

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

На правах рукописи

Светиков Владимир Васильевич

**СЕЛЕКЦИЯ МОД И УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ МЕТОДАМИ ПЛАНАРНОЙ
ВОЛНОВОДНОЙ ОПТИКИ**

01.04.21 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:

Пустовой Владимир Иванович

кандидат физико-математических наук

зав. отделом «Лазерная физика», Институт

общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Москва – 2018

Реферат.

123 стр., 80 рис., 3 табл.

ШИРОКОПОЛОСКОВЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР,
ШИРОКОАПЕРТУРНЫЙ СЕКЦИОНИРОВАННЫЙ ЛАЗЕР, ФИЛАМЕНТ, ВНЕШНИЙ
РЕЗОНАТОР, СЕЛЕКЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД, ОСНОВНАЯ ПОПЕРЕЧНАЯ МОДА,
ПОПЕРЕЧНАЯ МОДА ВЫСОКОГО ПОРЯДКА, ВОЛНОВОДНО-РЕШЁТЧНОЕ
ЗЕРКАЛО, V-РЕЗОНАТОР, ЧИСЛОВАЯ ПЛАНАРНАЯ ГОЛОГРАММА,
БРЕГГОВСКАЯ РЕШЁТКА, ФАЗИРОВАННАЯ ВОЛНОВОДНАЯ РЕШЁТКА.

В диссертации представлены результаты экспериментальных исследований генерации полупроводниковых лазеров во внешних резонаторах, построенных на принципах планарной волноводной оптики. Основными целями работы являлись разработка методов селекции поперечных мод мощных широкоапертурных полупроводниковых лазеров и управления модовым составом излучения маломощных одномодовых лазеров, разработка и исследование новых геометрий внешних резонаторов, построенных на принципах использования резонансных волноводных эффектов как во внутрилазерной полупроводниковой структуре, так и в элементах внешнего резонатора. В работе решаются следующие задачи: сужение и стабилизация спектра излучения, управление спектром излучения и селекция поперечных мод в широкополосковых и широкоапертурных секционированных лазерных диодах, а также разработка планарных резонаторов для маломощных мультисоставных лазерных источников, работающих в телекоммуникационном диапазоне длин волн (1.55 мкм).

Содержание

Цель работы и методы решения поставленных задач	6
Глава 1. Литературный обзор	8
1.1. Введение. Полупроводниковые лазерные диоды	8
1.2. Мультичастотные лазерные источники	11
1.3. Широкополосковые лазерные диоды	16
1.4. Мотивы выполнения работы	25
Глава 2. Исследование лазерной генерации широкополоскового лазерного диода в асимметричном V-резонаторе со спектрально неселективным зеркалом обратной связи	29
2.1. Аннотация	29
2.2. Введение	29
2.3. Исследования генерации ЛД в резонаторе, образованным собственными торцами	31
2.4. Исследование генерации ЛД во внешнем асимметричном V-резонаторе	35
2.5. Обсуждение результатов	39
2.6. Заключение	42
Глава 3. Широкоапертурный секционированный лазерный диод во внешнем V-резонаторе	44
3.1. Аннотация	44
3.2. Двухплечевой V-образный резонатор	44
3.3. Исследование лазерного излучения в резонаторе Фабри-Перо с плоским внешним выходным зеркалом	47
3.4. Исследование лазерной генерации в асимметричном V-резонаторе	48
3.5. Исследование лазерной генерации в симметричном V-резонаторе	51
3.6. Исследование перестройки длины волны в асимметричном V-резонаторе	53
3.7. Выводы	54
Глава 4. Перестраиваемый широкополосковый диодный лазер с внешним волноводно-решётчным зеркалом в тракте обратной связи	55
4.1. Аннотация	55
4.2. Введение	55
4.3. Резонатор с коллинеарным падением излучения на ВРЗ	58
4.4. Резонатор с неколлинеарным падением излучения на ВРЗ	61
4.5. Выводы	64

Глава 5. Широкополосковый ЛД с внешнерезонаторным выходным зеркалом обратной связи на основе планарной волноводной структуры	65
5.1. Аннотация	65
5.2. Числовая планарная голограмма. Основные свойства	66
5.3. Исследование генерации лазерного диода при отражении от входной грани планарного волновода	70
5.4. Селекция основной поперечной моды широкополоскового ЛД	73
5.4.1. ЧППГ для селекции основной поперечной моды ЛД	73
5.4.2. Исследование лазерной генерации изолированного ЛД	76
5.4.3. Исследование генерации ЛД во внешнем резонаторе с ЧППГ	79
5.4.4. Выводы	81
5.5. Селекция поперечной моды высокого порядка	82
5.5.1. Исследование генерации лазерного диода без внешнего резонатора	82
5.5.2 ЧППГ для селекции поперечной моды высокого порядка	85
5.5.3. Экспериментальное исследование диодного лазера с ЧППГ	86
5.5.4. Обсуждение результатов	89
5.5.5. Выводы	89
5.6. Исследование генерации лазерного диода в резонаторе с внешним планарным волноводным отражателем на основе брегговской решётки	90
5.6.1. Отражатель на основе планарной волноводной брегговской решётки	90
5.6.2. Исследование лазерной генерации с внешним отражателем на основе планарной брегговской решётки	92
5.6.3. Выводы	95
Глава 6. Исследование генерации полупроводникового лазерного диода с интегрально-оптическим мультиплексором во внешнем резонаторе	96
6.1. Аннотация	96
6.2. Оптический AWG-мультиплексор	96
6.3. Полупроводниковый лазер с AWG-мультиплексором во внешнем резонаторе. Вывод излучения через торец ЛД	102
6.4. Полупроводниковый лазер с AWG-мультиплексором во внешнем резонаторе. Вывод излучения через AWG-мультиплексор	107
6.5. Выводы	108
7. Заключение	110
Литература	112

Обозначения и сокращения

- ВРЗ – сокр. Волноводно-Решёточное Зеркало.
- КМОП – от англ. CMOS (complementary metal-oxide-semiconductor) в переводе: Комплементарная структура Металл-Оксид-Полупроводник, технология построения электронных схем на основе кремний содержащих соединений, в которой используются полевые транзисторы с изолированным затвором с каналами разной проводимости. Часто используется термин КМОП-технология, означающая весь спектр полупроводниковых технологий, используемых в производстве интегральных микросхем на кремниевых подложках.
- ЛД – лазерный диод.
- ОС – обратная связь.
- ЧПГ – числовая планарная голограмма. Англ. обозначение – DPH (Digital Planar Hologram).
- AWG – англ.: Arrayed Waveguide Grating, пер.с англ.: «упорядоченная волноводная решётка», в русск. научн. лит. аналог: «волноводная фазированная решётка». Устройство, выполненное на основе канальных волноводов и являющееся аналогом эшелона Майкельсона.
- DBR-лазер – англ.: Distributed Bragg Reflector laser – лазер с распределённым Брегговским отражателем, расположенным вне активной зоны полупроводникового лазера, в русск.яз.лит.: РБО-лазер.
- DFB-лазер – англ.: Distributed Feedback Laser – лазер с распределённой обратной связью. В русск. яз. лит.: РОС-лазер.
- ITU – англ. International Telecommunication Union – международный союз, разрабатывающий телекоммуникационные стандарты, в частности стандарт ITU G.694.1., задающий сетку частот несущих телекоммуникационного сигнала.
- ММІ – англ.: Multi Mode Interferometer – многомодовый интерферометр.
- PECVD – англ.: Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition – усиленное плазмой химическое парофазное осаждение.
- VCSEL – англ.: Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser – поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором

Цель работы и методы решения поставленных задач.

Полупроводниковые лазеры благодаря своему высокому КПД, малым размерам и высокой технологичности изготовления получили наибольшее распространение среди источников когерентного излучения. Наибольшее распространение полупроводниковые лазеры получили в таких отраслях как наука, обработка материалов, биомедицинские технологии, навигация, телекоммуникация, охрана, а также во многих смежных отраслях. Современными требованиями, предъявляемыми к полупроводниковым лазерам, являются высокая яркость излучения, узость спектра (высокая когерентность), перестройка длины волны и в ряде приложений перестройка в соответствии с заданной сеткой частот. Настоящая работа посвящена всем этим проблемам, а именно в ней рассматриваются задачи селекции поперечных мод в широкоапертурных лазерных диодах для повышения яркости излучения, задачи сужения спектра излучения и его перестройки, как плавно, так и дискретно и в том числе в соответствии с заданной сеткой.

Целями работы являлись разработка методов селекции поперечных мод мощных широкоапертурных полупроводниковых лазеров и управления модовым составом излучения маломощных одномодовых лазеров. Разработка и исследование новых геометрий внешних резонаторов, построенных на принципах использования резонансных волноводных эффектов как во внутрилазерной полупроводниковой структуре, так и в элементах внешнего резонатора.

В работе решаются следующие задачи: сужение и стабилизация спектра излучения, управление спектром излучения и селекция поперечных мод в широкополосковых и широкоапертурных секционированных лазерных диодах, а также разработка резонаторов для маломощных мультиспектральных лазерных источников.

Для решения перечисленных задач были разработаны и исследованы внешние резонаторы полупроводниковых лазеров, построенных на принципах использования резонансных волноводных эффектов. В частности, в работе использовались следующие конструкции внешних резонаторов, а также проведены следующие исследования:

- 1) для маломощного полупроводникового лазера разработан и экспериментально исследован внешний резонатор на основе массива волноводной фазированной решётки (AWG-структура), исследованы спектральные характеристики лазерного излучения в двух вариантах резонаторов: резонатор с выходом излучения через чип ЛД и резонатор с выходом излучения через волноводы AWG-структуры.
- 2) исследованы режимы селекции поперечных мод широкополоскового ЛД в резонаторе с фазово- и спектрально-неселективным зеркалом обратной связи

- (ОС) в резонаторе V-типа в зависимости от углового расположения зеркал обратной связи относительно оси ЛД;
- 3) разработан и исследованы спектральные характеристики излучения в резонаторе с волноводно-решёточным зеркалом (ВРЗ) для разных поляризаций падающего на ВРЗ излучений и разных геометрий расположения штрихов решётки ВРЗ относительно волнового вектора падающего излучения, исследована перестройка длины волны излучения в резонаторе с зеркалом на ВРЗ;
 - 4) исследованы режимы лазерной генерации широкоапертурного секционированного ЛД во внешнем V-резонаторе симметричного и асимметричного типов,
 - 5) исследовано управление спектром генерации широкоапертурного секционированного ЛД при использовании в асимметричном V-резонаторе геометрии Литтмана-Меткалфа;
 - 6) разработаны и экспериментально исследованы параметры лазерной генерации в планарных волноводных резонаторах в которых осуществлялись селекции основной поперечной моды и моды высокого порядка планарным зеркалом на основе числовой планарной голограммы (ЧПГ);
 - 7) исследована лазерная генерация мощного широкополоскового ЛД в планарном волноводном резонаторе с отражателем на основе брегговской решётки;

В представленных материалах исследований продемонстрированы методы перестройки длины волны генерации лазерных диодов, сужения спектра излучения, стабилизации спектра и независимость его от тока накачки и температуры, показаны условия селекции поперечных мод в отсутствии спектрально- и фазово-селективных элементов во внутрирезонаторном пространстве, в резонаторах с ЧПГ продемонстрирована селекция основной моды широкополоскового ЛД и селекция моды высокого порядка, показаны особенности генерации одномодового ЛД в резонаторе с AWG-структурой.

По результатам исследований, вошедших в диссертационную работу, опубликованы следующие статьи в научных журналах, рекомендованных ВАК:

1. В.В. Светиков, Д.Х. Нурлигареев, "Широкоапертурный секционированный лазерный диод во внешнем V-образном резонаторе", // **Квантовая электроника**, т.44, №9, с.810-814 (2014)

2. Гончаров А.А., Светиков В.В., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Трусов Н.В.
"Интегрально-оптический демультиплексор на основе волноводной структуры SiO₂-SiON. // **Квантовая электроника**, т.35, №12 (2005), с.1163-1166.
3. Гончаров А.А., Светиков В.В., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А.
"Интегрально-оптический аналог эшелона Майкельсона, его основные свойства и приложения." // **Квантовая электроника**, т.34, №8 (2004), с.755-760.
4. Гончаров А.А., Светиков В.В., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А.
"Интегрально-оптическое устройство спектрального уплотнения и разуплотнения каналов связи" // **Радиотехника**, 2004, №12, с.54-60, (исправление: 2005, №10).
5. V.A. Sychugov, D.Kh. Nurligareev, V.V. Svetikov, I.F. Salakhutdinov, B.N. Zvonkov, N.V. Baidus, S.V. Nekorkin, and H.J.W.M. Hoekstra, "Tunable Wide-Aperture Semiconductor Laser with an External Waveguide–Grating Mirror", // **Laser Physics**, v.12, No.4, pp. 691–696 (2002)
6. Б.Н. Звонков, К.Е. Зиновьев, Д.Х. Нурлигареев, И.Ф. Салахутдинов, В.В. Светиков, В.А. Сычугов, "Перестраиваемый широкоапертурный полупроводниковый лазер с внешним волноводно-решёточным зеркалом", // **Квантовая электроника**, т.31, №1, с.35-38 (2001)

Материалы, вошедшие в диссертацию, публиковались в следующих журналах, сборниках и докладывались на следующих конференциях:

1. V. Svetikov, C. Peroz, I. Ivonin, S. Dhuey, S. Cabrini, S. Babin, A. Goltsov, V. Yankov, "Selection of high-order lateral modes in broad area laser diode by digital planar hologram", // **J. Opt. Soc. Am. B**, vol. 30, No. 3, pp.610-614 (2013)
2. V. Svetikov, I. Ivonin, A. Koshelev; L. Velikov, Yu. Vorobiev, A. Goltsov, V. Yankov, "Suppression of lateral modes in wide aperture laser diodes by digital planar holograms", // **Proceedings of SPIE** v.7918, 79180P (2011)
3. Goncharov A.A., Kuzmin S.V., Svetikov V.V., Trusov N.V. "The semiconductor laser diode with the integrated AWG-multiplexer as external cavity." // **Proceedings of SPIE**, v.63446 p.63442A (2006).
4. V.V. Svetikov, P.I. Pustovoy, "Semiconductor laser diode into asymmetrical V-shaped cavity with non spectral- and non phase- selective feedback mirror.", // **ECONO/LAT 2016**, Minsk,
5. V. Svetikov, I. Ivonine, C. Peroz, S. Babin, S. Dhuey, S. Cabrini, A. Goltsov, V. Yankov, "Lateral modes selection in broad area laser diodes by digital planar hologram", // **15th International Conference "Laser Optics 2012"**, St. Petersburg, Russia, June 25-29, 2012

6. V. Svetikov, I. Ivonin, A. Koshelev; L. Velikov, Yu. Vorobiev, A. Goltsov, V. Yankov, "Suppression of lateral modes in wide aperture laser diodes by digital planar holograms", // **High-Power Diode Laser Technology and Applications IX**, San Francisco, California, USA, January 23-25, 2011
7. C. Peroz, S. Dhuey, A. Goltsov, B. Harteneck, I. Ivonin, V. Svetikov, S. Babin, S. Cabrini, and V. Yankov, "Digital Planar Holograms fabricated by Step and Repeat UV nanoimprint lithography: from spectrometer chip to higher power laser diodes", // **CLEO:2011 – Laser Applications to Photonic Applications**, Baltimore, Maryland United States, 1–6 May 2011, ISBN: 978-1-55752-910-7
8. A. Koshelev, V. Svetikov, I. Ivonin, A. Goltsov, V. Yankov, "Use of digital planar nanoholography for increasing brightness of high power laser diodes", // **Международный форум по нанотехнологиям**, Москва, 1-3 ноября, 2010
9. V. V. Svetikov, A. Yu. Goltsov, I. A. Ivonin, V. V. Yankov, "Laser Mode Selection of Broad Area Laser Diode by External Spectral-Phase Planar Mirror." // **ALT'10** (18th International Conference on Advanced Laser Technologies), September 11-16, 2010, Egmond aan Zee, Netherlands
10. V.V. Svetikov, V.A. Sychugov, "Broad-area semiconductor laser diode with sectioned electric contact into external Bragg resonator", // **ALT'09** (17th International Conference on Advanced Laser Technologies), September 26–October 1, 2009, Antalya, Turkey
11. Goncharov A.A., Kuzmin S.V., Svetikov V.V., Trusov N.V. "The semiconductor laser diode with the integrated AWG-multiplexer as external cavity", // **ALT'05**, (13th International Conference on Advanced Laser Technologies), September 3–6, 2005, Tianjin, China
12. Гончаров А.А., Кузьмин С.В., Светиков В.В., Трусов Н.В. "Полупроводниковый лазерный диод с интегральным AWG-мультиплексором во внешнем резонаторе.", // **Труды XLVIII научной конференции МФТИ**, часть V, Москва, Долгопрудный, 2005, с.126-127
13. N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, H.J.W.M. Hoekstra, D.Kh. Nurligareev, I.F. Salakhutdinov, V.V. Svetikov, V.A. Sychugov, "Tunable wide-aperture semiconductor laser with an external waveguide-grating mirror", // 10th European Conference on Integrated Optics, **ЕСИО 2001** - Heinz Nixdorf MuseumsForum, Paderborn, Germany, 4 Apr 2001 – 6 Apr 2001.

1. Литературный обзор.

1.1 Введение. Полупроводниковые лазерные диоды.

С момента первой демонстрации полупроводниковых лазеров, способных излучать при комнатной температуре, их применение в самых различных областях неизменно расширялось. В настоящее время полупроводниковые лазеры занимают существенную нишу в современной технике, определяемой их широким использованием во многих сегментах промышленности и товаров массового потребления. Устойчивая тенденция расширения области применения полупроводниковых лазеров наглядно иллюстрируется объёмом современного рынка полупроводниковых лазеров. Например, компания Transparency Market Research (TMR) прогнозирует 7.1% -й рост рынка полупроводниковых лазеров в период с 2014 до 2020 года. Рынок в 2013 году составил 4.8млрд. долларов, таким образом, согласно прогнозу TMR в 2020 году рынок составит величину 7.7млрд. долларов. Рост рынка полупроводниковых лазеров становится очевиден, если перечислить основные области, в которых востребованы такие лазеры: оптические запоминающие устройства, литография, медицина, военные применения, сенсоры и датчики, устройства отображения информации, устройства печати, телекоммуникация, приложения в технологических процессах (маркировка, резка). Их широкая востребованность определяется прежде всего низкой стоимостью единицы мощности при существенно малых габаритах и высоким КПД.

Развивающиеся технологии неизменно предъявляют всё более высокие требования к источникам излучения на основе полупроводниковых лазеров. Прежде всего, это касается ширины и устойчивости спектра излучения, перестройки длины волны излучения, характера и вида излучаемого спектра, мощности и яркости. К настоящему времени все лазерные структуры можно разделить на две основные категории, это планарные и с вертикальным резонатором. Соответственно, этим категориям характерны свои основные свойства, обусловленные их геометрией. В дальнейшем будут рассматриваться наиболее технологически отработанные и имеющие низкую стоимость изготовления лазерные диоды планарной геометрии, а именно узкоплосковые маломощные, широкополосковые мощные и широкоапертурные секционированные лазерные диоды.

1.2 Мультичастотные лазерные источники

В настоящее время задача передачи больших потоков информации решается с помощью систем оптической связи со спектральным уплотнением каналов. В телекоммуникационных сетях расположения этих каналов на шкале частот строго фиксированы (т.н. ITU-сетка [1]). Согласно этой шкале несущие частоты расположены с интервалом 50ГГц, в связи с чем современные приборы проектируются на интервал 50ГГц, 100ГГц и 200ГГц, который для диапазона длин волн $\lambda \sim 1550\text{нм}$ соответствует, соответственно: 0.4нм, 0.8нм и 1.6нм. В соответствии с этим одним из ключевых элементов систем связи становится источник излучения на заданные ITU-сеткой длины волн. Такие источники состоят либо из набора моночастотных излучателей, либо из одного мультичастотного излучателя, частоты излучения которого соответствуют стандартизированной сетке частот. Актуален также источник с дискретно перестраиваемыми (переключаемыми) частотами в пределах ITU-сетки частот.

Простейшим вариантом таких источников излучения является массив моночастотных излучателей [2,3], которые чаще всего представляют собой DFB-, DBR-лазеры [4, 5, 6], лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL) [7, 8] или полупроводниковые лазеры с Брегговскими зеркалами в выходном волокне [9, 10] или лазеры с пристыкованным к выходному торцу ЛД планарным канальным волноводом с брегговской решёткой в виде профилированной поверхности волновода [11, 12].

Предложены и исследованы также конструкции, основанные на одном полупроводниковом усилителе с несколькими Брегговскими решётками в одном резонаторе. Наиболее эффективными оказались конструкции, представляющие собой кольцевой волоконный резонатор. Используя эту конфигурацию, были исследованы 2-, 3-, 4- и более частотные источники лазерного излучения [13, 14, 15, 16, 17].

Используются также конструкции, состоящие из массива ЛД с планарными Брегговскими зеркалами ОС, излучение от которых объединяется в один канал в пределах одного интегрально-оптического чипа [18-23,39]. В частности в [23] авторы продемонстрировали источник размером $4.3 \times 1.4 \text{мм}^2$, состоящий из массива 20 DFB-лазеров, излучение от которых объединялось интегральным многомодовым элементом (MMI – Multi Mode Interferometer). Также были предложены источники с лазерами с вертикальным резонатором (VCSEL) [24].

Современные задачи, стоящие перед микроэлектроникой, во многих своих аспектах могут быть решены только с использованием элементов оптической передачи и обработки

сигнала. В частности это задачи быстродействующей и защищённой телекоммуникации во всех сферах своего применения от интернета до перспективных сетей мобильной связи (например 5G), задачи быстродействующей передачи информации с низкими энергетическими потерями в пределах интегральных микросхем (внутричиповый интерконнект), задачи, связанные с приёмом и передачей субтерагерцовых радиосигналов фазированными антенными решётками. Такие задачи актуализируют потребность в малогабаритных лазерных источниках с узкой спектральной шириной излучения и в особенности в мультисигментных источниках. Использование для этих целей волоконных Брегговских решёток неприемлемо по причине их больших габаритов, необходимости температурного контроля каждого ЛД и соответствующих им решёток, а также, что самое важное, крайней затруднительностью интегрирования их в общий процесс изготовления интегральных микросхем, которые в настоящее время изготавливаются по КМОП-технологии. Разработка конструкций с дискретным набором независимых лазеров, каждый из которых излучает на индивидуальной длине волны также технологически нежелательно, из-за необходимости их индивидуального контроля параметров излучения, что сильно усложняет конструкцию изделия и, соответственно, повышает его стоимость [25].

В связи с вышеизложенными проблемами, исследователи пошли по пути использования принципов интегральной оптики (интегральной фотоники), в соответствии с которыми стали разрабатывать резонаторы на основе канальных и планарных волноводных структур, конструктивно однозначно определяющих всю заданную сетку длин волн, и в частности рабочую область спектра и область свободной дисперсии. В таких конструкциях резонаторов контроль соответствия излучения заданным длинам волн может осуществляться по одному произвольно выбранному каналу. Приоритетными материалами изготовления таких структур явились те, которые совместимы с КМОП-процессами, т.е. это SiO_2 , SiON , $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$, Si_3N_4 , Si . Также в число приоритетных материалов вошёл InP , из-за того, что он является базовым при производстве полупроводниковых лазерных диодов на диапазон $\lambda \sim 1550\text{nm}$, что естественным образом обеспечивает полную совместимость технологий изготовления фотонной структуры и источника света или оптического усилителя.

При разработки таких лазерных источников наибольшее распространение получили конструкции на основе канальных кольцевых резонаторов [26, 27] и структур на основе волноводных фазированных решёток (AWG– Arrayed Waveguide Grating) [28-31].

Базовая схема многочастотных полупроводниковых лазеров на основе канальных кольцевых резонаторов приведена на рис.1.1а.

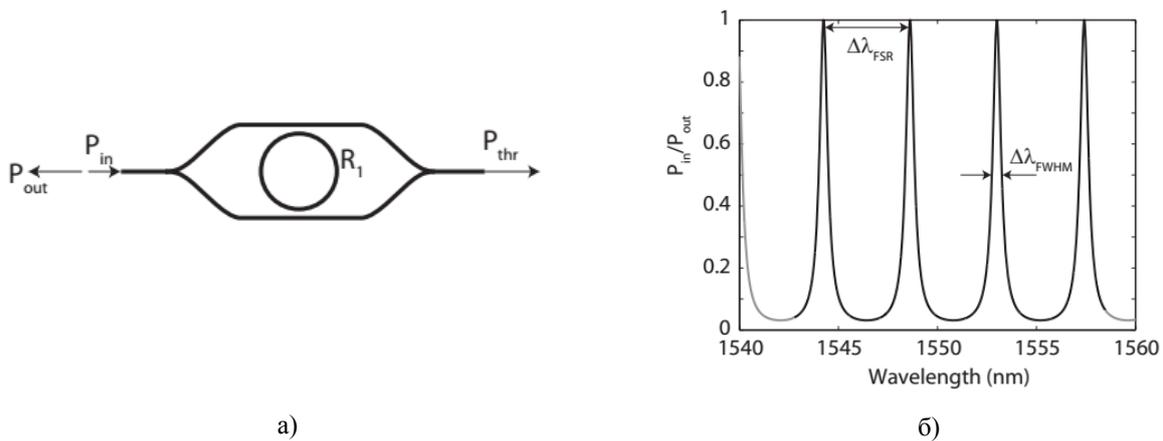


Рис.1.1 – Базовая схема частотного фильтра внешнего резонатора полупроводникового лазера на основе кольцевого элемента (а) и его спектр отражения (б).

Спектр отражения от такой структуры показан на рис.1.1б.

Типичный спектр лазеров с кольцевым резонатором приведён на рис.1.2 [26].

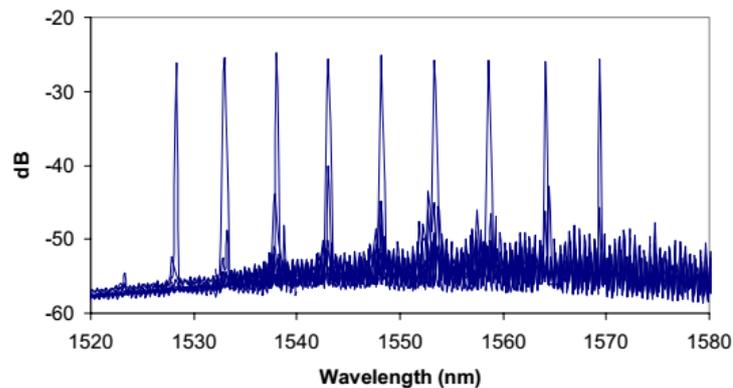


Рис.1.2 – Типичный спектр лазера с кольцевым резонатором [26]

Другим из наиболее часто применимым подходом к решению задачи разработки многочастотного лазера является использование структур типа "волноводная фазированная решётка" (AWG) [28-31, 125] во внешнем резонаторе лазерного диода. Эта структура [32-34], как и фильтр на кольцевом резонаторе, является спектральным фильтром с фиксированным набором частот пропускания. Преимущество AWG-мультиплексора перед Брэгговскими решётками проявляется в том, что благодаря своей конструкции мультиплексор однозначно определяет не одну рабочую длину волны, а некоторый заданный массив рабочих длин волн, и таким образом его использование в качестве частотно селективирующего элемента в резонаторе лазера также однозначно определяет этот массив генерируемых длин волн. Общее количество рабочих длин волн в одном рабочем порядке мультиплексора (K_1) (длин волн, входящих в область прозрачности мультиплексора в одном порядке пропускания) определяется количеством

входов (N_i) и выходов (N_o) мультиплексора и равно: $K_1 = N_i + N_o - 1$. Обычно мультиплексор может работать в нескольких рабочих порядках m . В этом случае полное число пропускаемых им длин волн равно: $K_\Sigma = m(N_i + N_o - 1)$.

Базовая схема диодных лазеров с фазированной решёткой в резонаторе приведена на рис.1.3 [31].

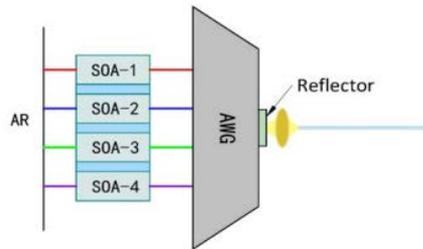


Рис.1.3 – Базовая схема резонатора с фазированной решёткой [31].

Спектр генерации таких лазеров зависит от параметров AWG-структуры, в частности от спектральной формы пропускания каналов. В случае гауссового спектрального пропускания канала мультичастотный спектр имеет вид, представленный на рис.1.4 [31].

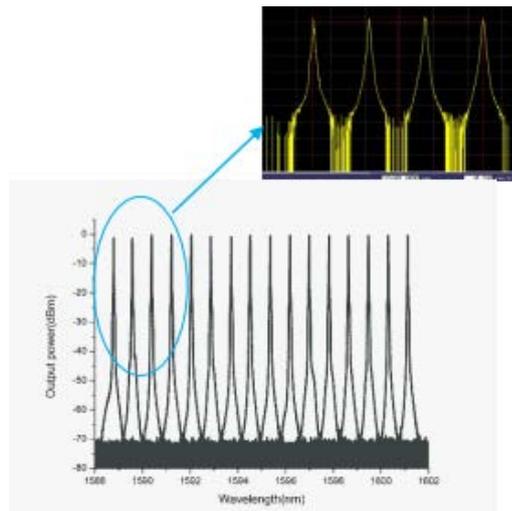


Рис.1.4 – Спектр генерации диодного лазера с AWG-структурой во внешнем резонаторе [31].

Основными проблемами при разработке мультичастотных источников лазерного излучения является согласование моды лазерного диода с модой приёмного канального волновода AWG-структуры или структуры кольцевого резонатора. По понятным причинам, наилучшее согласование достигается при использовании InP в качестве материала для волноводов. На основе этого материала были предложены и исследованы резонаторы с AWG-структурой [35,36,37,38] и с кольцевыми резонаторами [40,41,42,43]. В этом случае согласование мод наилучшее по причине использования одного материала для лазерного диода и для волноводов резонатора. Ещё одной особенностью таких

конструкций является относительно малые размеры резонатора, что обусловлено высоким показателем преломления InP. Эта особенность имеет как положительную сторону в виде малых размеров, так и отрицательную, связанную с технологической необходимостью использования литографии высокого разрешения, в частности электронно-лучевую литографию с разрешением 3...5нм (для сшивки кадров), что не способствует ни снижению цены, ни широкому распространению этой технологии. В этой связи интеграция мультимодовых лазерных источников на основе InP в электронные микросхемы, изготовленные по КМОП-совместимой технологии на кремниевых подложках, характеризуется определёнными трудностями. В этой связи актуально использование кремний-содержащих материалов для резонаторов мультимодовых лазеров: Si, SiO₂, Si₃N₄, SiON или SiO₂:GeO₂, т.к. именно эти материалы используются в стандартных КМОП-процессах. Причём интерес представляют структуры как на сильных волноводах, т.е. волноводах с большим контрастом (Si₃N₄, Si), так и структуры на слабых волноводах с контрастом 1...3% (SiON, SiO₂:GeO₂). Первые требуют литографии высокого разрешения, к последним может быть применима относительно дешёвая литография с разрешением 0.6мкм.

В связи с этим в настоящее время очевиден интерес современных разработчиков радиоэлектронной аппаратуры и в частности отечественных разработчиков к устройствам интегральной фотоники на основе структур, с одной стороны совместимых со стандартными техпроцессами КМОП-технологии, с другой стороны которые могут быть изготовлены серийно освоенными нормами литографии, которые в настоящее время на отечественных предприятиях находятся на уровне 0.4...1мкм.

1.3 Широкополосковые лазерные диоды

Мощные лазерные диоды, излучающие 100мВт и более, имеют широкую область лазерной генерации в плоскости *p-n*-перехода. Такая конструкция обусловлена конечной плотностью мощности пучка, выходящего через торец ЛД, при которой происходит его разрушение. Таким образом, для увеличения суммарной мощности пучка при сохранении его плотности на торце, требуется уширение области накачки. Самая простая конструкция таких лазеров основана на использовании широкого электрического контакта, в связи с чем такие лазеры называют широкополосковыми. Таким образом, в поперечном направлении к оси ЛД в плоскости *p-n*-перехода создаются условия для возникновения мод высокого порядка. Очевидно, что чем шире область локализации светового пучка в

этом направлении, тем шире спектр поперечных мод. Это приводит как к уширению спектра генерации, так и к ухудшению качества пучка из-за увеличения его расходимости и невозможности его фокусировки в малое пятно.

Спектральное рассогласование между поперечной модой m и фундаментальной $m=1$ можно оценить уравнением [44]:

$$\Delta v_m = \frac{\lambda L}{4nw^2} (m^2 - 1) \Delta v_z$$

где: λ – длина волны, L – длина резонатора, w – ширина лазерного волновода, Δv_z – расстояние между продольными модами.

Согласно этому уравнению для ЛД с длиной резонатора $L=1$ мм и шириной волновода $w=200$ мкм будет примерно 25 поперечных (lateral) мод между двумя продольными модами.

Уменьшение числа активных поперечных мод и формирование супермоды затрудняется возникновением нитевидной структуры оптического потока внутри лазерного диода – т.н. филаментацией активной области лазерной структуры [45-58]. К настоящему времени среди факторов, приводящих к филаментации, рассматривают следующие [57]: 1) изменение показателя преломления среды активной области, вызванное насыщением усиления; 2) самофокусировка за счёт термического изменения показателя преломления; 3) самодефокусировка за счёт изменения показателя преломления от интенсивности излучения (числа рекомбинированных носителей заряда).

Филаментация в широкоапертурных ЛД сильно влияет на качество пучка. Эта проблема усугубляется динамикой интенсивности филаментов, а именно непрерывным перемещением максимумов интенсивности из одного филаментного канала в другой, что приводит к искажению волнового фронта пучка излучения. Характерный размер филаментного канала зависит от тока накачки и от лазерной структуры [59] и, как правило, варьируется от 8 до 20 мкм. Время перемещения максимума интенсивности в 100мкм лазере от одного бокового края ЛД до другого может составлять от 200 до 500пс, длительность его свечения в филаментном канале составляет величину порядка 10-20пс [60]. Несмотря на столь малые времена свечения и перемещения максимума интенсивности от одного филаментного канала к другому, усреднённая картина распределения интенсивности на выходном торце ЛД в масштабе времени более 1нс оказывается стабильной. Усреднённое во времени положение филаментов можно считать статическим только для фиксированных температуры и тока накачки. При изменении этих параметров филаменты могут менять своё положение и ширину [47].

В реальном лазерном диоде филаменты имеют слабую фазовую синхронизацию между собой, в результате чего они выступают практически независимыми источниками излучения. Это приводит к сильному угловому уширению пучка вдоль медленной оси и возникновению локализованных максимумов в дальнем поле. В совокупности указанные явления в широкоапертурных ЛД приводят к довольно широкому спектру поперечных (боковых) мод лазерного диода, увеличивающемуся с ростом тока накачки. Следствием этого является сильное снижение качества пучка, что проявляется в существенном уменьшении его яркости. Поперечная многомодовость и неустойчивость спектра поперечных мод приводит также к осложнениям при фокусировке лазерного пучка. Это связано с тем, что при фокусировании разные поперечные моды ЛД сфокусируются в разных местах и не всегда на оси ЛД (рис.1.5).

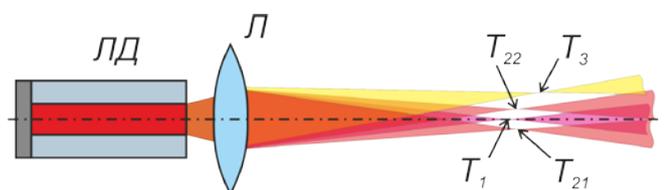


Рис.1.5 – К теме о фокусировании многомодового пучка (ЛД– лазерный диод; Л– фокусирующая линза; T_1 – перетяжка основной моды; T_{21} и T_{22} – перетяжки моды высокого порядка; T_3 – перетяжка асимметричной моды).

Таким образом, необходимым условием повышения качества пучка является снижение поперечной многомодовости, вызванной неуправляемой филаментацией усилительной области лазерной структуры. Решение этой проблемы видится либо в подавлении филаментов, по крайней мере на выходном торце ЛД, либо в фиксации их положений в волноводе ЛД с одновременной фазовой синхронизацией.

Т.к. филаменты являются результатом изменения показателя преломления среды активной области из-за эффектов, связанных с протеканием тока, нагрева и рекомбинации, то их полное подавление представляет довольно сложную задачу.

Одним из наиболее распространённых подходов к решению этой задачи заключается в создании структуры, в которой различные механизмы изменения показателя преломления либо компенсировали бы эффект друг друга, либо оказывали бы на показатель преломления минимальный эффект. В частности исследования показали, что структуры на квантовых точках демонстрируют лучшее качество излучения, чем структуры на квантовых ямах [61,62]. Авторы работы [63] расчётно и экспериментально показали, что филаментация в лазерных структурах на квантовых точках менее выражена, чем в структурах на квантовых ямах. В частности была измерена глубина филаментации (

$(I_{\max} - I_{\min}) / I_{\max}$) и было обнаружено, что глубина филаментации пропорциональна току накачки для лазерных структур на квантовых ямах и обратно пропорциональна току накачки для структур на квантовых точках. Такая зависимость распределения интенсивности вдоль выходной излучающей площадки авторами связывалась с зависимостью ширины филаментов от тока накачки для разных структур. Численные расчёты, проведённые авторами показали, что ширина филаментов для структур на квантовых ямах уменьшается с ростом тока накачки, в то время как для структур на квантовых точках ширина филаментов увеличивается.

Другим подходом к решению проблемы паразитного влияния филаментов на качество пучка является разработка специальных конструкций лазерных диодов, в которых не возникала бы филаментация области усиления. В частности речь идёт о ЛД с тейпированной выходной частью (рис.1.6а) [64-71], секционированных ЛД (рис.1.6б) [72-78], ЛД с вогнутым торцом (рис.1.6в) [79] и ЛД с наклонной решёткой распределённой обратной связи (α -DFB) [80].

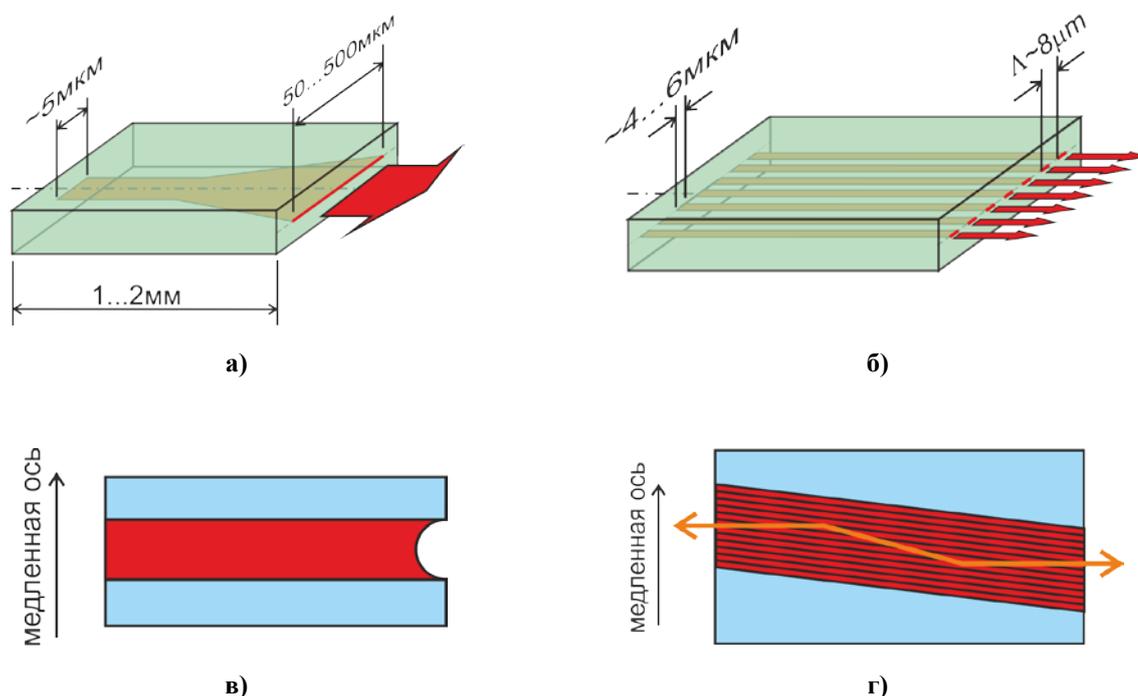


Рис.1.6 –Конструкции планарных лазерных диодов: а) –тейпированный ЛД; б) – секционированный ЛД; в) – ЛД с вогнутым торцом; г) – ЛД с наклонной решёткой распределённой обратной связи (α -DFB).

Тейпированные лазеры [64-71] были разработаны специально для исключения влияния поперечной многомодовости на качество пучка. Конструкция таких лазеров такова, что с одной стороны лазерного диода располагается одномодовый участок

усиления, который затем адиабатически расширяется в многомодовый участок усиления (рис.1.6а). Идея этой конструкции заключается в том, что при адиабатическом расширении в многомодовом участке не возникают поперечные моды высокого порядка, в дополнении к этому резонатор такой геометрии обладает свойствами пространственного фильтра (при распространении отражённого от выходного торца света), в котором апертура одномодового участка выделяет только фундаментальную моду, поддерживаемую узкой частью волновода активной зоны.

К настоящему времени наиболее применимыми являются две геометрии тейпированных ЛД. В одной конструкции тейпированный лазер имеет в своём составе секцию с одномодовым лазером, который возбуждает тейпированную секцию. Отражение от широкого торца возвращается в одномодовую секцию лишь частично, создавая эффект пространственной фильтрации [81]. Отражённый от выходной грани пучок, свободно дифрагируя в тейпированной секции имеет обратно выгнутый фронт волны, что дополнительно уменьшает тенденцию к филаментации. Другой тейпированный дизайн отличается от первого тем, что тейпированная область является внешним усилителем одномодового лазера, стоящим перед ней [82-84]. В дополнении к внешнему усилению во время дифракции, этот дизайн имеет преимущество в отсутствии обратно распространяющегося пучка, который создавал бы термическое и токовое линзирование из свободных носителей [111, 85, 104].

Тейпированные лазеры характеризуются высоким качеством пучка, в частности низкий M^2 ($M^2=1.5$ при $I < 5I_{th}$ [82], $M^2=1.1$ при $I < 3I_{th}$ [83]) и генерируют основную поперечную моду. К недостаткам такой конструкции можно отнести резкое ухудшение качества пучка при больших токах инжекции, а также при работе в режиме постоянного тока накачки. В этих режимах в таких лазерах возникают возмущения показателя преломления, вызванные носителями тока и повышением температуры [65], что и приводит к возникновению филаментов. Это приводит к необходимости ограничения выходной мощности для сохранения приемлемого качества пучка. В целом тейпированные конструкции в сравнении со стандартной полосковой конструкцией имеют примерно вдвое меньший КПД и, соответственно, высокие термические потери, относительно высокие плотности тока и меньшую выходную мощность [84].

Секционированный ЛД (рис.1.6б) представляет собой конструкцию, в которой активная область лазерного диода разделена на равные секции так, что каждая из секций поддерживает только поперечно одномодовый режим. В этом случае профиль интенсивности на торце ЛД представляет собой массив ярких участков с одинаковой

интенсивностью в отличие от широкополосковых ЛД, в которых из-за филаментов распределение поля на торце сильно неравномерно. Так как ширина секций выбирается таким образом, чтобы они были одномодовыми, филаменты в них не возникают. Таким образом, риск оптического повреждения торца снижается. Обычно ширина секций составляет величину порядка 5...8 мкм, расстояние между секциями выбирается равной примерно этой же величине. Со структуры, состоящей из 10 секций, можно получить несколько сотен милливатт. Ширина спектра генерации зависит от мощности пучка и равна примерно 2...3 нм.

Секционированные конструкции ЛД условно можно разделить на два типа. К первому типу можно отнести конструкции с массивом изолированных друг от друга излучателей с единственной поперечной модой [86], ко второму типу относятся конструкции, в которых тем или иным способом обеспечивается фазовая синхронизация одномодовых излучателей [72]. Недостатком первой конструкции является принципиальное отсутствие фазовой синхронизации между излучательными каналами, что неизбежно приводит к низкой яркости диодного лазера в целом. Для таких конструкций необходима внешняя обратная связь для обеспечения фазовой синхронизации всех каналов. Второй тип конструкции подразумевает фазовую синхронизацию излучательных каналов непосредственно в самой структуре ЛД. Для достижения фазовой синхронизации излучательных каналов были разработаны несколько вариантов конструкций, наиболее распространёнными из которых являются конструкции со связью на истекающих волноводах (leaky-wave-coupled) – ARROW-структуры [73-75], конструкции со связанными волноводами (evanescent-wave-coupled) – ROW-структуры [76] и конструкции на основе Y-разветвителей (Y-junction-coupled) [77]. Наилучшие результаты были получены в конструкциях со связью на истекающих волноводах на основе антиволноводных секций. В таких ЛД фазовая связь излучателей достигается за счёт антиволноводного эффекта, который проявляется в том, что области светимости располагаются не под электрическими контактами, а в областях, расположенными между этими контактами. Однако в реальных таких конструкциях необходимая глубина фазовой синхронизации достигается лишь для соседних каналов, синхронизация зависит от тока накачки и глубина её спадает с увеличением удалённости каналов друг от друга. Для повышения яркости таких лазеров также желательна внешняя обратная связь с целью фазовой синхронизации каналов излучения.

Распределение интенсивности поля световой волны в дальней зоне секционированного лазерного диода зависит от спектра поперечных (lateral) мод. Для основной (фундаментальной) моды распределение поля имеет однолучевой характер.

Моды высокого порядка имеют двухлучевое распределение с угловым расстоянием между лучами, зависящим от порядка моды (рис.1.7 [78]).

Такая зависимость распределения поля мод в дальней зоне от их порядка используется в задачах селекции поперечных мод. Для этого используется геометрия V-резонатора [101-104].

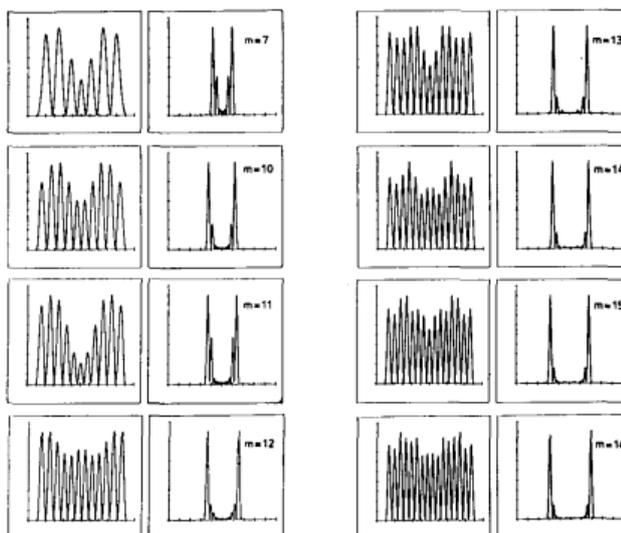


Рис.1.7 – Расчёт распределения интенсивности в ближнем и дальнем полях секционированной структуры, состоящей из 10 секций. Учитывались усиление, температура и антиволноводные эффекты. Горизонтальная шкала для распределений в дальнем поле равна 2° [78]

Монолитная конструкция ЛД с вогнутой формой одной из граней (рис.1.6в) была предложена авторами [79]. Такая конструкция создаёт неустойчивый резонатор. Авторы получили пучок мощностью 600мВт, прежде чем наступила филаментация. В конечном счёте этот метод потерпел неудачу из-за высокого коэффициента усиления лазерных диодов, что вызывает высокое усиление пучка за один проход, приводящее к возникновению неоднородности пучка (филаментации) в активной зоне ещё до момента его отражения от вогнутого торца.

Ещё одной заслуживающей внимание конструкцией, предназначенной для снижения влияния филаментации, является конструкция на основе наклонной решётки распределённой обратной связи (α -DFB) (рис.1.6в). В этом лазере используется наклонная по отношению к торцам резонатора решётчатая структура. В этом резонаторе волновой вектор селективируемой моды, взаимодействуя с волновым вектором решётки, распространяется вдоль неё, в то время как нежелательные моды уходят в боковые стороны. Преимущество этой геометрии в том, что нежелательные моды быстро покидают

резонатор, не успев усилиться, что уменьшает паразитные возмущения и потери мощности в структуре ЛД [80].

Указанные монолитные конструкции позволяют получить лазерный пучок высокого качества. Однако издержками этих конструкций является привносимая в литографический процесс сложность, сильно увеличивающая их стоимость. Помимо этого, все основные параметры изолированного ЛД, а именно мощность лазерного пучка, пороговый ток и спектр проявляют температурную зависимость. Эта зависимость, в свою очередь, приводит к зависимости спектра излучения от выходной мощности, т.е. от тока накачки. Это объясняется температурной зависимостью усиления и показателя преломления лазерной среды [87-96]. В частности для некоторых ЛД увеличение тока от порогового до номинального приводит к смещению спектра излучения на 2...4нм в сторону больших длин волн. При изменении температуры теплоотвода лазерного диода с 20 °С до 30 °С среднее смещение пика лазерной генерации GaInAsP/InP-лазеров равно 5.6нм, GaInNAs-лазеров равно 4.1нм. Среднее смещение пика лазерной генерации GaAs-лазеров от температуры в этом же диапазоне равно 2.5...3нм [96].

В связи с необходимостью разрешения этих недостатков наряду с монолитными конструкциями, получили развитие конструкции диодных лазеров, основанные на внешних резонаторах. Преимуществами конструкций с внешним резонатором являются не только возможность спектральной стабилизации, но и возможность осуществлять эффективную селекцию мод, а в ряде случаев осуществлять подстройку важных параметров в процессе сборки и эксплуатации. Также преимуществом конструкций с внешним резонатором является возможность использования в них простейших хорошо отработанных конструкций лазерных диодов, например – полосковых.

Внешние резонаторы можно подразделить по решаемым задачам, самыми распространёнными из которых являются спектральная селекция или управление спектром, в том числе в процессе свечения лазера и задача повышения яркости, в которую входят селекция поперечных мод.

Задача спектральной селекции и управления спектром решается использованием в резонаторе спектрально селективного элемента, чаще всего дифракционной решётки. Наиболее часто используемыми схемами являются геометрии Литтрова [97,98] и Литмана-Меткалфа [99]. Эти схемы позволяют эффективно стабилизировать спектр излучения и, при необходимости, его плавно перестраивать.

Недостатком рассмотренных перестраиваемых схем с дифракционными решётками является вероятность перескока продольных мод из-за несоответствия резонансной частоты резонатора и частоты, на которую настроен угол разворота подстраиваемого

элемента (решётка или зеркало). В связи с этим для плавной перестройки эти схемы требуют согласования изменения длины резонатора и угла поворота настраиваемого элемента. Этот недостаток может явно проявиться в случае одномодового ЛД. В случае широкоапертурных ЛД, частотный спектр которых широк из-за многочисленных продольных мод, этот недостаток может быть невеликован. Тем не менее, приведённые выше схемы резонаторов в основном применяются для мощных ЛД. Такие резонаторы состоят из дискретных объёмных элементов, разделённых воздушным промежутком, что делает такие конструкции уязвимыми к механическим воздействиям.

Ещё одним недостатком этих схем является неспособность селективировать поперечные моды. По этой причине эти схемы не могут самостоятельно использоваться в задачах повышения яркости. Для повышения яркости требуется селекция поперечных мод, желательно основной моды, т.к. в этом случае происходит наиболее полное использование площади усилительной области лазерного диода, если он является полосковым. В случае секционированного ЛД приоритет у основной моды (супермоды) отсутствует.

Методика внешнего резонатора для подавления нежелательных мод и получения пучка высокой яркости заключается во введении в резонатор пространственных, фазовых или спектральных фильтров.

Например, авторы [100] фактически повторили объёмными элементами принцип монолитного лазера с вогнутой гранью (рис. 1.6в) реализовав неустойчивый резонатор. Для этого они сконструировали резонатор с цилиндрической линзой, ось которой совпадала с быстрой осью ЛД и расположенной непосредственно у выходного торца ЛД, выполняя роль зеркала ОС. Таким образом, был смоделирован неустойчивый резонатор с вогнутой выходной гранью. В своих исследованиях они изучили генерацию ЛД при различных диаметрах цилиндрической линзы. Однако результаты их исследований продемонстрировали улучшение параметров пучка только для малых токов накачки. При увеличении тока до $I=2.75I_{th}$ уже наблюдалось сильное уширение пучка, что свидетельствовало о возникновении в структуре множества поперечных мод.

Одной из самых популярных схем внешнего резонатора для селекции мод в широкополосковом или в секционированном лазерном диоде является геометрия резонатора V-типа [101-104] (рис.1.8). В резонаторах такого типа бóльшую добротность имеет мода, фазовый период которой удовлетворяет уравнению:

$$\Lambda_{\varphi} = \frac{\lambda}{\sin \theta},$$

где: λ – длина волны излучения, θ – угол, под которым пучок света выходит из ЛД

В этих резонаторах один из лучей, выходящих из ЛД, используется для создания обратной связи и часто возвращается обратно в усиливающую среду лазера после спектральной фильтрации. В более сложных конструкциях в цепи обратной связи могут участвовать оба пучка [105], что позволяет существенным образом повысить качество выходящего излучения.

В сравнении со стандартным полосковым ЛД, такие лазеры имеют существенно лучшие показатели расходимости и M^2 . Однако для стабилизации длины волны в таких лазерах необходимо использовать внешние дисперсионные элементы, что усложняет и удорожает конструкцию. Например, авторы работы [103] исследовали широкополосковый ЛД (100μ) в асимметричном резонаторе, в одно из плеч которого был помещён пространственный фильтр (диафрагма), а в другое – дифракционная решётка, стабилизирующая длину волны лазера и эталон Фабри-Перо, сужающий длину волны генерации. В своих экспериментах авторы [103] использовали ЛД, который без внешнего резонатора имел $M^2=11.8$. С внешним асимметричным двухплечевым резонатором авторы получили $M^2=1.16$ при $I=1.42I_{th}$ и $M^2=1.66$ при $I=2.4I_{th}$. Существенным достоинством асимметричных резонаторов является их применимость для синхронизации лазерных линеек [106].

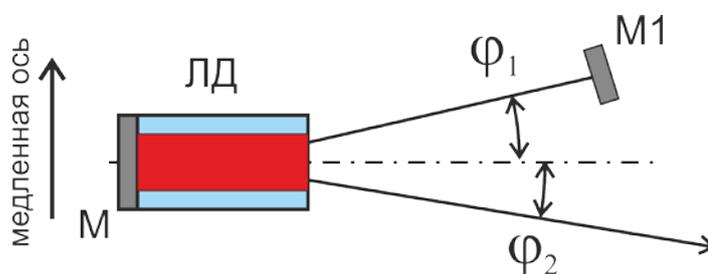


Рис.1.8 – Геометрия внешнего резонатора V-типа.

Использование в асимметричных геометриях резонатора объёмных Брегговских решёток (VBG) [107-109] в некоторых случаях способно упростить конструкцию, однако вопрос о термической стойкости фоторефрактивных объёмных решёток и долговременности сохранения своих параметров остаётся неясным [110].

Таким образом, схема резонатора V-типа является в настоящее время наиболее часто используемой схемой для селекции поперечных мод в широкополосковых и секционированных ЛД. Однако в литературе отсутствует подробное экспериментальное исследование режимов генерации ЛД в этой геометрии в зависимости от угла наклона зеркала ОС. Более того, часто используемые схемы с линзой, коллимирующей излучение

вдоль медленной оси ЛД, в принципе оставляют в тени вопрос о выборе угла возврата излучения ОС. В случае использования резонаторов этого типа для секционированных ЛД также представляет интерес вопрос о выборе оптимального угла возврата излучения ОС, а также вопрос о влиянии периодичности расположения излучающих секций на спектральную селективность резонатора.

Использование планарных волноводных структур в резонаторах ЛД к настоящему времени ограничивалось маломощными лазерами для телекоммуникационных и сенсорных приложений, не требующих высоких мощностей. Но тем не менее для многих материало-обрабатывающих, сенсорных и специальных приложений сохранялась актуальность создания надёжных конструкций мощных диодных лазеров высокой яркости. Интерес к малогабаритным высокоэффективным лазерам высокой яркости сильно возрос в последнее время в связи с возникшими перспективами их использования в системах защищённой беспроводной связи с летательными аппаратами беспилотного типа воздушного и орбитального базирования. Кроме этого актуализировалась потребность в лазерах высокой яркости и в связи с развитием беспилотных автомобильных технологий.

Использование для создания лазеров высокой яркости планарных структур открывает возможность создания гибридных конструкций диодных лазеров без внутррезонаторного преобразования волноводной моды ЛД в объёмную моду и обратно, что с одной стороны понизило бы внутррезонаторные потери, с другой стороны повысило бы общую механическую надёжность конструкции. В дополнении к этому такие конструкции резонаторов открывают путь к разработке нового поколения монолитных ЛД высокой яркости, которые стали бы развитием концепции DBR-лазеров на мощные широкополосковые ЛД.

1.4 Мотивы выполнения работы

Актуальность темы данной работы продиктована современными тенденциями развития технологий защищённой скоростной передачи данных, потребностями современной радиофотоники и устройств машинного видения, которые в своих перспективных разработках опираются на оптические лазерные технологии. В частности для решения современных задач применение мощных полупроводниковых лазеров ограничено либо невозможно из-за широкого спектра генерируемого излучения, зависящего от температуры и тока накачки, а также из-за низкого качества и низкой

яркости пучка, вызванной поперечной многомодовостью и неконтролируемой филаментацией активной области. В связи с этим актуальна разработка новых методов и резонаторов, способных решить указанные проблемы и имеющих технологический потенциал интегрирования в лазерную структуру.

Схожие проблемы стоят перед маломощными полупроводниковыми лазерами, используемых в системах волоконной оптической связи и в перспективных разработках внутрочипового интерконнекта. Для таких лазеров также актуально сужение ширины спектра лазерной генерации, её температурная и токовая независимость, генерация определённого спектра излучения и интегрированность в КМОП технологические процессы.

К настоящему времени предложены различные варианты решения указанных проблем, которые связаны либо с усложнением технологии изготовления лазерных диодов, либо с размещением ЛД во внешнем резонаторе. Оба варианта приводят к существенному повышению стоимости диодных лазеров. В связи с этим актуальным представляется разработка методов улучшения параметров простейших вариантов ЛД – полосковых, применяя методы, позволяющие существенно снизить стоимость финального продукта в сравнении с современными аналогами. Вместе с тем, применение этих методов не ограничивается простейшими полосковыми лазерами, они без ограничений общности применимы и к тейпированным ЛД и к массивам лазерных излучателей.

В настоящее время для получения пучков высокой яркости в большинстве случаев используется геометрия V-резонаторов, в которых применяется схема с коллимирующей линзой. В такой геометрии не понятно, какую именно поперечную моду выделяет резонатор. И, несмотря на давнюю историю исследований диодных лазеров на основе V-резонатора, в литературе отсутствуют исследования режимов генерации при селекции различных поперечных мод. Кроме этого остаётся открытым вопрос о возможности синхронизации филаментов.

Последние технологические тренды предъявляют требование ввода лазерного излучения в планарные оптические схемы, будь то телекоммуникационные приложения или, например, оптические сенсорные устройства. В связи с этим является перспективным привлечение планарных структур для решения задач улучшения качества лазерного излучения. Актуальность таких решений определяется и тем фактом, что при создании внешних резонаторов, как правило, используются внешние объёмные элементы. Такие конструкции не только занимают существенный объём, но и являются уязвимыми к механическим воздействиям.

Создание многочастотных источников лазерного излучения для систем телекоммуникации требует эффективных решений, позволяющих интегрировать лазерные структуры в отработанную технологию изготовления современных микросхем, основанную на КМОП-техпроцессах. В связи с этим актуальным является исследование режимов лазерной генерации в резонаторах с непосредственным вводом излучения из лазера в волноводную структуру на основе SiO_2 -волноводов низкого контраста.

Настоящая работа посвящена исследованию и решению этих проблем. В работе представлены результаты экспериментального исследования внешних резонаторов полупроводниковых лазеров, в основе которых лежат принципы резонансных эффектов волноводной оптики. Целью экспериментальных исследований было апробирование новых подходов для улучшения параметров полупроводниковых лазеров с использованием принципов волноводной оптики. А именно все исследуемые резонаторы построены на принципах использования резонансных волноводных эффектов либо в самой лазерной структуре, либо включают в себя внешние планарные волноводные элементы.

В частности, в работе подробно исследуются режимы работы широкоапертурных ЛД в резонаторе V-типа: исследуется возможность синхронизации возникающих в лазерной структуре усилительных каналов (филаментов), исследуются режимы возникновения устойчивой генерации в условиях отсутствия внешнего спектрального селектора, исследуются режимы генерации секционированного ЛД в различных конфигурациях V-резонатора, в том числе с дифракционной решёткой в одном из плеч цепи ОС, исследуется возможность перестройки длины волны генерации в геометрии Литтмана-Меткалфа. Результаты этих исследований актуальны для выбора оптимальной геометрии внешних резонаторов с селекцией моды высокого порядка.

Для улучшения качества пучка широкополосковых полупроводниковых лазеров было предложено использовать специально сконструированное зеркало на основе числовой планарной голограммы. Зеркало-голограмма отражает свет, распространяющийся в волноводе, причём за счёт конструкции голограммы можно формировать в некоторой выбранной плоскости отражения наперёд заданные амплитудно-частотное и фазовое распределения светового поля. Эти распределения могут соответствовать как основной моде, так и определённой моде высокого порядка, а также могут осуществлять частотную фильтрацию отражённого света. Для использования такого голографического зеркала во внешнем резонаторе лазера требуется только обеспечить оптический контакт с малыми потерями между выходным торцом ЛД и планарным

волноводом с голограммой. Достоинством такого подхода к формированию внешнего резонатора, является близость геометрий распространения света в планарной активной зоне ЛД и распространения света в планарной голограмме. Это позволяет избавиться от преобразования волноводной моды в объёмную и, следовательно, избавиться от громоздких оптических элементов, таких как фокусирующие линзы, дисперсионные элементы (дифракционные решётки, призмы), пространственные фильтры (диафрагмы) и т.п. Эти исследования представлены результатами селекции основной моды и моды высокого порядка. Также представлены результаты использования чисто спектрального планарного селектора на основе брегговской решётки. Эти результаты могут быть непосредственно использованы как при создании надёжных монолитных конструкций планарных полупроводниковых лазеров, тем самым совершенствуя концепцию лазеров с распределённой брегговской решёткой (DBR), так и новых гибридных конструкций, основанных на широко распространённой КМОП-технологии. Такие конструкции лазеров могут найти применение в устройствах машинного зрения (устройства создания 3-х мерного математического образа пространства), а также в устройствах защищённой беспроводной связи с (между) малыми летательными аппаратами воздушного и орбитального базирования.

Исследование маломощного многочастотного лазера представлены результатами измерений лазерной генерации в резонаторах с интегрально волноводной фазированной решёткой (AWG-структура), изготовленной по КМОП-технологии на основе слабо-контрастных SiON-волноводов. Представлены результаты исследований спектров генерации для двух вариантов внешнего резонатора. Результаты этих исследований актуальны для разработок гибридных конструкций лазерных источников для телекоммуникационных приложений, в том числе для технологий внутрочипового оптического интерконнекта. Также результаты этих исследований востребованы разработчиками современных радиофотонных устройств, в частности при проектировании оптического тракта систем задержки для активных фазированных решёток (АФАР).

Глава 2. Исследование лазерной генерации широкополоскового лазерного диода в асимметричном V-резонаторе со спектрально неселективным зеркалом обратной связи.

2.1. Аннотация: Экспериментально исследована генерация широкополоскового лазерного диода во внешнем асимметричном резонаторе V-типа с выходным наклонно-расположенным спектрально- и фазово-неселективным зеркалом обратной связи (ЗОС). Целью исследований было определение диапазона токов накачки и углов наклона зеркала обратной связи, при которых наблюдается узконаправленный лазерный пучок. Проведены измерения спектров излучения и сопоставление углов наклона ЗОС с углами выхода лазерного пучка и со средним периодом расположения филаментов в лазерном диоде.

Материалы, изложенные в главе, использовались в публикации автора [127].

2.2. Введение

Известно, что в полупроводниковой лазерной структуре широкополоскового лазерного диода при высоких токах накачки возникают каналы с увеличенной светимостью – филаменты [45-58]. Из-за отсутствия фазового согласования между филаментами в лазерной структуре возникает множество несфазированных поперечных мод, что приводит к большой расходимости пучка и возникновением в нём локальных максимумов интенсивности для некоторых направлений распространения. Для подавления поперечной многомодовости и формирования единственной моды требуется синхронизация всех излучающих каналов, в данном случае – филаментов.

Рассмотрим волновод полупроводникового лазера с филаментами как ограниченную систему одномодовых волноводов. Известно, что массив равномерно расположенных волноводов с периодом Λ_a согласован с пучностями двух сходящихся пучков, падающих на систему волноводов под углами $+\varphi$ и $-\varphi$ относительно продольной оси массива (рис.2.1), если угол φ удовлетворяет условию Брэгга:

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{2\Lambda_a} \quad (2.1)$$

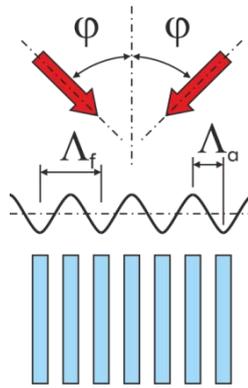


Рис.2.1 – Рисунок, поясняющий согласование массива равномерно расположенных волноводов с пучностями интерференции двух сходящихся пучков.

Следует отметить, что в этом случае фазы поля в соседних пучностях отличаются на π .

Таким образом, с помощью двух сходящихся пучков можно создать на торце лазерного диода фазово согласованное периодическое распределение пучностей. Если филаменты расположатся в соответствии с этими пучностями, то сформируется поперечная мода высокого порядка с периодом Λ_f , перекрывающая всё поперечное сечение лазерного диода. Очевидно, что периодическому расположению и соответствующей фазированности филаментов будут препятствовать механизмы, ответственные за филаментацию. В связи с этим актуальным является вопрос о возможности и условиях формирования фазово-согласованной структуры филаментов в интерференционной области двух сходящихся лазерных пучков.

Лазерные резонаторы, в которых реализуется принцип организации фазово согласованного распределения поля вдоль торца лазерного диода за счёт лучей обратной связи, называются резонаторы с внеосевой обратной связью или V-резонаторы. Они могут быть как с двумя зеркалами ОС (симметричный V-резонатор), так и с одним зеркалом ОС (асимметричный V-резонатор). В последнем случае добротность резонатора максимальна для той поперечной моды, для которой направление одного из пучков совпадает с нормалью зеркала ОС.

Для исследования вопроса возможности и условий формирования фазово-согласованного распределения окончаний филаментов на торце ЛД, нами был использован широкоапертурный полосковый лазерный диод, размещённый в асимметричном V-резонаторе (рис.2.2), как наиболее простом и эффективном резонаторе для селекции поперечной моды высокого порядка. В экспериментах в качестве зеркала ОС мы использовали спектрально-неселективный отражатель с коэффициентом отражения

$R=7\%$. Выбор спектрально-неселективного зеркала был продиктован стремлением исключить возможное влияние спектральной фильтрации сигнала ОС на селекцию поперечных мод лазера.

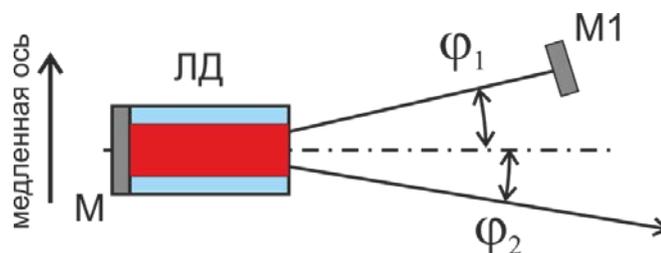


Рис.2.2 – Внешний асимметричный V-резонатор (ЛД – лазерный диод; М – зеркало на тыльном торце лазерного диода; М1 – зеркало обратной связи).

2.3. Исследования генерации лазерного диода в резонаторе, образованном собственными торцами чипа ЛД.

В экспериментах использовался широкополосковый лазерный диод (ширина полоска 100мкм) с глубоким просветлением выходного торца, которое обеспечивало режим люминесценции вплоть до номинального тока накачки $I_{ном}=2A$. Аналогичный коммерчески доступный лазерный диод без глубокого просветления выходной грани имеет длину волны генерации $\lambda \sim 1.064\mu m$ с шириной спектра $\Delta\lambda=4\dots 5nm$ (рис.2.3) и при номинальном токе генерации $I_{ном}=2A$ обеспечивает выходную мощность $P=2Вт$.

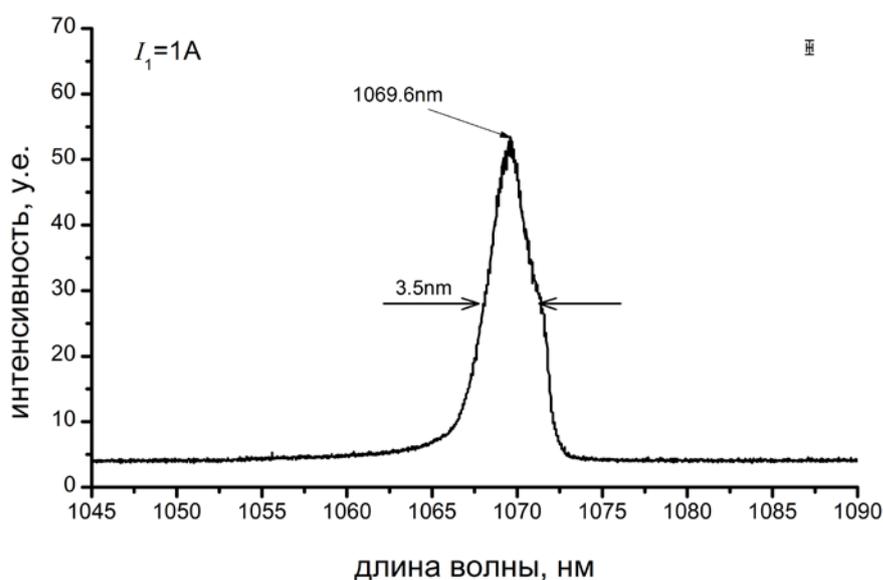


Рис.2.3 – Спектр генерации ЛД при управляющем токе $I=1A$.

Светимость выходного торца коммерческого варианта ЛД при генерации на торцах (диод без глубокого просветления выходного торца) при различных токах накачки имеет традиционную для широкополосковых лазеров структуру, состоящую из множества ярких областей (рис.2.4).

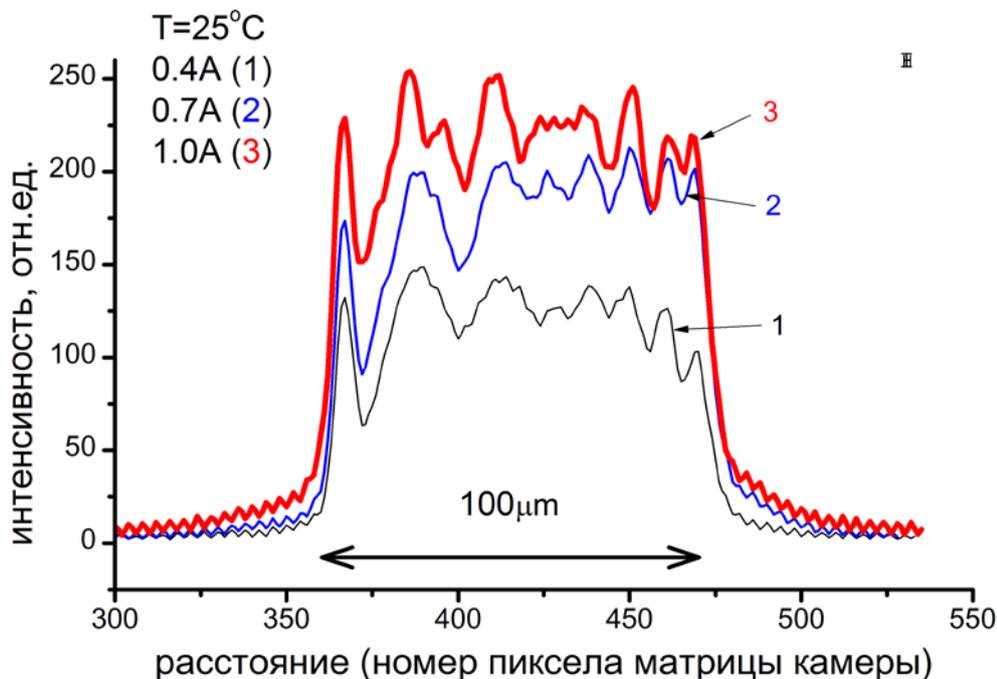


Рис.2.4 – Распределение интенсивности на выходном торце ЛД для различных токов накачки.

Предполагая, что профиль яркости выходного торца ЛД формируется из множества не сфазированных между собой источников (филаментов) с гауссовым распределением интенсивности, можно представить массив таких излучателей, суммарная интенсивность которых сформирует заданный профиль яркости на выходном торце (рис. 2.5). В соответствии с этой моделью, период расположения независимых источников излучения вдоль торца исследуемого ЛД варьируется от 7 до 11мкм, ширина на полувысоте от 6.6мкм до 8.5мкм. Причём более плотно филаменты сосредоточены вблизи краёв ЛД.

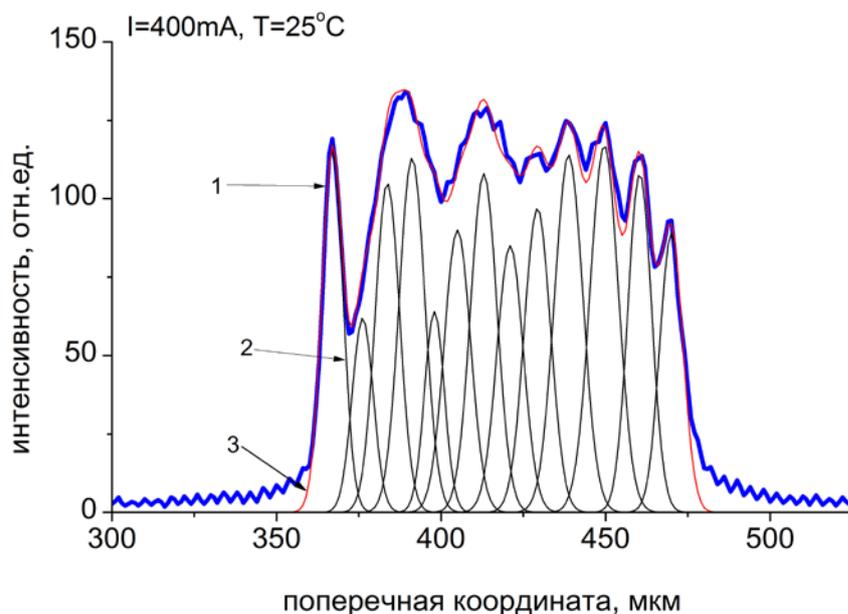


Рис.2.5 – Распределение интенсивности свечения на выходном торце ЛД для тока накачки $I=400\text{mA}$ (кривая 1) и массив гауссовых распределений (кривые 2), суммирование которых образует указанное распределение (кривая 3).

Исследование углового распределения интенсивности излучения лазерного диода в дальней зоне в плоскости р-п-перехода показало её зависимость от тока накачки: угловая ширина на полувысоте для тока $I=0.4\text{A}$ равна $\theta=5^\circ$, для $I=0.7\text{A}$ – $\theta=5.4^\circ$ и для тока $I=2\text{A}$ – $\theta=6.5^\circ$ (рис.2.6). Угловую ширину $\theta=5^\circ$ даёт источник с шириной сфазированной излучающей площадки примерно 15мкм . Сопоставляя это значение с шириной филаментов, полученных выше (рис.2.5) можно сделать вывод о сфазированности только двух расположенных по соседству филаментов. Таким образом, излучение выходного торца лазерного диода формируется из излучений множества филаментов, фазовое согласование между которыми ограничивается двумя соседними филаментами.

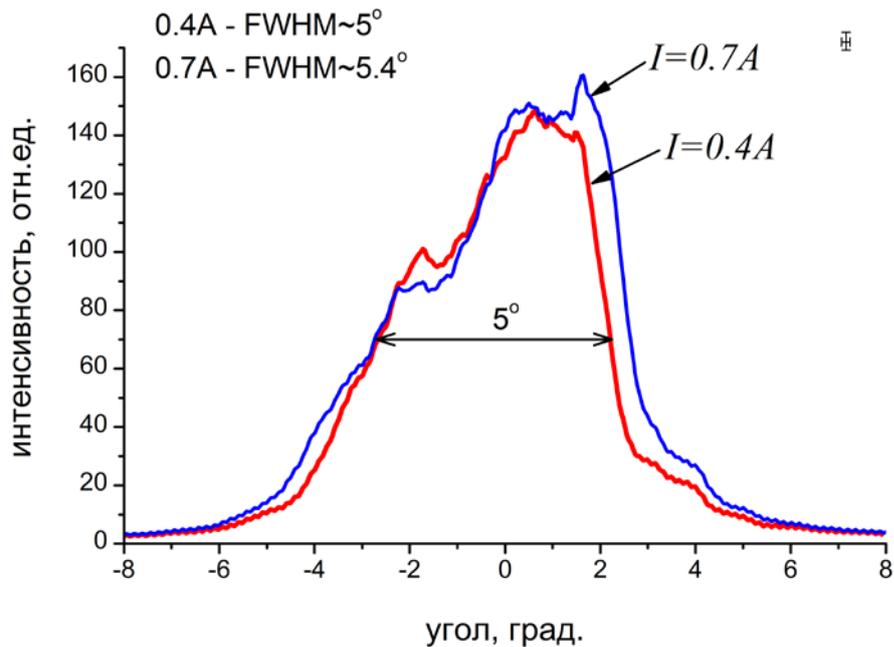


Рис.2.6 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для токов $I=0.4A$ и $I=0.7A$.

Как уже указано выше для реализации обратной связи, при которой создаются условия для селекции моды высокого порядка, использовалась геометрия асимметричного V-резонатора. В таком резонаторе с помощью наклонного расположения внешнего зеркала ОС создаётся обратная связь, увеличивающая добротность поперечной моды, период которой Λ_f определяется формулой:

$$\Lambda_f = \frac{\lambda}{\sin \varphi_1} \quad (2.2)$$

где: λ – длина волны излучения, φ_1 – угол между осью ЛД и нормалью зеркала ОС.

Предполагая формирование поперечной моды за счёт периодического расположения филаментов, необходимо их фазово синхронизировать таким образом, чтобы фазы соседних филаментов отличались на π . Таким образом, для периода расположения филаментов Λ_a следует ожидать поперечную моду с периодом $\Lambda_f = 2\Lambda_a$. Для измеренных периодов расположения филаментов $\Lambda_a=7 \dots 11 \mu\text{м}$ значение периода поперечной моды можно ожидать в пределах: $\Lambda_f=14-22 \mu\text{м}$. Исходя из этих значений периода и в соответствии с уравнением (2.2) селекцию поперечной моды следует ожидать для углов наклона зеркала ОС в диапазоне $\theta=2.8^\circ-4.3^\circ$. При этом меньший угол соответствует большему периоду моды.

Схема эксперимента со схемой внешнего резонатора приведена на рис.2.7. В эксперименте изменялся угол расположения зеркала ОС относительно оси ЛД. Параметры генерации фиксировались спектрометром и ПЗС-камерой, которая измеряла распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне, изображение которого формировалось на матовом экране (МЭ). В целях уменьшения оптических потерь, непосредственно перед выходным торцом ЛД была установлена коллимирующая цилиндрическая линза с просветляющим покрытием, что позволило существенно уменьшить зависимость генерации от расстояния между ЗОС и выходным торцом ЛД. Благодаря наличию просветляющего покрытия на коллимирующей линзе лазерная генерация, вызванная отражением от линзы, не возникала вплоть до номинального тока накачки ЛД.

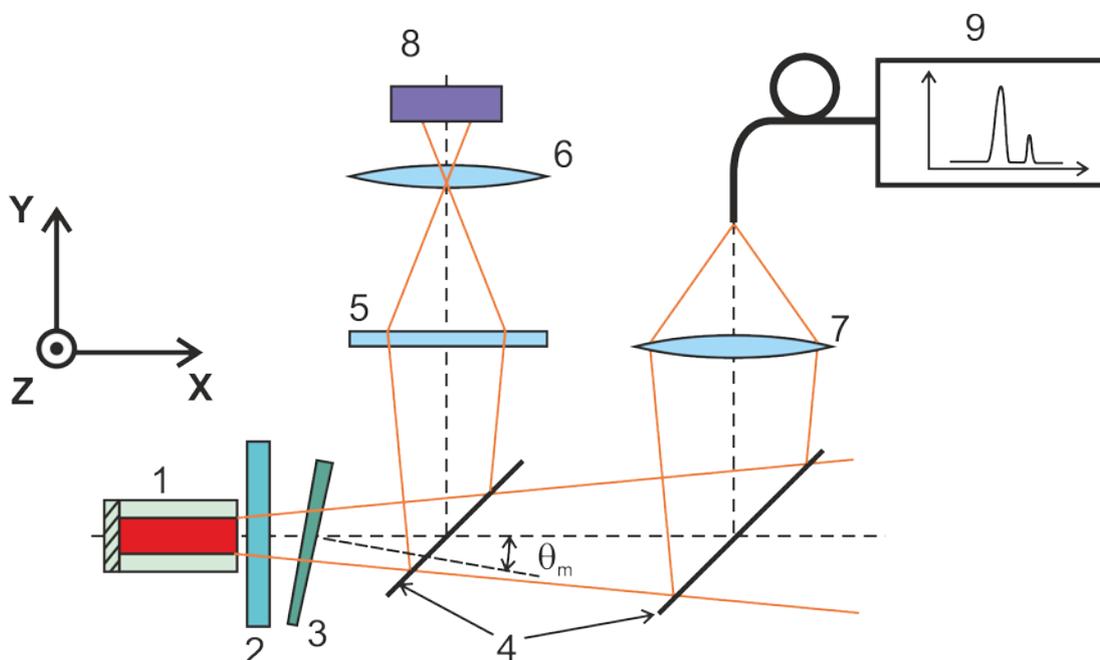


Рис.2.7 – Схема измерений параметров лазерного излучения полупроводникового лазера во внешнем V-резонаторе (1– лазерный диод; 2– цилиндрическая линза; 3– зеркало обратной связи; 4– делители пучка; 5– матовый экран; 6, 7– фокусирующие объективы; 8– КМОП камера; 9– спектрометр).

2.4. Исследование генерации ЛД во внешнем асимметричном V-резонаторе.

В экспериментах с внешним зеркалом обратной связи (ЗОС) пороговый ток генерации был равен $I_{th}=300\text{мА}$. При угловом расположении ЗОС относительно выходного торца ЛД лазерная генерация по своему спектру и распределению интенсивности в дальней зоне

существенно отличалась от генерации ЛД без внешнего резонатора и от генерации при установке ЗОС по нормали к выходной грани. Угловой профиль распределения интенсивности лазерного излучения зависел от тока накачки и угла поворота ЗОС. Примерно до токов накачки $I=500\text{mA}$ лазерная генерация при наклонном расположении ЗОС имела устойчивый спектр и устойчивое распределение интенсивности в дальней зоне. При больших токах накачки резко увеличивалось количество пучков в излучении, взаимное соотношение интенсивности между ними приобретало нестабильный характер, спектр генерации уширялся и становился нестабильным. В связи с этим была исследована генерация только в интервале рабочих токов от 400–500mA.

При расположении ЗОС перпендикулярно оси ЛД генерируемое излучение при небольших токах ($I=1.3I_{th}$) состоит из одного или двух лучей высокой интенсивности с несколькими сателлитами меньшей интенсивности, с полной угловой шириной примерно $\theta=7^\circ$ (рис.2.8а). Во всех случаях строгого совпадения оси ЛД и направления распространения пучков не наблюдалось. Среднее угловое отклонение лазерного пучка наибольшей интенсивности от оси ЛД составляло 0.2° , спектр лазерной генерации демонстрировал неустойчивость, изменяясь в пределах 10нм (рис.2.8б), при незначительно малых изменениях угла наклона ЗОС. В целом такие характеристики лазерного излучения свидетельствуют о наличии в структуре ЛД большого числа конкурирующих поперечных мод, чувствительных к незначительным изменениям сигнала ОС. При увеличении тока накачки лазерная генерация по своим параметрам становилась подобной генерации ЛД без внешнего резонатора.

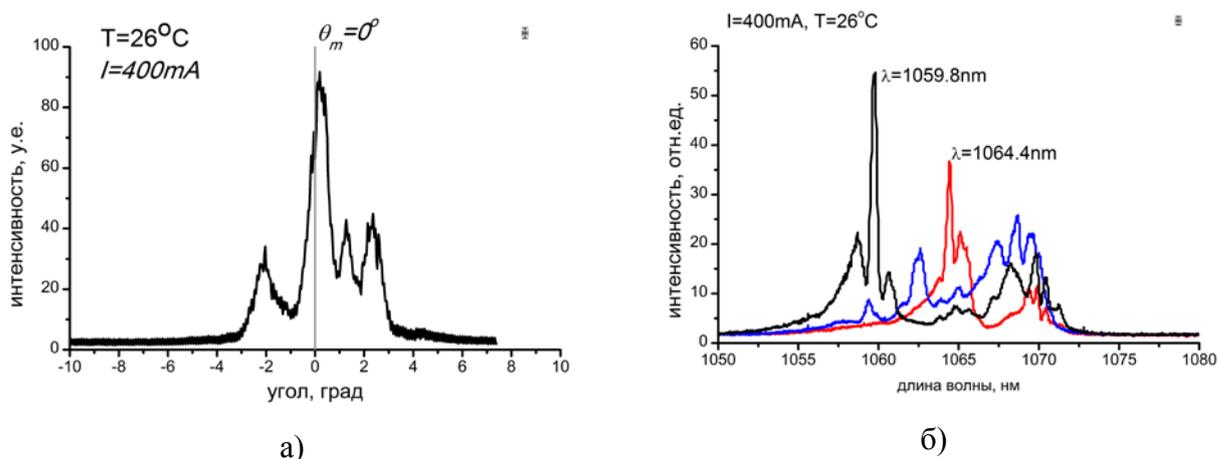


Рис.2.8 – Типичное распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне при «нормальном» расположении зеркала обратной связи (а) и спектры генерации, соответствующие этому положению зеркала при различных включениях (б).

Изменение угла наклона зеркала ОС продемонстрировало наличие устойчивой лазерной генерации для дискретного массива углов (рис.2.9). Причём следует отметить, что для малых углов разворота ЗОС угол выходящего луча не совпадал с углом луча обратной связи (луч, направление которого совпадало с нормалью к ЗОС). Разница в этих углах уменьшалась с увеличением угла наклона ЗОС и для углов больше $\theta > 2^\circ$ эти углы практически совпадали.

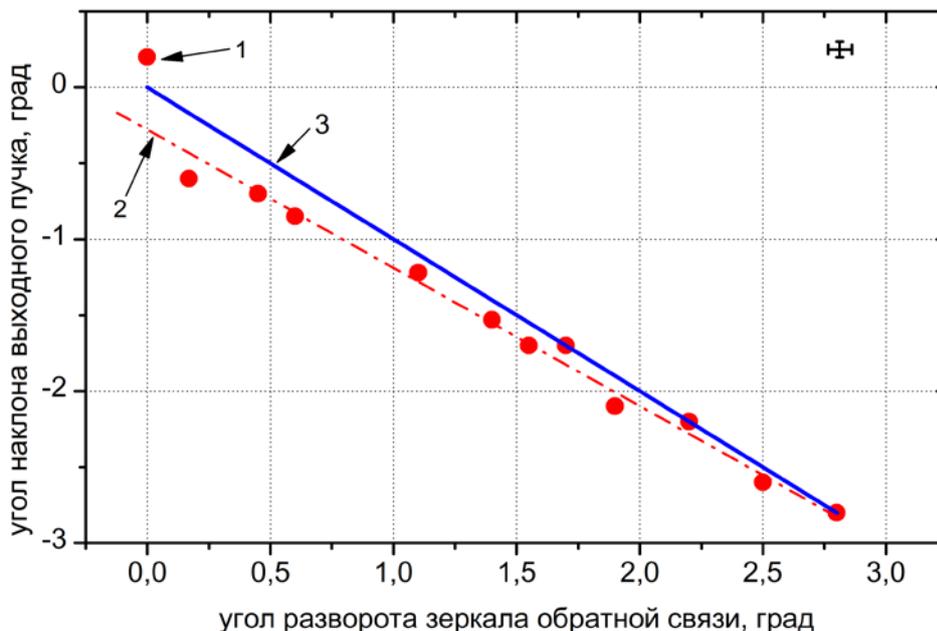


Рис.2.9 – Зависимость угла выхода лазерного излучения (угол наклона относительно оси ЛД) от угла разворота ЗОС (1– положения, соответствующие лазерной генерации, 2– линейная аппроксимация экспериментальных точек, 3– линия равенства угла наклона выходного пучка углу разворота ЗОС).

При углах разворота ЗОС более $\theta = 0.2^\circ$ генерация становится двулучевой, с лучами сильно неравной интенсивности (рис.2.10). Обращает на себя внимание отсутствие в направлении ЗОС пучка соизмеримой с выходным пучком интенсивностью. В интервале углов $\theta = 0.2^\circ \dots 1^\circ$ спектр излучения нестабильный, его изменение происходит в пределах 1 нм, что аналогично случаю меньших углов наклона ЗОС ($\theta < 0.2^\circ$).

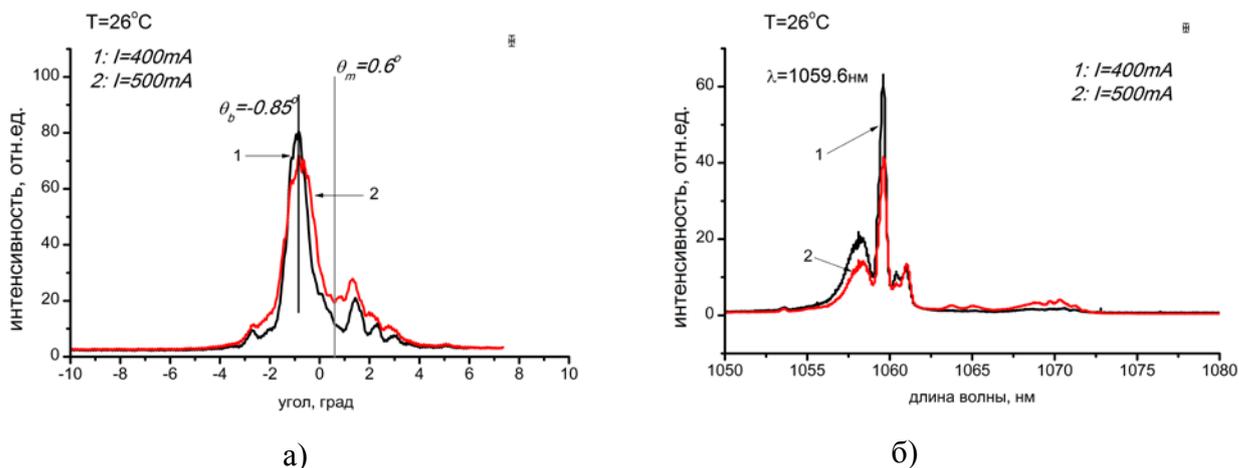


Рис.2.10 – Характерное распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для углов наклона ЗОС $\theta=0.2^\circ \dots 1.0^\circ$ (θ_m – угол разворота зеркала ОС, θ_b – угол между лазерным пучком и осью ЛД).

Разворот ЗОС в интервале углов $\theta=1.1^\circ \dots 2.5^\circ$ приводит к стабильной двулучевой генерации без дополнительных сателлитов (рис.2.11а, 2.12а), спектр лазерного излучения имеет одну линию с шириной на полувысоте примерно 1нм, в некоторых случаях сопровождаемую боковыми сателлитами с интенсивностью не более 20% от основной линии (рис.2.11б, 2.12б). Разброс спектральных пиков интенсивности для разных включений ЛД наблюдался в пределах 3нм.

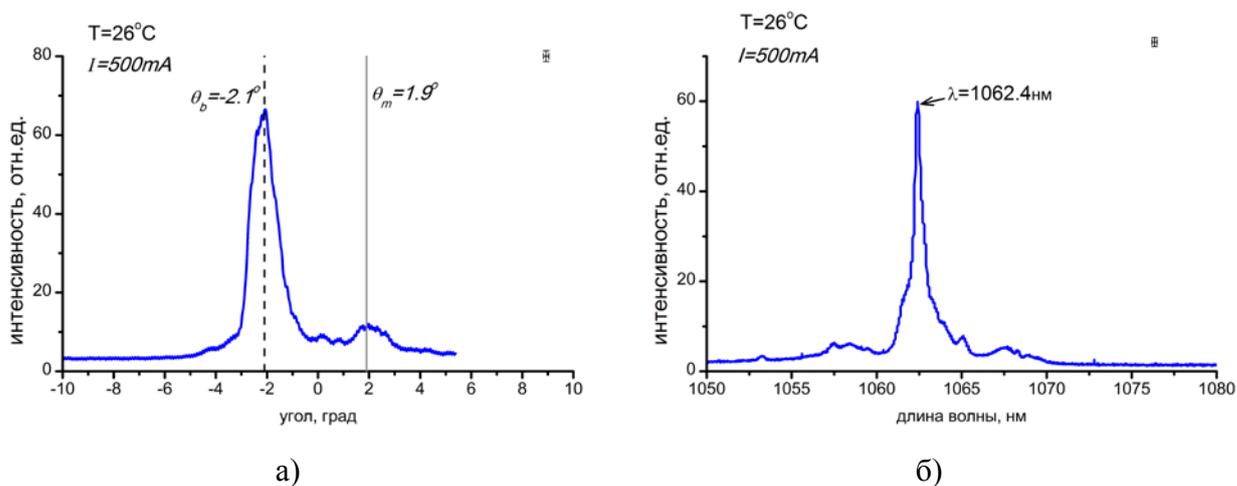


Рис.2.11 – Характерное распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для углов наклона ЗОС $\theta=1.1^\circ \dots 2.5^\circ$ (θ_m – угол разворота зеркала ОС, θ_b – угол между лазерным пучком и осью ЛД).

Разворот ЗОС на угол $\theta=2.8^\circ$ и более приводит к появлению третьего луча в лазерной генерации (рис.2.13), направление которого совпадает с осью ЛД. Угловая ширина центрального пучка равнялась примерно $\theta=2^\circ$. Появление этого луча свидетельствует о возникновении в спектре поперечных мод супермоды нулевого порядка, являющейся, в

данном случае, паразитной. Спектр излучения в этом режиме состоял из относительно широкого основания и узкого пика, ширина которого на полувысоте была не более 1нм., нестабильность спектра при разных включениях составляла примерно 10нм. При больших углах разворота ЗОС лазерная генерация не наблюдалась, ЛД переходил в режим люминесценции.

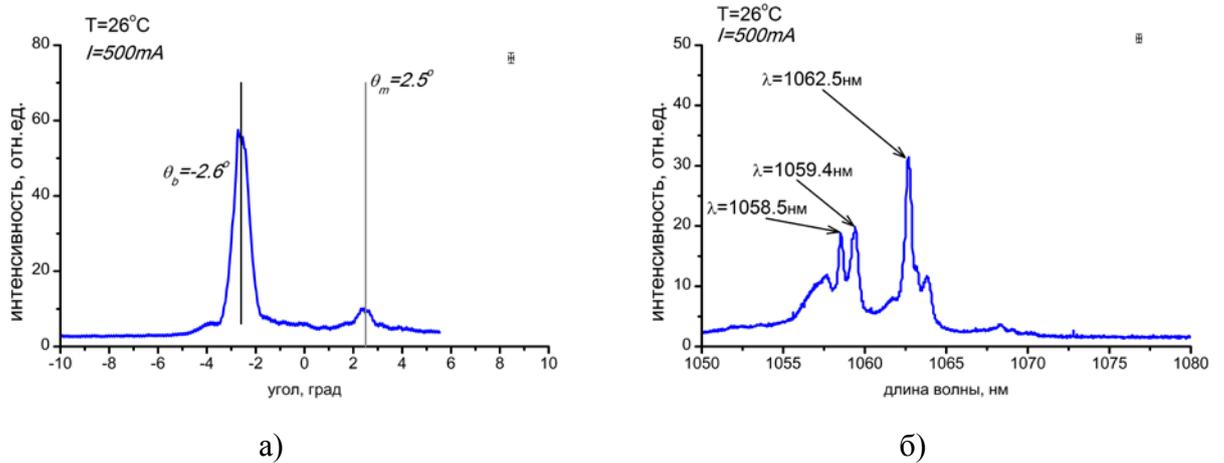


Рис.2.12 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне (а) и спектр генерации лазера для угла наклона зеркала ОС $\theta_m=2.5^\circ$ (б).

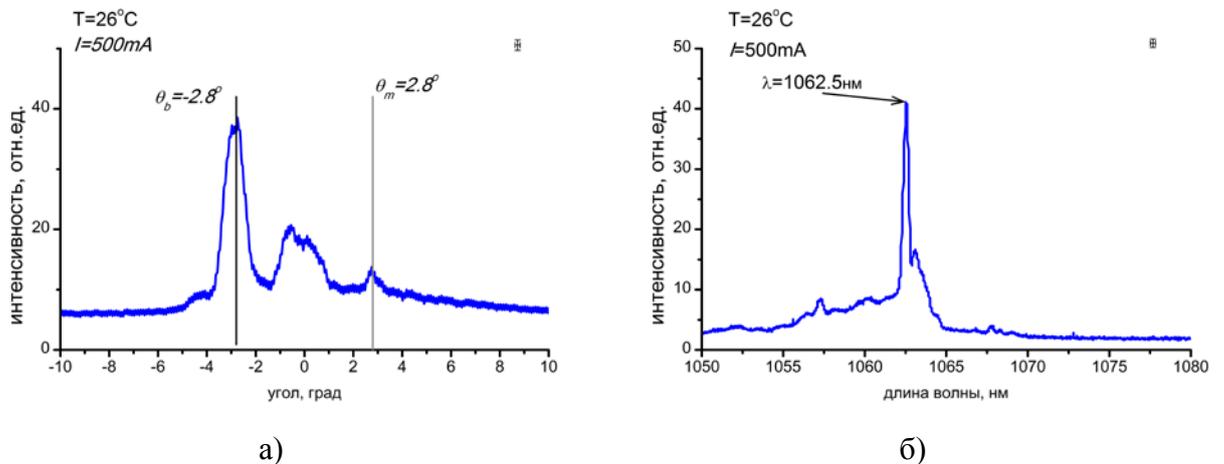


Рис.2.13 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне (а) и спектр генерации лазера для угла наклона зеркала ОС $\theta_m=2.8^\circ$ (б).

2.5. Обсуждение результатов.

Использование асимметричного V-резонатора без спектрально селективных элементов в тракте ОС широкополосового ЛД показало ярко выраженный эффект селекции поперечной моды только для токов накачки, не превышающих двойной пороговой ток ($I < 2I_{th}$). В случае расположения зеркала ОС по нормали к оси ЛД узконаправленного излучения не наблюдалось. Это свидетельствует о невозможности

синфазного излучения всех или части усилительных каналов в такой геометрии резонатора. Сужение угловой расходимости лазерного пучка наблюдалось только для наклонного расположения зеркала ОС. Причём для малых углов наклона зеркала ОС наблюдалось явное несимметричное расположение выходного пучка и пучка ОС, что свидетельствует о наклоне фазового фронта супермоды, возникающей в поперечном сечении лазерного диода. Это согласуется с результатами наблюдения филаментов, представленных в работе [112].

Наиболее выраженный эффект селекции поперечной моды в ЛД наблюдался при расположении зеркала ОС под углами $\theta=1.9^\circ$ и 2.5° , что соответствует фазовым периодам поперечной моды 32мкм и 24мкм соответственно. Ожидавшаяся селекция мод с фазовым периодом в интервале 14...22мкм не наблюдалась. Таким образом, в экспериментах наблюдалась селекция поперечных мод с фазовым периодом, примерно в 3 раза превышающим период расположения филаментов в ЛД без внешнего резонатора.

Для интерпретации этих экспериментальных результатов вернёмся к рассмотрению волновода лазерного диода с филаментами как ограниченной системы одномодовых волноводов. Для такой системы волноводов было показано [113], что в ней могут бездифракционно распространяться пучки света, для которых возбуждающее их излучение падает на систему волноводов под углами, при которых фазы возбуждаемых волн в соседних волноводах отличаются на $\pi/2$ (рис.14). Эти углы падения определяются соотношением:

$$\sin \theta = \frac{2m + 1}{4} \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.3)$$

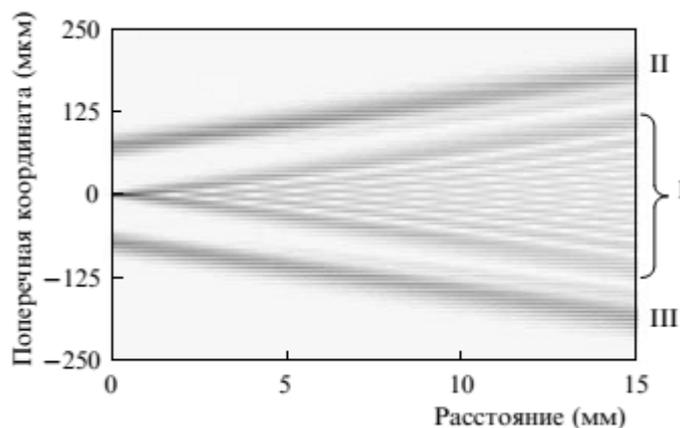


Рис.2.14 – Пример дифракционно и бездифракционно распространяющихся пучков в системе связанных волноводов [113].

Видно, что углы возбуждения бездифракционных пучков дискретны и минимальный угол падения (при $m=0$) в два раза меньше Брегговского угла падения θ_{Br} на решётку из волноводов с периодом Λ :

$$\sin \theta_{Br} = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (2.4)$$

Таким образом, при угле падения θ_0 на границу выхода торцов массива связанных волноводов бездифракционный пучок будет согласован с этим массивом и он будет распространяться в нём, если период расположения волноводов в массиве будет равен:

$$\Lambda_0 = \frac{(2m+1)}{4} \frac{\lambda}{\sin \theta_0} \quad (2.5)$$

соответственно для $m=0$:

$$\Lambda_0 = \frac{1}{4} \frac{\lambda}{\sin \theta_0} \quad (2.6)$$

В пределах такой системы волноводов пучок света будет распространяться бездифракционно и после отражения от заднего торца ЛД в результате взаимодействия падающего и отражённого пучков в волноводе ЛД возникнет интерференционная решётка интенсивности с периодом Λ_{Br} , определяемым условием Брегга:

$$\Lambda_{Br} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_0} \quad (2.7)$$

Видно, что:

$$\Lambda_{Br} = 2\Lambda_0 \quad (2.8)$$

Очевидно, что внутрилазерная Брегговская решётка интенсивности с периодом Λ_{Br} накладывается на исходный массив волноводов Λ_0 таким образом, что каждый второй волновод массива оказывается в нулевой интенсивности интерференционной решётки сходящихся пучков. Так как исходный массив сформирован изменением показателя преломления за счёт градиента интенсивности, то нулевая интенсивность излучения фактически должна привести к исчезновению волновода из волноводной структуры ЛД, что в свою очередь приведёт к исчезновению условия для возбуждения бездифракционного пучка. Это противоречие может быть разрешено при условии, что в структуре формируется динамическая Брегговская решётка интенсивности, в которой максимумы и нули интенсивности периодически меняются местами за столь короткое время, в течение которого не успевает измениться термически наведённое изменение показателя преломления. Применительно к лазерным филаментам это означает импульсно-периодическое свечение филаментов, при котором свечение длится некоторое время, по окончании которого свечение начинается в соседнем канале. Косвенным

подтверждением существования такой динамической решётки в лазерной структуре является ограниченное время жизни (свечения) филамента, которое составляет доли пикосекунд, после чего он гаснет и зажигается в соседнем канале [114].

Таким образом, в лазерной структуре, в которой наблюдается усреднённое во времени распределение филаментов с периодом Λ_a , возможно формирование внутрилазерной брегговской решётки, согласованной с филаментами, только для угла падения пучка ОС равного половине Брегговского для периода Λ_a . Из-за вариации периода расположения филаментов этот угол может меняться. При меньших углах возможно возникновение условий согласования возникающей внутрилазерной брегговской структуры интенсивности с решёткой филаментов в случае соответствующего увеличения периода расположения филаментов. При больших углах падения пучка ОС, согласование решёток возможно при условии сближения филаментов друг с другом, что, очевидно, возможно только до определённого предела, после которого не будет возбуждаться приоритетная поперечная (вдоль медленной оси) мода и, соответственно, устойчивая генерация узконаправленного лазерного пучка наблюдаться не будет.

Именно такая зависимость от угла падения пучка ОС наблюдалась в экспериментах, в которых наиболее выраженный эффект селекции поперечной моды в ЛД наблюдался при расположении зеркала ОС под углами $\theta=1.9^\circ$ и 2.5° , что соответствует фазовым периодам поперечной моды 32мкм и 24мкм соответственно. Для этих углов наблюдался и наименьший разброс спектра излучения, что свидетельствовало как о селекции поперечных мод, так и о спектральной селекции.

При создании условий селекции мод с фазовым периодом в интервале 14...22мкм, которые соответствуют периоду расположения филаментов в ЛД без внешней ОС, характер распределения излучения в дальней зоне свидетельствовал с одной стороны о формировании поперечной моды высокого порядка, а с другой стороны наличие пучка вдоль оси ЛД говорит о формировании либо основной супермоды, либо о возникновении в структуре ЛД некоторого количества не сфазированных друг с другом областей излучения.

2.6. Заключение.

Таким образом, использование V-резонатора без спектрально селективных элементов показало ярко выраженный эффект селекции поперечной моды только для малых токов накачки не превышающих двойного порогового тока. Для малых углов наклона зеркала

ОС наблюдалось несимметричное расположение выходного пучка и пучка ОС, что свидетельствует о наклоне фазового фронта супермоды, возникающей на филаментах.

Наиболее выраженный эффект селекции поперечной моды в ЛД наблюдался при расположении зеркала ОС под углами $\theta_m=1.9^\circ$ и 2.5° , что соответствует фазовым периодам поперечной моды $\Lambda_{ph}=32\text{мкм}$ и 24мкм соответственно, что примерно равно удвоенному периоду расположения ярких областей на выходном торце ЛД без внешней ОС. Такая поперечная мода соответствует предположению о бездифракционно распространяющихся пучках, формирующих в лазерной среде решётку интенсивности с периодом, вдвое превышающим период расположения филаментов.

Ожидавшаяся селекция мод с фазовым полупериодом, равным периоду расположения филаментов, наблюдалась только совместно с возникновением либо основной супермоды, либо возникновением некоторого количества не сфазированных между собой филаментов, что приводит к трёх пучковой картине интенсивности в дальней зоне.

Глава 3. Широкоапертурный секционированный лазерный диод во внешнем V-образном резонаторе.

3.1. Аннотация.

Настоящая глава посвящена результатам экспериментального исследования лазерной генерации полупроводникового секционированного лазерного диода [115] с длиной волны излучения $\lambda=980\text{нм}$ в различных конфигурациях внешнего V-образного резонатора, в которых используются селективные свойства периодической структуры, образованной усилительными секциями лазерного диода. Исследованы режимы устойчивой генерации в зависимости от направления луча обратной связи. Приведены спектры и распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для лазерного диода в симметричном и асимметричном резонаторах. Продемонстрирована перестройка длины волны излучения при использовании геометрии Литмана в асимметричном резонаторе. В главу вошли материалы, опубликованные автором в работах [128].

3.2. Двухплечевой V-образный резонатор.

Известно, что решётка, образованная из периодически расположенных волноводных каналов с периодом Λ является резонансной для двух сходящихся лучей с длиной волны λ , если угол падения лучей θ удовлетворяет условию Брэгга:

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (3.1)$$

В этом случае угол θ называется Брэгговским. Такая структура обладает спектрально-селективными свойствами, которые в общем случае были рассмотрены Г. Когельником [116], решавшим задачу прохождения плоской электромагнитной волны через трансмиссионную голограмму.

Набор периодически расположенных усилительных каналов лазерного диода (ЛД) можно рассматривать как Брэгговскую решётку для двух сходящихся пучков, угол между векторами распространения которых равен двойному Брэгговскому углу. Поставив на пути таких лучей зеркала обратной связи М1-М4 (рис.3.1а), сформируется резонатор. Внутренняя структура лазера, состоящая из усилительных элементов, является в таком резонаторе как усиливающей средой, так и селектором генерируемой моды. Резонансная мода в таком резонаторе должна быть противофазной, т.е. фазы излучающих соседних элементов должны отличаться на π . Число внешних зеркал можно сократить вдвое, если создать на одной из граней секционированной усиливающей среды 100% зеркало

(рис.3.16).

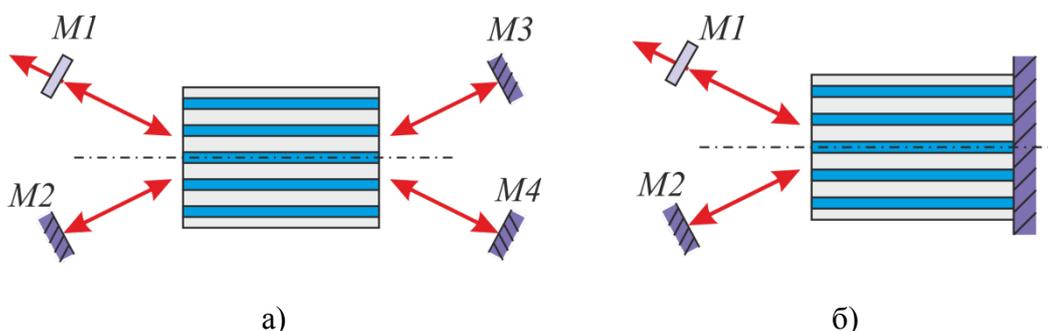


Рис.3.1 – Двухплечевой V-резонатор: а) — резонатор с четырьмя внешними зеркалами обратной связи; б) — резонатор с двумя внешними зеркалами ОС.

Рассмотрим случай, когда в секционированную лазерную структуру возвращается два луча обратной связи (рис.3.2), угол между которыми равен двойному Брэгговскому углу. В этом случае на выходной грани лазера создаётся стоячая волна. Если максимумы интенсивности в этой волне будут соответствовать каналам усиления ЛД, то такая волна окажется резонансной периодической усилительной структуре и в таком резонаторе мода, соответствующая именно этому распределению поля будет иметь наибольшую добротность. В этом случае можно ожидать модовой селективности от такой структуры.

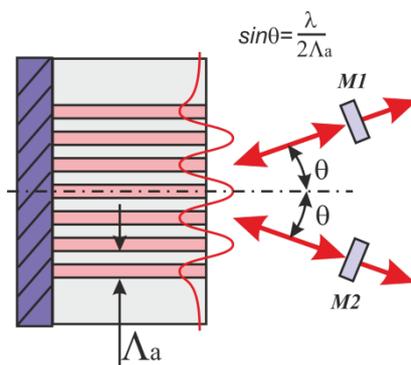


Рис.3.2 – Рисунок, поясняющий формирование моды в секционированном ЛД (M1, M2 – зеркала ОС), Λ_a – период расположения усилительных каналов.

Селективные свойства секционированной структуры можно оценить с помощью уравнений, описывающих дифракцию света при прохождении толстой голографической решётки. В частности, анализ таких структур изложен в работе Г. Когельника [116]. В соответствии с его результатами, для периодической решётки с углом скольжения $\Phi = \frac{\pi}{2}$ при условии отсутствия потерь, уравнение для дифракционной эффективности при выполнении условия Брэгга (3.1) принимает вид:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi n_1}{\lambda_{Br} \cos \theta_{Br}} d \right) \quad (3.2)$$

где: n_1 — амплитуда пространственной модуляции коэффициента преломления; d — длина голограммы; λ_{Br} — Брэгговская длина волны; θ_{Br} — угол Брэгга.

Из уравнения видно, что при падении излучения под углом Брэгга на периодическую структуру эффективность дифракции может принимать значение от 1 до 0 в зависимости от параметра dn_1 . В частности, в случае выполнения условия:

$$n_1 d = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_{Br} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{Br}^2}{4\Lambda^2}}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.3)$$

будет наблюдаться максимум эффективности Брэгговской дифракции. Если же выполняется условие:

$$n_1 d = m \lambda_{Br} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{Br}^2}{4\Lambda^2}}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.4)$$

то дифракционная эффективность для этой длины волны будет равна $\eta = 0$.

Кроме этого, из уравнения (3.3) следует, что для фиксированной длины голограммы d и постоянном n_1 существует дискретный спектр длин волн λ и, соответственно, дискретный набор углов, для которых дифракционная эффективность $\eta = 1$. Из уравнения (3.3), предполагая малость длины волны в сравнении с периодом каналов: $\lambda \ll \Lambda$ и малость углов дифракции $\cos \theta \sim 1$, можно получить выражение для интервала между длинами волн $\Delta \lambda$, для которых дифракционная эффективность максимальна:

$$\Delta \lambda \approx \frac{\lambda^2}{dn_1} \quad (3.5)$$

В частности, если $\lambda = 1 \mu\text{м}$, $d = 2000 \mu\text{м}$, $n_1 = 0.065$, то $\Delta \lambda \sim 8 \text{ нм}$.

Дискретному спектру длин волн соответствует дискретный спектр углов падения θ с угловым интервалом между максимумами:

$$\Delta \theta \approx \frac{\Delta \lambda}{2\Lambda} \quad (3.6)$$

Для указанных выше параметров структуры и при периоде расположения усилительных каналов $\Lambda = 8 \text{ мкм}$ угол между резонансными длинами волн будет равен: $\Delta \theta \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ ($\sim 2'$). Таким образом, для эффективной спектральной селективности структуры с периодически расположенными каналами необходимо возвращать в неё пучок с угловой расходимостью менее угла между резонансными длинами волн $\Delta \theta$, т.е. в случае рассматриваемой структуры этот угол не должен превышать $2'$.

Согласно вышеприведённым оценкам (ур. 3.6), в стационарном режиме генерации

непрерывная перестройка длины волны в секционированной структуре будет сопровождаться изменением углов луча обратной связи и выходного пучка. Таким образом, для обеспечения непрерывной перестройки длины волны необходимо либо соответственно изменять направление луча обратной связи, либо увеличивать его расходимость, что неизбежно приведёт к уширению спектра. В последнем случае при наличии в обратной связи спектрально-селектирующего элемента это приведёт к возрастанию внутрирезонаторных потерь и в итоге к уменьшению интенсивности выходного пучка.

3.3. Исследование лазерного излучения в резонаторе Фабри-Перо с плоским внешним выходным зеркалом.

В представленных экспериментах использовался широкоапертурный секционированный лазерный диод с периодом секционирования $\Lambda = 8 \text{ мкм}$ и шириной выходного окна 500 мкм. Выходная грань ЛД была просветлена приблизительно до уровня 0.1%. Центральная длина волны излучения ЛД $\lambda_0 = 980 \text{ нм}$. Лазерный диод, аналогичный исследованному, но с 5% отражением от выходного торца, обеспечивал суммарную оптическую мощность $P = 3 \text{ Вт}$ при рабочем токе $I = 4.5 \text{ А}$ и температуре теплоотвода $T = 21^\circ \text{C}$. Ширина спектра излучения на полувысоте такого лазера во всём диапазоне рабочих токов не превышала 2.5 нм ($\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \leq 2.5 \text{ нм}$).

Исследование излучения в дальней зоне от ЛД с просветлённой выходной гранью с зеркалом обратной связи (ОС) с отражением $R = 12\%$, расположенным перпендикулярно оси ЛД на расстоянии 5 мм от выходной грани показало её зависимость от тока накачки I_p . При токах $I_p \leq 1.5 \text{ А}$ ($I_p \leq 1.5 I_{th}$), распределение интенсивности в дальней зоне состоит из периодически расположенных максимумов интенсивности шириной от 0.1° до 0.2° , сгруппированных в один центральный максимум общей угловой шириной $\sim 1.2^\circ$ (см. рис.3.3). При больших токах накачки распределение интенсивности в дальней зоне представляет собой объединение трёх широких пиков интенсивности, каждый из которых состоит из узких максимумов шириной от 0.1° до 0.2° . Угловое расстояние между симметрично расположенными относительно оси ЛД максимумами излучения $\Delta\theta$ зависит от тока накачки: для $I_p = 2.5 \text{ А}$ $\Delta\theta = 2.9^\circ$, для $I_p = 3.5 \text{ А}$ — $\Delta\theta = 3.1^\circ$. Угловая ширина лазерного пучка в дальней зоне на полувысоте при максимальном токе накачки составляет примерно $\Delta\theta_{1/2} = 6^\circ$. Такое распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне свидетельствует о существовании в ЛД многочисленных поперечных мод

генерации, уже возникающих при слабом превышении порогового тока. При дальнейшем увеличении тока происходит общее увеличение расходимости пучка за счёт возникновения дополнительных угловых пучков в направлениях примерно $\pm 1.5^\circ$. Это объясняется возникновением наряду с синфазными поперечными модами противофазных мод, приводящих к возникновению дополнительных угловых пучков.

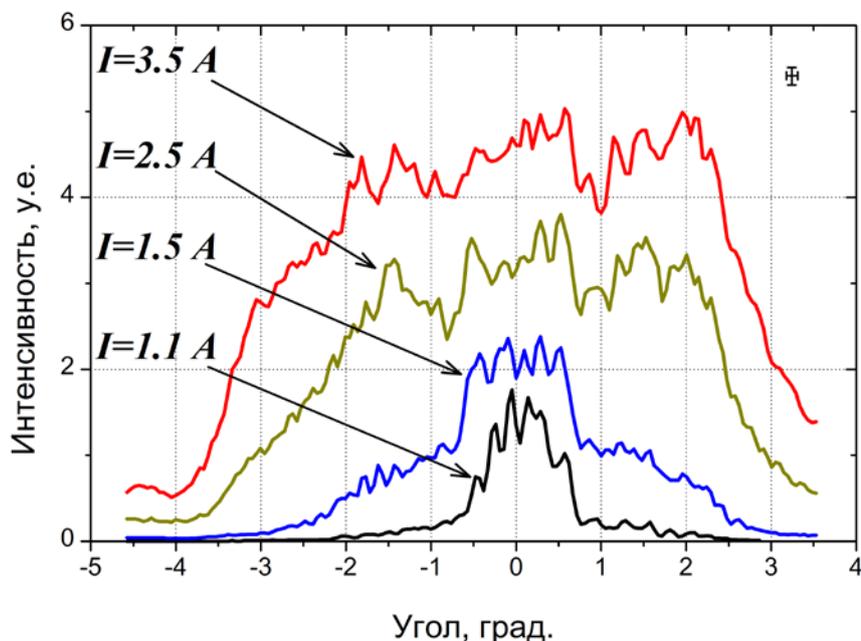


Рис.3.3 – Угловое распределение интенсивности излучения ЛД в дальней зоне с 12% зеркалом обратной связи, расположенным перпендикулярно оси ЛД на расстоянии 5мм от выходной грани.

3.4. Исследование лазерной генерации в асимметричном V-резонаторе.

Двухплечевой резонатор может образовываться из двух основных геометрий: 1) симметричная геометрия с двумя внешними зеркалами в обоих плечах и 2) асимметричная геометрия – с зеркалом ОС только в одном из плеч. В настоящей главе были исследованы оба варианта геометрии резонатора, а также их вариации: 1) с полупрозрачным зеркалом в одном из плеч; 2) с непрозрачным зеркалом ОС в одном из плеч; 3) с полупрозрачными зеркалами в обоих плечах резонатора.

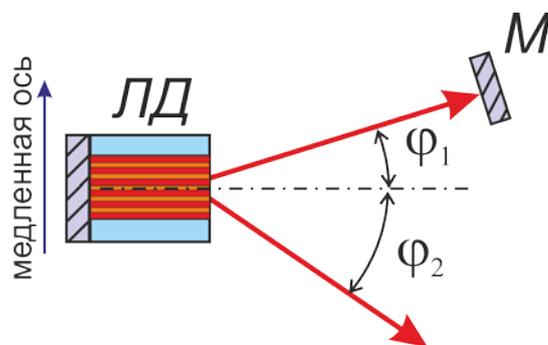


Рис.3.4 – Двухплечевой асимметричный резонатор лазерного диода (плоскость p-n-перехода лежит в плоскости рисунка, здесь: LD– лазерный диод, CL– цилиндрическая линза, M– зеркало обратной связи).

Исследование работы ЛД во внешнем асимметричном V-образном резонаторе с непрозрачным ($R=100\%$) зеркалом ОС (рис.3.4) показало, что генерация лазерного излучения происходит при дискретном спектре углов обратной связи φ_1 и соответствующих дискретных углах выхода излучения из ЛД φ_2 . Экспериментальная зависимость углового направления выходного пучка излучения φ_2 от угла направления луча ОС φ_1 , при которых наблюдалась устойчивая генерация, изображена на рис.3.5. Следует обратить внимание, что для некоторых углов обратной связи φ_1 наблюдается многолучевой выход, т.е. излучение выходит одновременно под несколькими углами φ_2 .

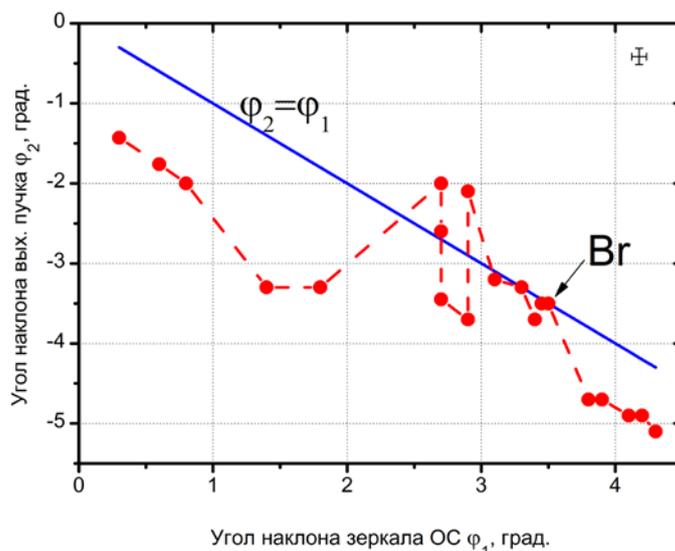


Рис.3.5 – Зависимость угла выхода лазерного излучения φ_2 от угла направления луча обратной связи φ_1 : точками обозначены экспериментальные результаты, штрих-пунктирной линией обозначена зависимость $\varphi_2 = \varphi_1$.

Измерение мощности выходящих пучков показало её нерегулярность в зависимости от угла наклона луча ОС (рис.3.6). Максимум суммарной выходной мощности соответствует трёхлучевой генерации при угле ОС $\varphi_1 = 2.7^\circ$. Режим генерации,

соответствующий углу Брэгга ($\sin \theta_{Br} = \frac{\lambda}{2\Lambda}$), характеризовался единственным выходящим лучом со средней для данного тока интенсивностью (метка "Br" на рис.3.6). Практически для всех случаев угловая расходимость выходящего пучка была примерно одинаковой для всех углов выходящего излучения φ_2 и зависела только от тока накачки, изменяясь от $\Delta\theta_{\frac{1}{2}} = 0.5^\circ$ для $I=1.5A$, до $\Delta\theta_{\frac{1}{2}} = 0.9^\circ$ при $I=3.5A$.

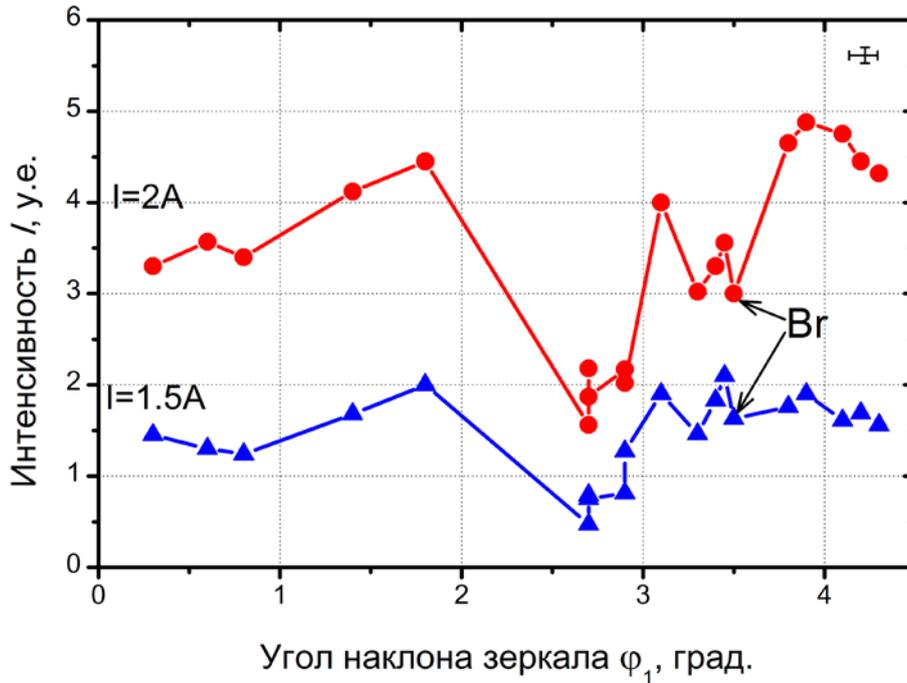


Рис.3.6 – Зависимость интенсивности выходного пучка от угла наклона луча ОС φ_1 .

На рис.3.7 приведено одно из распределений интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для несимметричного резонатора. Оно характеризуется наименьшей из наблюдавшихся в экспериментах угловой шириной выходящего пучка, которое равно $\Delta\theta_{1/2}=0.3^\circ$ при токе $I=2.7A$ и $\Delta\theta_{1/2}=0.44^\circ$ при $I=3.5A$. Кроме этого обращает на себя внимание низкая интенсивность пучка, прошедшего через зеркало ОС. Такое распределение в дальней зоне характерно для мод, имеющих асимметричное распределение интенсивности на выходном торце ЛД [117].

Сужение расходимости лазерных пучков до углов меньших 1° свидетельствует о модовой селекции, происходящей в резонаторе этого типа. Наличие дискретных углов расположения зеркала ОС, при которых наблюдается устойчивая лазерная генерация, свидетельствует о многополусной функции дифракционной эффективности секционированной структуры ЛД. Появление такой генерации связано, вероятно, с относительно большой расходимостью луча ОС и, следовательно, для её подавления

потребуется либо дополнительные внутрирезонаторные коллимирующие элементы, либо зеркало ОС должно обладать соответствующими коллимирующими свойствами.

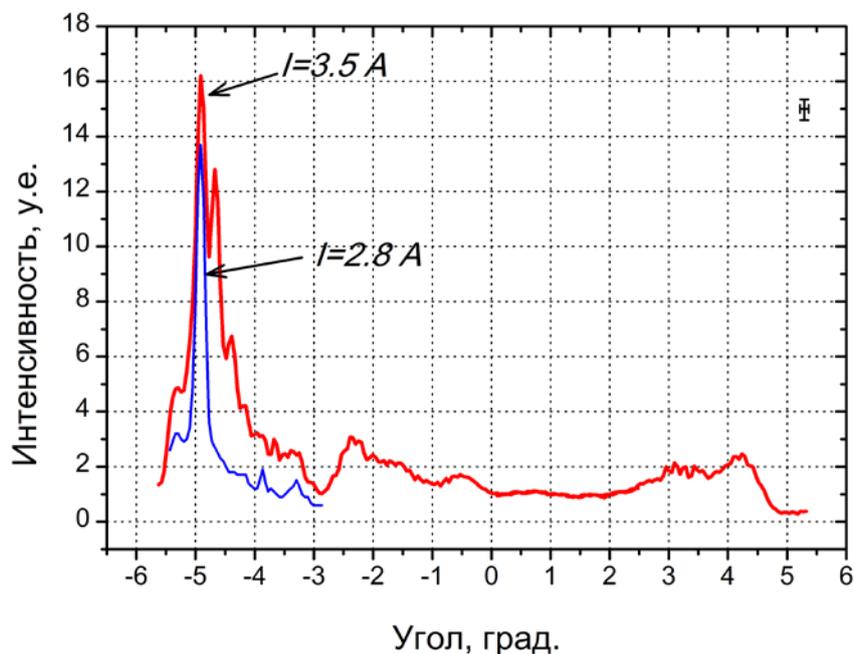


Рис.3.7 – Угловое распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для случая асимметричного V-образного резонатора.

В экспериментах мощность выходящего пучка лазера в двухплечевом резонаторе при всех режимах работы не превышала $W_{\max}=2\text{Вт}$, что меньше мощности ЛД, у которого выходной торец имел отражение $R=5\%$. Это обстоятельство объясняется тем, что в ЛД без просветления выходной грани генерируется множество волноводных мод, в результате чего происходит более полное использование зоны усиления ЛД, приводящее к максимальной мощности пучка. В то же время такой пучок из-за большого числа генерируемых мод имеет большую расходимость, что в целом приводит к малой яркости лазерного диода. Применение двухплечевого резонатора уменьшает спектр генерируемых мод в лазерной структуре, в результате этого с одной стороны уменьшается расходимость генерируемого пучка, что увеличивает яркость, а с другой стороны происходит уменьшение эффективности использования усилительного слоя ЛД, что уменьшает мощность выходящего излучения.

3.5. Исследование лазерной генерации в симметричном V-резонаторе.

Угловое распределение пучка в дальней зоне для симметричного резонатора, при расположении зеркал ОС под углом Брэгга по отношению к внутрдиодной

секционированной структуре, приведено на рис.3.8. Оно характеризуется симметричным расположением двух пиков интенсивности с угловым расстоянием в 6.8° . Угловая ширина пиков интенсивности на полувысоте незначительно увеличивалась с ростом тока накачки и при максимальном токе примерно равна $\Delta\theta_{1/2}=0.8^\circ \dots 0.9^\circ$, что свидетельствует об эффективной селекции поперечных мод, при которой количество генерируемых мод стабилизируется в широком диапазоне рабочих токов.

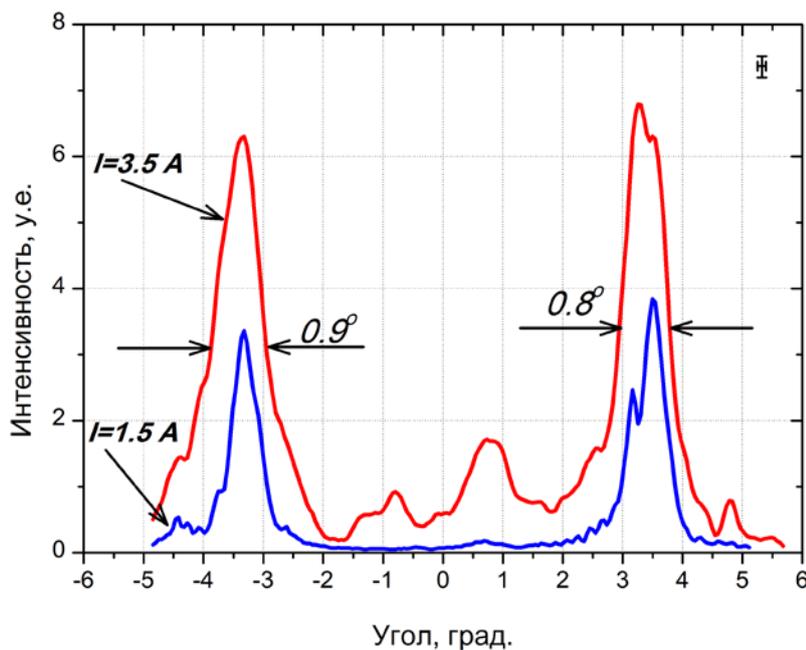


Рис.3.8 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне для случая симметричного двухплечевого V-образного резонатора.

Сравнение этих экспериментов с представленными в гл.2 обнаруживают корреляцию для случая разворота зеркала ОС под углом Брегга. В гл.2 для случая асимметричного резонатора в этом случае наблюдалась генерация пучка вдоль оси ЛД. В случае секционированного ЛД при высоких токах накачки, примерно при $I > 3I_{th}$ возникают два сателлита основным пучкам (рис.3.8). Угловое направление этих пучков равно примерно 0.8° , что соответствует фазовому периоду 70 мкм . Эта величина примерно в 4 раза больше фазового периода возбуждаемой брегговской моды. При меньших токах накачки и в случае асимметричного резонатора пучка излучения вдоль оси ЛД не наблюдалось.

3.6. Исследование перестройки длины волны в асимметричном V-резонаторе.

Наряду со спектрально независимыми элементами ОС был исследован асимметричный резонатор с дифракционной решёткой в одном из плеч. В частности, была исследована генерация ЛД в резонаторе с дифракционной решёткой, включенной по схеме Литмана (рис.3.9). Эта геометрия отличается высокой угловой дисперсией благодаря скользящему падению излучения на решётку, что позволяет достигнуть в резонаторе высокую спектральную селекцию.

Для этой геометрии справедливо соотношение:

$$k_0 \sin \theta_1 - mK = -k_0 \sin \theta_2 \quad (3.7)$$

где: $m = \pm 1, \pm 2, \dots$; k_0 – волновой вектор падающего на решётку излучения; K – обратный вектор решётки ($K = 2\pi/\Lambda$, Λ – период решётки); θ_1 и θ_2 – углы падения и переизлучения света (рис.3.9).

Уравнение можно переписать в более простом виде, связывающим углы падения и отражения с резонансной длиной волны:

$$\lambda = \frac{\Lambda}{m} (\sin \theta_1 + \sin \theta_2) \quad (3.8)$$

Для этой геометрии справедливо следующее выражение для связи геометрических параметров падения лазерного пучка на решётку и спектральной ширины отражённого излучения [132]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi l (\sin \theta_1 + \sin \theta_2)} \quad (3.9)$$

где: l – длина участка решётки, который покрывает падающий лазерный пучок.

В этих экспериментах использовалась решётка с плотностью штрихов $N=1200$ штр/мм. Была получена лазерная генерация с непрерывной перестройкой длины волны в пределах $\lambda = 972 \dots 979 \text{ nm}$ с шириной линии излучения при управляющем токе $I=1.5 \text{ A}$ не более $\Delta\lambda < 0.3 \text{ nm}$ и $\Delta\lambda < 1 \text{ nm}$ при токе $I=3.5 \text{ A}$.

Интенсивность излучения в пределах перестраиваемого спектра имела колоколообразную форму с максимумом в центре спектра. Достаточно узкий диапазон перестройки спектра излучения объясняется, видимо, спектральными свойствами периодической структуры ЛД (п.3.2). Стабилизация угла падения излучения на дифракционную решётку с одновременной спектральной селекцией, осуществляемой дифракционной решёткой, позволило изменять длину волны только в пределах одного дифракционного пика решёточной структуры ЛД. Полученный диапазон перестройки

достаточно хорошо коррелирует с оценкой спектрального расстояния между дифракционными максимумами, полученной в п.3.2.

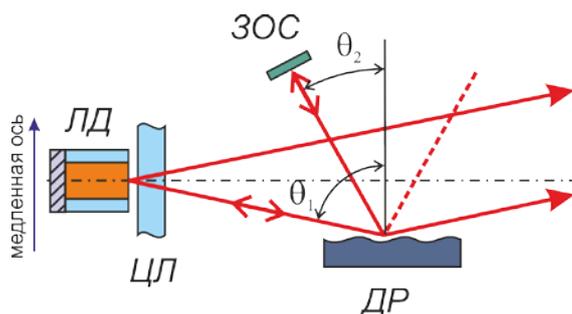


Рис.3.9 – Асимметричный резонатор с дифракционной решёткой, включённой по схеме Литтмана (ЛД — лазерный диод; ЦЛ– цилиндрическая линза; ЗОС– зеркало обратной связи; ДР— дифракционная решётка).

3.7. Выводы.

Экспериментальное исследование работы секционированного лазерного диода в двухплечевом симметричном и асимметричном резонаторах показало селекцию поперечных мод секционированного ЛД, приводящее к существенному уменьшению угловой расходимости выходного пучка и уменьшение его спектральной ширины. Исследование ЛД в асимметричном двухплечевом резонаторе показало устойчивую генерацию, демонстрирующую селекцию поперечной моды, только в дискретном ряде углов обратной связи. Был получен режим генерации моды с асимметричным распределением амплитуды поля в поперечном направлении, имеющую однолучевую картину распределения интенсивности в дальней зоне.

Наиболее устойчивая лазерная генерация наблюдалась в симметричном резонаторе с двумя зеркалами обратной связи, которые наиболее полно реализуют Брэгговский режим дифракции на внутренней периодической структуре ЛД. При больших токах накачки в этом режиме наряду с основной брегговской модой возбуждается мода низшего порядка.

Использование схемы Литтмана в одном из плеч в асимметричном V-образном резонаторе наряду с уменьшением расходимости лазерного луча позволило получить плавную перестройку длины волны в пределах 7нм при спектральной ширине излучения на максимальном токе накачки не более 1нм.

Глава 4. Перестраиваемый широкополосковый диодный лазер с внешним волноводно-решётчным зеркалом в тракте обратной связи.

4.1. Аннотация.

Предложен и исследован внешний резонатор с волноводно-решеточным зеркалом (ВРЗ) обратной связи для широкополоскового полупроводникового лазера (ширина полоска 350мкм). Исследованы спектры излучения диодного лазера для коллинеарного и неколлинеарного падения излучения на ВРЗ. Продемонстрировано сужение спектральной линии излучения до 0.1нм и показана плавная перестройка длины волны излучения лазера в спектральном интервале до 18нм [118, 129].

4.2. Введение.

В данной главе представлены результаты исследований лазера, построенного на основе полупроводникового широкоапертурного лазерного диода во внешнем резонаторе с волноводно-решеточным зеркалом (ВРЗ), основанным на эффекте аномального отражения света. Эффект отражения света в ВРЗ проявляется только в момент возбуждения светом волновода (рис.4.1), расположенным на его поверхности. Благодаря этому достигается эффект практически полного отражения света в очень узком спектральном диапазоне при условии фиксированного угла падения или в узком угловом диапазоне для фиксированной длины волны излучения [119,120].

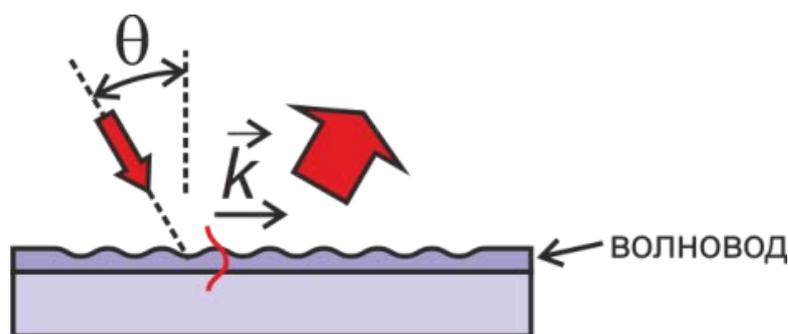


Рис.4.1 – Рисунок, поясняющий принцип работы волноводно-решётчного зеркала (ВРЗ).

Таким образом, благодаря пространственно-спектральным свойствам ВРЗ его можно использовать в качестве спектрально- и пространственно-селективного внутрирезонаторного элемента для обеспечения генерации в узком спектральном интервале. Кроме этого благодаря распространению волноводной моды по волноводу происходит геометрическое уширение отраженного пучка света. Использование этого эффекта внутри резонатора должно способствовать увеличению пространственной

когерентности лазерного излучения, что в конечном счете способствует синфазной работе всей активной среды. Таким образом, применение ВРЗ должно способствовать ослаблению модуляции оптического потока внутри лазерного диода, известного как филаментация.

В случае возбуждения моды волноводного зеркала диаграмма согласования волновых векторов (рис.4.2) описывается следующим уравнением:

$$|\vec{k}_m|^2 = |\vec{k}_l|^2 + |\vec{k}_g|^2 + 2|\vec{k}_l| \cdot |\vec{k}_g| \cdot \cos(\varphi) \quad (4.1)$$

где: $\vec{k}_m, \vec{k}_l, \vec{k}_g$ — соответственно вектор волноводной моды, проекция вектора падающей волны на ВРЗ и вектор решётки волноводного зеркала; φ — угол между векторами \vec{k}_l и \vec{k}_g .

Решая это уравнение относительно длины волны возбуждаемой моды имеем:

$$\lambda = \Lambda \cdot \left(-\sin(\theta) \cdot \cos(\varphi) + \sqrt{n^{*2} - \sin^2(\theta) \cdot \sin^2(\varphi)} \right) \quad (4.2)$$

здесь θ — угол падения излучения на решётку; n^* — показатель преломления возбуждаемой волноводной моды.

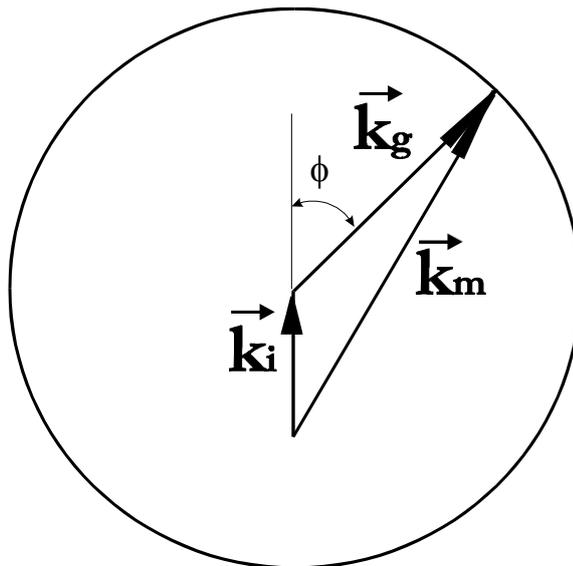


Рис.4.2 Диаграмма согласования волновых векторов при возбуждении волноводно-решёточного зеркала (здесь: $\vec{k}_m, \vec{k}_l, \vec{k}_g$ — соответственно вектор волноводной моды, проекция вектора падающей волны на плоскость ВРЗ и вектор решётки).

Это уравнение устанавливает связь длины волны возбуждаемой моды с углом падения излучения на решётку и с углом разворота штрихов решётки относительно плоскости падения. Таким образом, используя внутри резонатора селективное зеркало с заданным периодом гофра можно за счёт изменения угла падения и разворота штрихов решётки установить условие резонанса для определённой длины волны излучения.

В исследованиях использовался полупроводниковый лазер с апертурой 360мкм, максимумом спектра излучения на длине волны $\lambda=1000.2\text{нм}$ (при температуре $T=27^\circ\text{C}$) и полушириной спектра люминесценции на полувысоте $\Delta\lambda=30\text{нм}$. Одна из граней лазерного диода имела 100% отражение, другая была просветлена для минимизации влияния грани на генерацию излучения лазера. Спектр генерации полупроводникового лазера с внешним 12% зеркалом для тока, превышающего пороговый на 30%, имел ширину на полувысоте 2.5нм, для токов, превышающих пороговый на 50% ширина на полувысоте возрастала до 3.6нм.

Параметры излучения лазерных диодов изучались в резонаторе, собранном по трехзеркальной схеме (резонатор, в котором реализуется коллинеарное взаимодействие ТМ излучения с ВРЗ, схематически изображён на рис.4.3). Внутри резонатора была помещена собирающая линза для коллимирования падающего на решетку излучения. Это позволило понизить порог генерации за счет увеличения коэффициента отражения от ВРЗ и уменьшения внутрирезонаторных потерь. Выходное зеркало имело коэффициент отражения 12%.

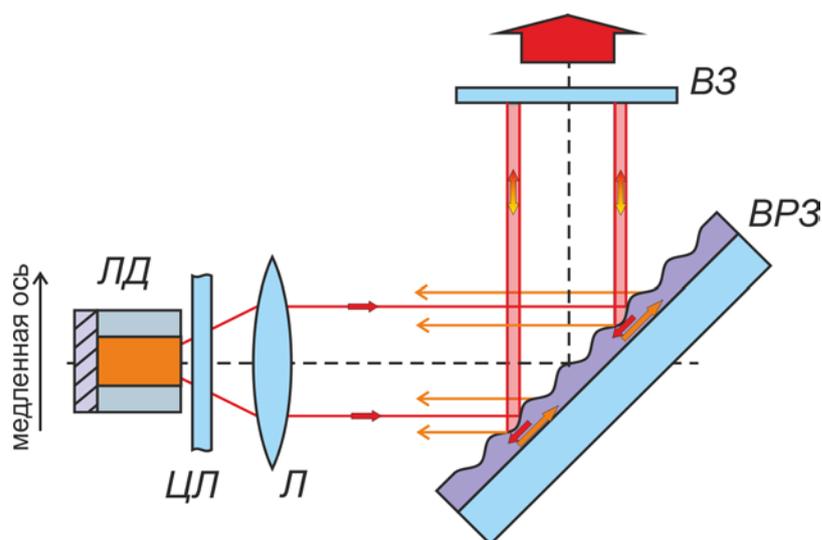


Рис.4.3 – Схема резонатора с волноводно-решёточным зеркалом, поясняющая принцип функционирования ВРЗ в резонаторе и эффект уширения отражённого пучка ОС. Схема соответствует коллинеарному взаимодействию ТМ излучения с ВРЗ (ЛД – лазерный диод, ЦЛ – цилиндрическая линза, Л – собирающая линза, ВРЗ – волноводно-решёточное зеркало, ВЗ – 12% выходное зеркало).

В соответствии с ориентацией штрихов решётки относительно плоскости падения излучения были исследованы два случая внутрирезонаторного взаимодействия света с решёткой: коллинеарное ($\varphi=0^\circ$) и неколлинеарное ($\varphi=90^\circ$). Волноводно-решёточные зеркала изготавливались голографическим методом с последующим ионным травлением. В качестве волновода использовался осаждённый на стеклянную подложку ($n=1.512$ для $\lambda=1$ мкм) слой Ta_2O_5 ($n=2.05$). Толщина волноводного слоя, период решётки и глубина гофров рассчитывалась для каждого случая отдельно.

Для этого были изготовлены две волноводно-решёточные структуры со следующими параметрами: подложка (стекло) $n=1.512$; волноводный слой (Ta_2O_5) $n=2.05$, толщина волноводного слоя для случая коллинеарного падения $h=270$ нм, период $A=411$ нм, глубина гофра $2\sigma=200$ нм, в случае неколлинеарного падения $h=182$ нм, период гофра $A=642$ нм, глубина гофра $2\sigma=206$ нм.

4.3. Резонатор с коллинеарным падением излучения на ВРЗ.

В резонаторе с коллинеарным падением излучения на решётку волноводного зеркала последнее было рассчитано так, что в нем волноводная мода возбуждалась падающим ТМ излучением в -1 порядке при угле, соответствующем углу Брюстера. В этом случае зеркальное отражение от ВРЗ формируется исключительно за счёт излучательных потерь волноводной моды. Таким образом, ВРЗ играет роль одновременно и узкополосного селективного фильтра, и элемента, способствующего фазовой синхронизации оптического потока в активной области лазера вблизи выходного торца за счёт увеличения области отражения из-за эффекта распространения волноводной моды в ВРЗ. Проведённые для этого случая расчёты дали следующие параметры волноводного слоя: толщина волноводного слоя $h=270$ нм, период $A=411$ нм, глубина гофра $2\sigma=200$ нм. Расчётное затухание моды длиной волны $\lambda=998$ нм равно $\alpha_{\text{изл}}=140\text{см}^{-1}$, следовательно, величина произведения $d\alpha_{\text{изл}}$, (где d – размер пятна облучения на поверхности волновода, в нашем случае эта величина равно примерно $0.3\dots 0.5$ мм), известная как критерий существования аномального отражения [121], для рассматриваемой геометрии резонатора равна $4.2\dots 6.0$, т.е. условие наблюдения аномального отражения $(d\cdot\alpha)>1$ выполняется. Экспериментальная кривая аномального отражения изготовленного зеркала для излучения длиной волны $\lambda=998$ нм представлена на рис.4.4.

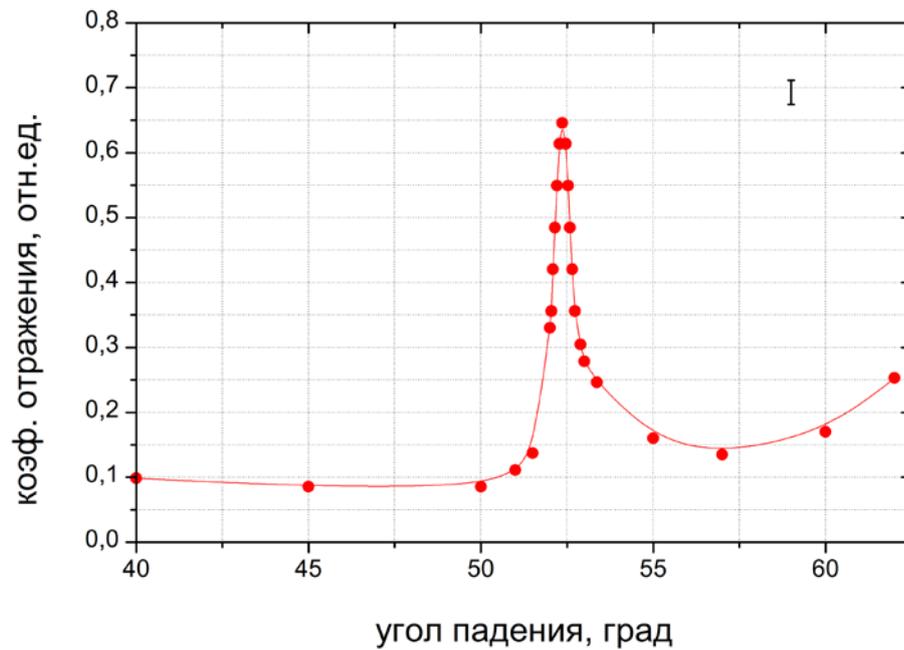


Рис.4.4 – Зависимость коэффициента отражения излучения ТМ поляризации от угла падения на ВРЗ в коллинеарном режиме (длина волны $\lambda=998\text{нм}$, период гофров решётки $\Lambda=411\text{нм}$).

Исследование излучения полупроводникового лазера в таком резонаторе показало, что использование ВРЗ внутри резонатора позволяет получить устойчивую генерацию лазерного излучения в диапазоне длин волн от 994нм до 1013нм (рис.4.5) при ширине генерации на полувысоте около 0.1нм (рис.4.6). Расчёт длины волны от угла падения, выполненный по уравнению (4.2) показал хорошее согласие с экспериментальными данными. В расчёте использовалось экспериментально измеренное значение эффективного показателя преломления волноводной моды $n^*=1.684$. Разница в угле наклона кривых объясняется тем, что кривая люминесценции для данного лазерного диода имеет колокообразную форму с максимумом на длине волны 1002нм. Спектр отражения ВРЗ имеет такую же форму, но с меньшей шириной. Таким образом, максимум спектра отражения и, следовательно, длина волны генерации лазера смещаются к максимуму люминесценции лазерного диода.

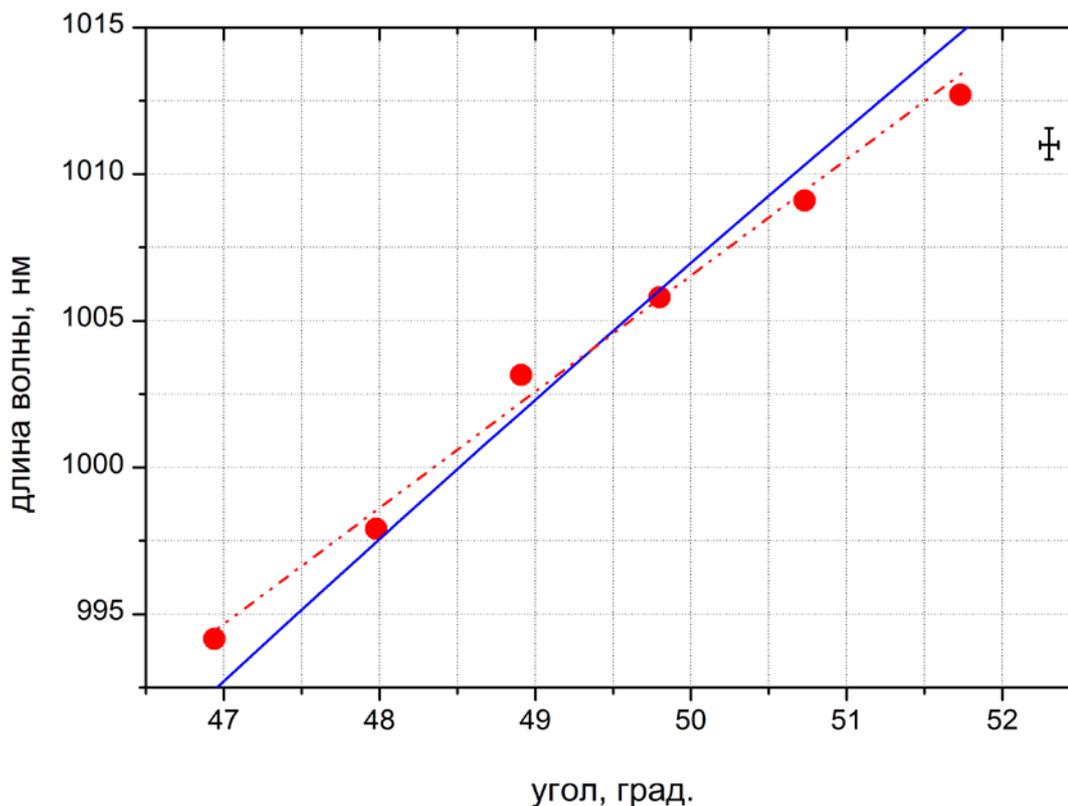


Рис.4.5– Зависимость длины волны лазерного излучения диода от угла падения на ВРЗ в резонаторе с коллинеарным падением света на ВРЗ (О - экспериментальные данные, пунктирная линия – линейная аппроксимация экспериментальных данных, сплошная кривая - расчёт по уравнению (4.2)).

Измерения спектров генерации и их зависимость от тока накачки показали, что при увеличении тока происходит уширение спектра генерации по уровню $0.1I_{out}$ (I_{out} – интенсивность основной излучательной моды) за счёт появления дополнительных поперечных мод. Выходная мощность лазера монотонно увеличивается с возрастанием тока накачки вплоть до 50% превышения тока над пороговым. Расходимость излучения в плоскости $p-n$ перехода во всём диапазоне исследованных токов (до 50% превышения над пороговым) практически не меняется и равна 0.15° . Это связано с тем, что во всём исследованном диапазоне рабочих токов спектр выходного излучения достаточно узок. Кроме того, даже при возникновении филаментации, благодаря фильтрующим свойствам внутрирезонаторного волнового зеркала, на выходе резонатора присутствует узкополосное излучение.

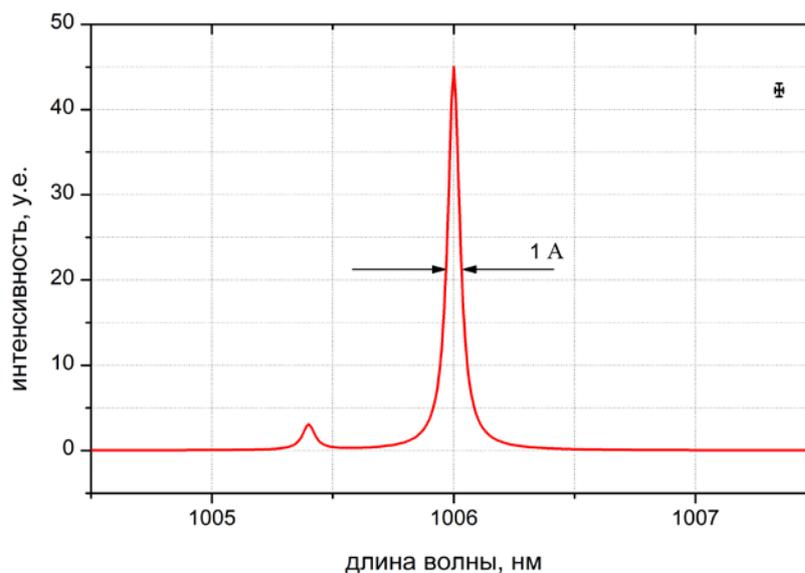


Рис.4.6 – Спектр генерации лазерного диода в резонаторе с коллинеарным падением ТМ излучения на ВРЗ.

4.4 Резонатор с неколлинеарным падением излучения на ВРЗ.

Схема резонатора с неколлинеарным падением излучения на ВРЗ в целом аналогична схеме резонатора с коллинеарным падением ТМ излучения (рис.4.3), изменены лишь ориентация штрихов относительно плоскости падения и ориентация плоскости решётки, так, чтобы они соответствовали условию неколлинеарного падения ТЕ-излучения на волноводно-решёточное зеркало. Выбор взаимодействия ТЕ излучения с ВРЗ был определён меньшими диссипативными потерями для волноводной моды этого типа. Зависимости интенсивности аномального отражения для изготовленного волноводно-решёточного зеркала со следующими параметрами волноводного слоя: ширина слоя $h=182\text{нм}$, период гофра $A=642\text{нм}$, глубина гофра $2\sigma=206\text{нм}$, показаны на рис.4.7. Вид этих зависимостей отражает тот факт, что при падении ТМ излучения на волноводную решетку в последней могут возбуждаться две моды: ТМ и ТЕ типов [122], падающее же ТЕ излучение возбуждает в решетке только моду ТЕ типа. Как и следовало ожидать, суммарные потери при возбуждении волновода ТМ излучением оказались больше, чем при возбуждении ТЕ излучением.

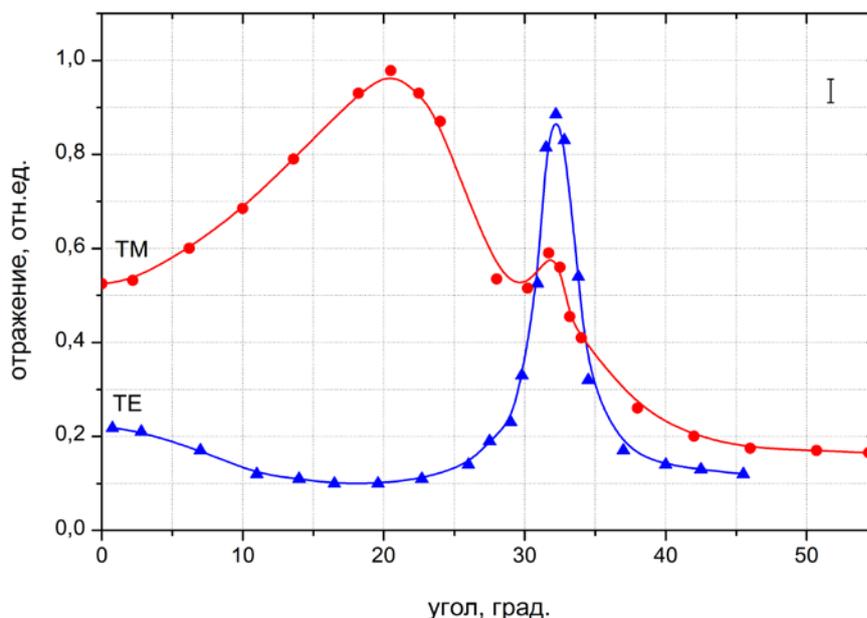


Рис.4.7 – Зависимость коэффициента отражения излучения TE и TM поляризаций от угла падения на ВРЗ в неколлинеарном режиме (длина волны $\lambda=998\text{нм}$, период гофров решётки $A=642\text{нм}$).

Внутри резонатора, как и в случае с коллинеарным падением, для уменьшения расходимости и, соответственно, для увеличения коэффициента отражения от ВРЗ была помещена фокусирующая линза.

Эксперименты показали, что данная схемная реализация резонатора позволяет получить устойчивую генерацию лазерного излучения в диапазоне длин волн от 997нм до 1005нм при ширине генерации на полувысоте от 0.7 до 1.2нм. На рис.4.8 представлена экспериментальная зависимость длины волны генерации от угла падения излучения на ВРЗ. На этом же графике проведена расчётная кривая, выполненная по уравнению (4.2). В расчёте предполагалось, что эффективный показатель преломления волноводной моды $n^*=1.656$ (экспериментально измеренное значение), угол между вектором решётки и проекцией плоскости падения на решётку $\varphi=89.8^\circ$. Наблюдается хорошее согласие расчётных и экспериментальных данных. Отклонение угла φ от 90° находится в пределах точности приборной установки этого угла. Разница в угле наклона кривых имеет ту же причину, что и для резонатора с коллинеарным падением света на решётку.

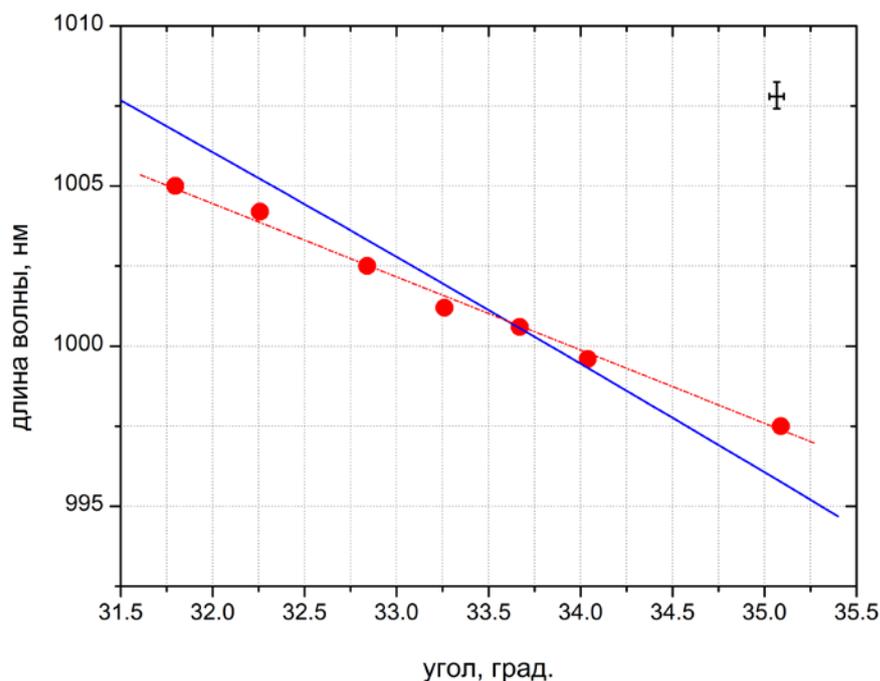


Рис.4.8 – Зависимость длины волны лазерного диода от угла падения на ВРЗ в резонаторе с неколлинеарным падением света на волноводное зеркало (O - экспериментальные данные, пунктирная линия – линейная аппроксимация экспериментальных данных, сплошная кривая - расчёт по уравнению (4.2), где $n^*=1.656$, $\varphi=89.8^\circ$).

Исследование мощности и спектра генерации при различных токах накачки показало, что вплоть до токов, превышающих пороговый на 80%, мощность возрастает монотонно (рис.4.9), при этом её значение равно примерно мощности лазера без ВРЗ.

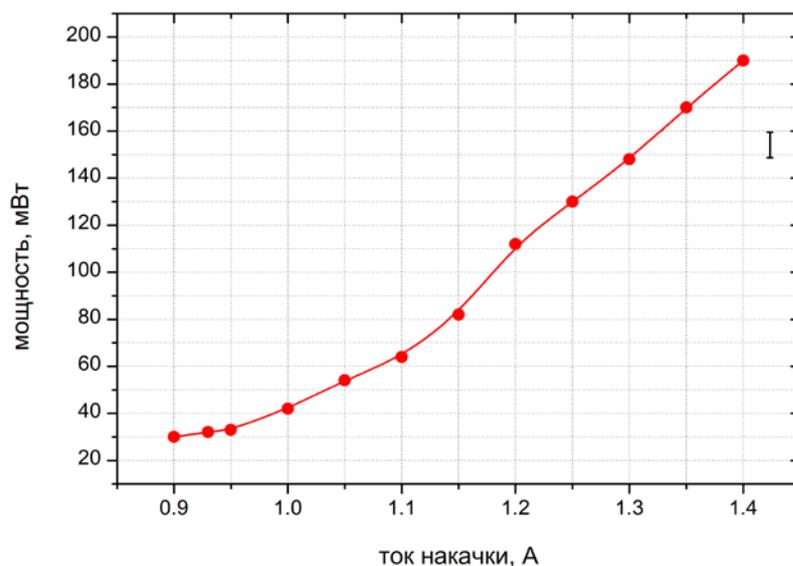


Рис.4.9 – Зависимость мощности лазерного излучения от тока накачки для резонатора с неколлинеарным падением света на ВРЗ.

Спектр генерации при токах, превышающих пороговый на 30%, состоял из трёх узких пиков, каждый шириной не более 0.15нм, расположенных эквидистантно с общей шириной на полувысоте не более 0.7нм. При увеличении тока накачки до 80% над пороговым наблюдалось расширение спектра до 1.2нм за счёт появления паразитных продольных мод, возникающих при отражении на выходном торце полупроводникового лазера (см. рис.4.10). Расходимость излучения при исследованных токах накачки в плоскости *p-n* перехода составила 0.15°.

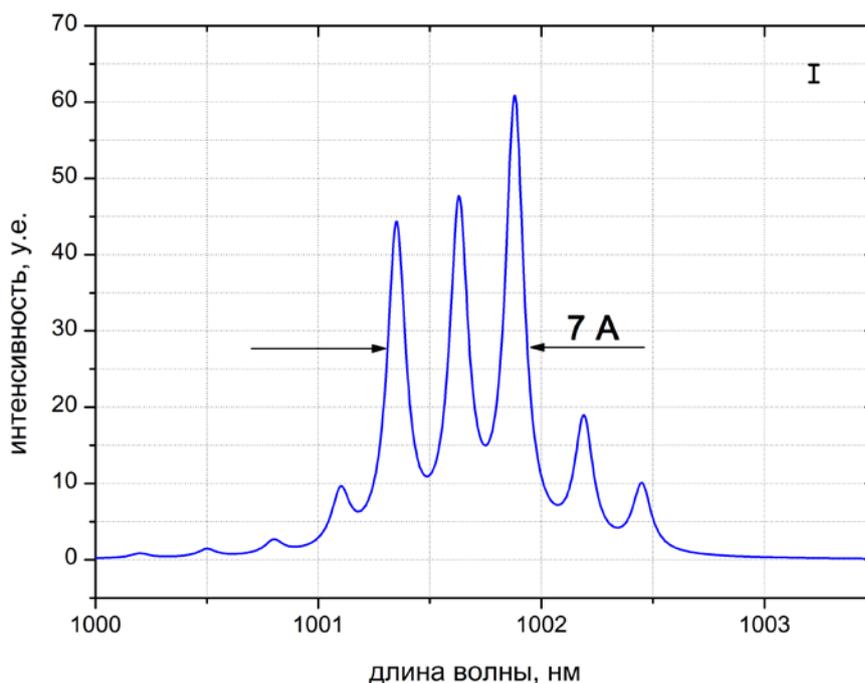


Рис.4.10 – Спектр генерации лазерного диода в резонаторе с неколлинеарным падением ТЕ излучения на решётку ВРЗ.

4.5. Выводы.

Таким образом, применение волноводно-решёточного зеркала во внешнем резонаторе широкополоскового полупроводникового лазера позволило существенно уменьшить расходимость лазерного пучка, сузить его спектр и обеспечить её перестройку. В частности, в режиме коллинеарного падения излучения на ВРЗ наблюдалось сужение спектра лазерной генерации до 0.1нм, перестройка длины волны осуществлялась в пределах 18нм. В режиме неколлинеарного падения сужение спектра происходило до 0.7нм, перестройка длины волны осуществлялась в пределах 8нм. В обоих случаях угловая расходимость пучков составила 0.15°.

Глава 5. Широкополосковый ЛД с внешнерезонаторным выходным зеркалом обратной связи на основе планарной волноводной структуры.

5.1. Аннотация.

В данной главе представлены экспериментальные исследования лазерной генерации широкополосковых (100мкм) полупроводниковых лазеров с внешним резонатором на основе планарных волноводных структур различного типа: планарная Брегговская решётка, планарная числовая голограмма, селективирующая основную моду и планарная числовая голограмма, селективирующая моду высокого порядка. Все использованные в экспериментах планарные волноводные структуры выполнены на Si-подложках с SiO₂-изолирующим слоем (нижний кладынг) и SiO₂:GeO₂-волноводным слоем с контрастностью 3%. Оптическая связь между волноводом ЛД и внешней волноводной структурой осуществлялась непосредственной стыковкой с зазором 5...10мкм (butt coupling).

Использование планарных волноводных зеркал во внешнем резонаторе позволяет избежать преобразования волноводной лазерной моды в объёмное излучение внутри резонатора. Это уменьшает внутрирезонаторные потери, увеличивая добротность резонатора.

Ниже представлены следующие экспериментальные исследования лазерной генерации:

1. лазерная генерация отдельно стоящего ЛД без глубокого просветления выходной грани;
2. генерация лазерного диода при отражении от входной грани планарного волновода на основе SiO₂ волноводной структуры с контрастностью 3%;
3. генерация лазерного диода с числовой планарной голограммой во внешнем резонаторе, отражающей моду, близкую к гауссовой;
4. генерация лазерного диода с числовой планарной голограммой во внешнем резонаторе, формирующей в отражении поперечную (вдоль медленной оси) моду высокого порядка;
5. генерация лазерного диода с планарным отражающим зеркалом на основе брегговской решётки

Основными результатами являются:

1. Экспериментально продемонстрирована селекция основной поперечной (вдоль медленной оси) моды и селекция моды высокого порядка. Наряду с селекцией

поперечных мод продемонстрированы сужение и стабилизация лазерного спектра во всём диапазоне рабочих токов.

2. В случае селекции основной моды получено уменьшение расходимости пучка с 6.5° до 3° для пятикратного превышения порогового тока накачки, спектральная ширина излучения была уменьшена с 4.5нм до 0.5нм при максимальном токе накачки ($I=7.5I_{th}$). Наблюдалось уменьшение параметра M^2 с 15 до 4.
3. В случае селекции моды высокого порядка получено уменьшение расходимости пучка с 6.5° до 2° для четырёхкратного превышения порогового тока ($I=4I_{th}$) и до 2.5° для пятикратного превышения ($I=5I_{th}$). Спектральная ширина излучения была уменьшена до 0.6нм при $I=5I_{th}$.
- 4.

Материалы, изложенные в главе, использовались в публикациях автора [124,130].

5.2 Числовая планарная голограмма. Основные свойства.

Числовая планарная голография является новой областью современной голографии [122,123]. Голограммы, изготовленные на принципах числовой планарной голографии, представляют собой планарный волновод, в котором созданы локальные изменения профиля волновода или его показатель преломления. Такие голограммы отражают распространяющуюся по планару волноводную моду в соответствии с определённым алгоритмом, в результате формируя на некоторой плоскости заданное амплитудно-частотно и фазовое распределение (рис.5.1).

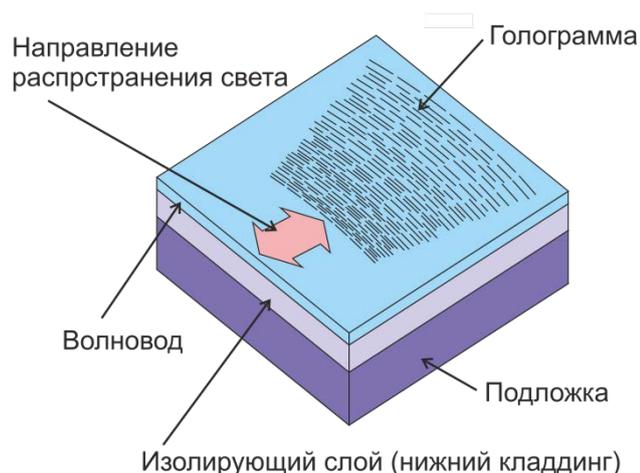


Рис.5.1 – Эскиз планарной голограммы.

Изготовить планарную голограмму наиболее просто за счёт вытравливания на поверхности волновода канавок. В таком случае числовая планарная голограмма (ЧПГ,

англ.: DPH– Digital Planar Hologram) представляет собой множество вытравленных канавок, специальным образом расположенных друг относительно друга (рис.5.2). В настоящее время в наибольшей степени применимой технологией изготовления планарных голограмм является микро- и нанолитография с последующим ионным травлением. В частности, для создания приборов видимого и ближнего ИК диапазонов, наиболее используемыми технологиями в настоящее время являются электронно-пучковая литография и наноимпринт.

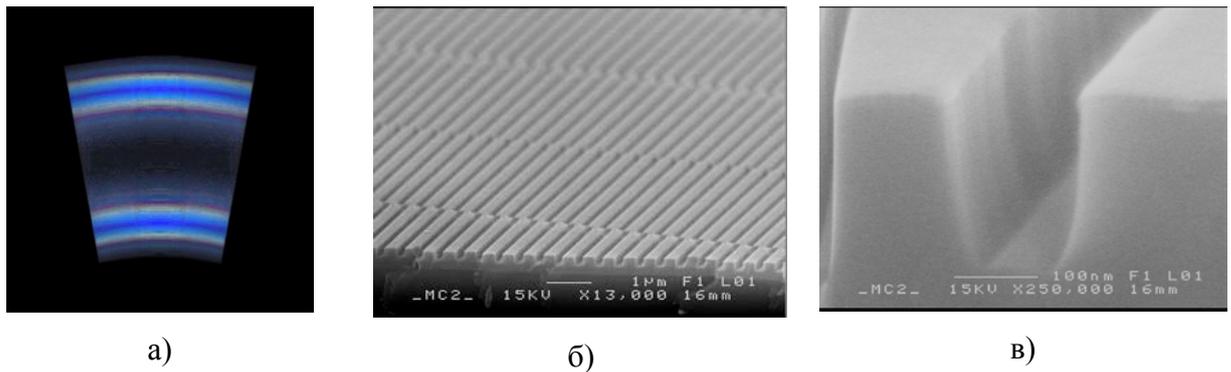


Рис.5.2 – Внешний вид цифровой планарной голограммы при разных увеличениях: а) – снимок с оптического микроскопа; б), в) – снимки в электронном микроскопе.

В ЧПГ-приборах свет распространяется в виде планарных мод, на пути распространения испытывая множество взаимодействий с локальными областями в которых изменены параметры волновода – шириной волновода или показателем преломления (рис.5.3).

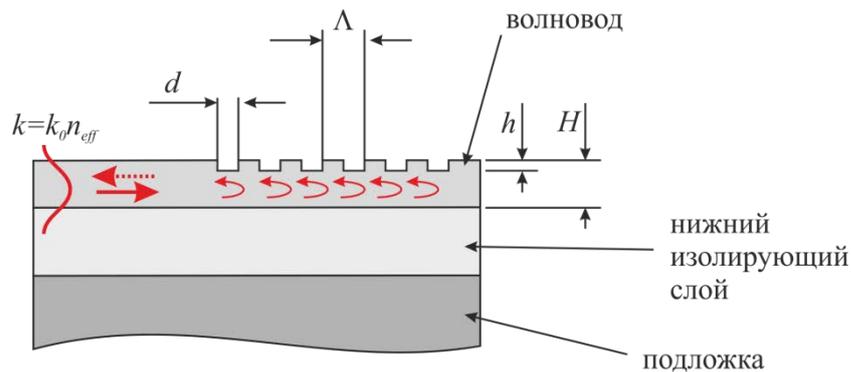


Рис.5.3 – Схематичное изображение принципа работы цифровой планарной голограммы.

При условии слабого изменения параметров в локальных областях, световая мода может распространяться на значительные расстояния по волноводу, испытывая большое множество воздействий, которые, в конечном счёте, приводят к заданной модификации исходной падающей волны. ЧПГ-устройства способны выполнять различные функции, в

частности спектроскопических приборов, мультиплексоров/демультиплексоров (рис.5.4а), кодеров/декодеров, элементов квантовых компьютеров, спектроскопических амплитудно-фазовых зеркал (рис.5.4б).

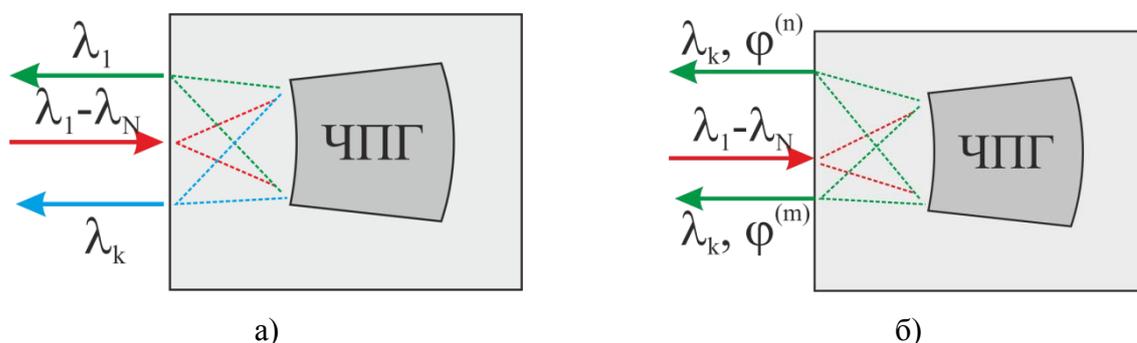


Рис.5.4 – Изображения, поясняющие функции ЧПГ как спектроскопического прибора или мультиплексора/ демультиплексора (а) и спектрально-селективного фазового зеркала (б).

Расположение ЧПГ-устройств в резонаторах полупроводниковых лазеров может позволить заданным образом управлять лазерным излучением. В частности использование ЧПГ со свойствами спектрометра даст возможность создать многочастотный лазерный источник. Использование в резонаторе ЧПГ со свойствами амплитудно-фазового и спектрального селектора позволит увеличить добротность определённой поперечной (вдоль медленной оси) моды на заданной спектральной линии генерации, тем самым осуществив селекцию поперечной моды.

Цель работ, представленных в этой главе, заключалась в исследовании лазерной генерации полупроводниковых лазеров с внешним резонатором на основе планарных волноводных структур (рис.5.5): числовых голограмм, работающих в режиме спектрально-фазового зеркала обратной связи, а также планарных волноводных Брегговских решёток.

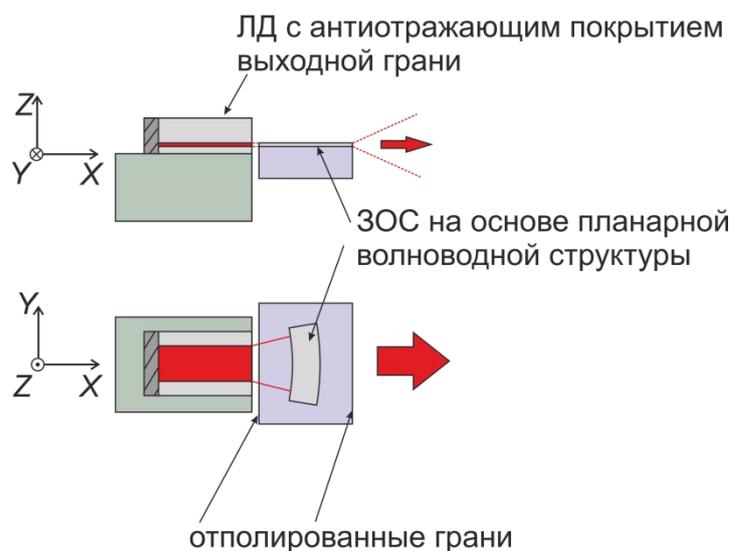


Рис.5.5 – Схема диодного лазера с внешнерезонаторным выходным зеркалом обратной связи на основе планарной волноводной структуры.

В рамках представленных работ ЧПГ рассчитывалась таким образом, чтобы голограмма отражала падающий на неё свет строго в заданном спектральном диапазоне, формируя на своём входном торце отражённое излучение с заданной амплитудно-фазовой конфигурацией. Вследствие этого, изменяя амплитудно-фазовый профиль отражения, можно добиться создания обратной связи в лазерном резонаторе строго для определённой поперечной конфигурации лазерной моды. Свобода выбора этого профиля достаточно широка: от основной Гауссовой моды до моды высокого порядка или определённой комбинации мод. Эффективность резонатора полупроводникового лазера с подобным спектральным амплитудно-фазовым отражателем увеличивается за счёт того, что голограмма, как и лазерный диод, имеет планарную конфигурацию. Таким образом, преобразования моды из планарной в объёмную внутри резонатора не происходит и это существенно снижает внутрирезонаторные радиационные потери.

5.3. Исследование генерации лазерного диода при отражении от входной грани планарного волновода.

Во всех экспериментах этой серии исследований зеркала обратной связи формировались в планарной волноводной структуре (рис.5.6), состоящей из нижнего кладдингового слоя из SiO_2 толщиной 14мкм, нанесённого на Si-подложку и волноводного слоя из $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$ с контрастом 3% ($\Delta n/n = 0.03$).

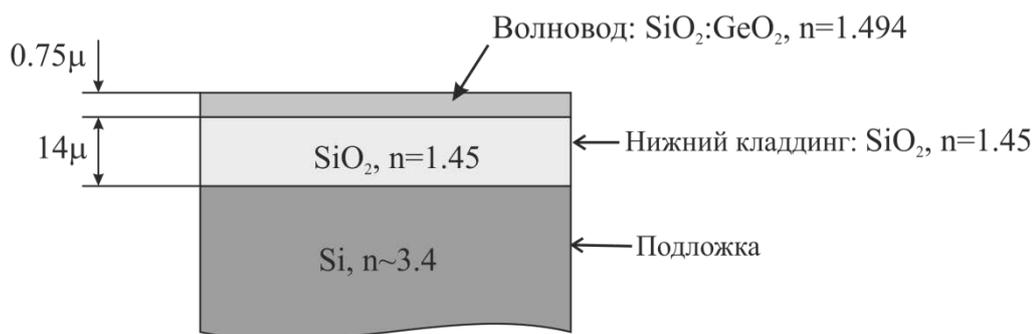


Рис.5.6 – Структура планарного волновода.

Две боковые грани, одна из которых пристыковывалась к ЛД, другая – выходная для лазерного пучка, механически полировались. Неровность полированной поверхности на расстоянии 100мкм составляла не более 0.1мкм. Коэффициент отражения от полированной грани для границы раздела с воздухом был примерно равен $R \approx 4\%$, что вполне достаточно для лазерной генерации. В связи с этим были исследованы спектры лазерной генерации при отражении от входного торца планарной структуры, а также исследовалось распределение светимости на выходном торце планарного волновода и распределение интенсивности в дальней зоне.

В экспериментах голограмма пристыковывалась к ЛД встык с зазором 5...15мкм.

Исследование спектров показало, что спектр лазерной генерации при отражении от торца планарной структуры не является постоянным, находясь в интервале 1042...1057нм, с шириной на полувысоте около 2нм. В некоторых случаях генерация состояла из двух спектральных интервалов (рис.5.7). Корреляции спектра с величиной тока накачки не наблюдалось. Спектр хаотично менял своё положение при каждом включении и при изменении расстояния от торца ЛД до входного торца планарной структуры.

Распределение интенсивности излучения в дальней зоне имело вид распределения, близкого к трапецеидальному с шириной на полувысоте 4° (рис.5.8).

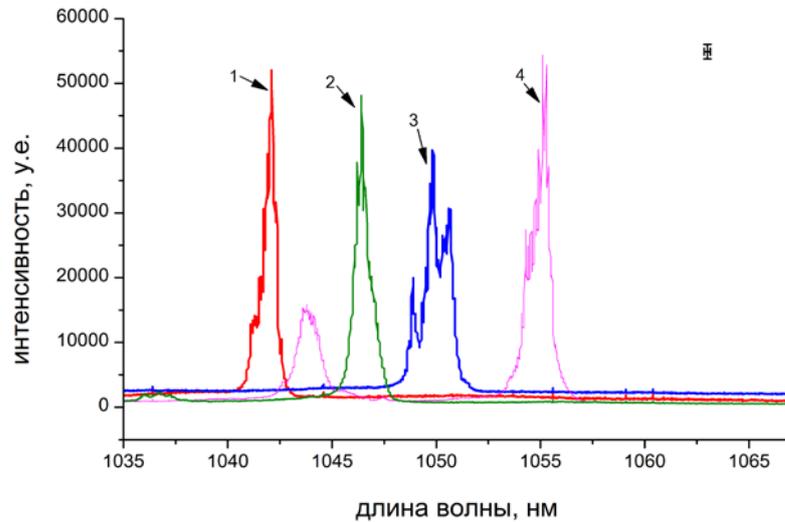


Рис.5.7 – Спектр генерации ЛД при отражении от торца внешнего волноводного планара.

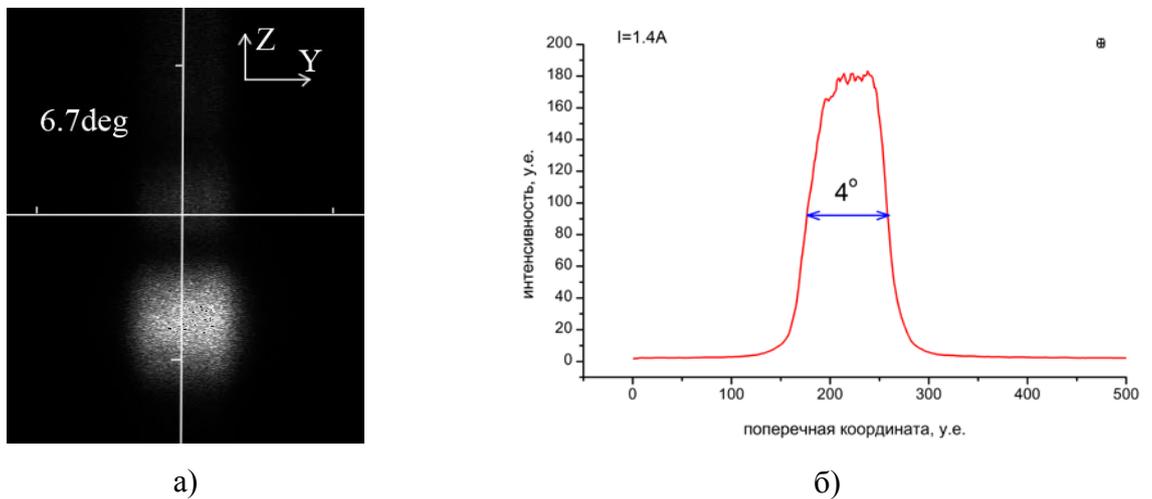
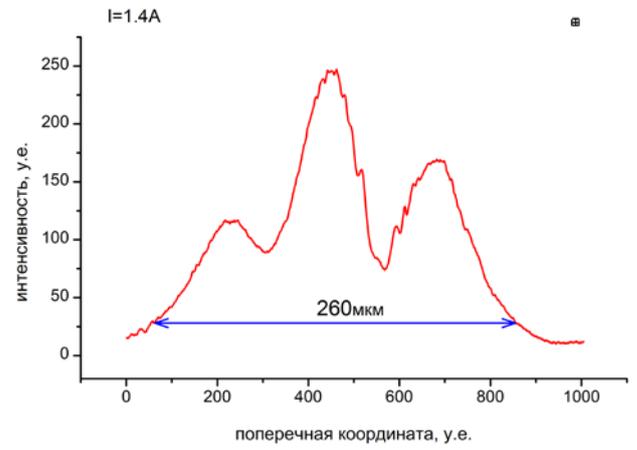
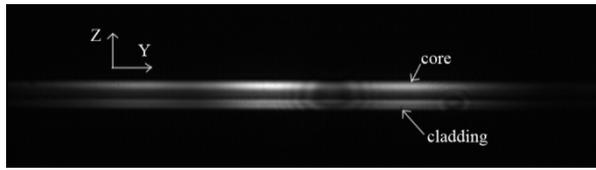


Рис.5.8 – Изображение лазерного пучка при управляющем токе ЛД $I=1.4A$ в дальней зоне (а) и поперечное распределение интенсивности в пучке в дальней зоне (б).

Распределение интенсивности на выходном торце планарного волновода изображено на рис.5.9. На рис.5.9а представлено изображение торца планарной структуры, на которой отчётливо видны области светимости в волноводе. На рис.5.9б изображено непосредственно распределение величины светимости вдоль медленной оси, которое представляет собой распределение с тремя пиками, в котором наибольшая величина приходится на центральный максимум.



а)

б)

Рис.5.9 – Светимость выходного торца планара при управляющем токе ЛД $I=1.4A$.

5.4. Селекция основной поперечной (вдоль медленной оси) моды широкополоскового ЛД.

5.4.1 ЧППГ для селекции основной поперечной (вдоль медленной оси) моды ЛД.

Для селекции основной поперечной моды в ЛД с шириной активной зоны 100мкм и длиной излучения 1060нм была рассчитана и изготовлена голограмма на основе $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$ волновода (рис.5.6). Контрастность волновода ($\Delta n/n$) была равна 3%, толщина планарного волновода – 0.75мкм. Голограмма была длиной 0.8мм и расположена на расстоянии 1мм от входного торца (рис.5.10). Центральная часть голограммы является, практически, одномерной брегговской решёткой. Свет от основной моды проходит по центральной части, которая обеспечивает спектральную селективность излучения. Боковые части голограммы более сложные и предназначены для преобразования мод высокого порядка в моды низкого порядка, которые вводятся обратно в активную область лазерного диода. Внешний и внутренний края голограммы по отношению к ЛД аподизированы (рис.5.10б).

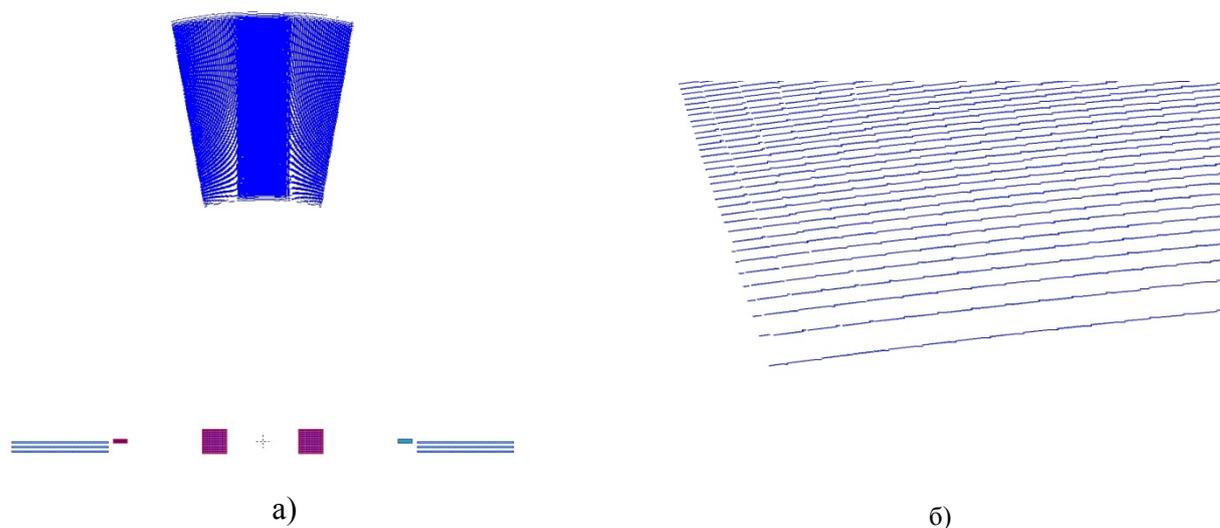


Рис.5.10 – Эскиз чипа с голограммой (а) и увеличенное изображение части голограммы (б). На рисунке (а) внизу расположены технологические элементы для полировки торца и центровочные для юстировки чипа при стыковке с ЛД.

Распределение амплитуды и фазы отражённого от голограммы света представлено на рис.5.11. Для численной генерации голограммы и расчета отражения света (функции Грина) использовался алгоритм бегущей волны [124]. Источник падающего на голограмму когерентного света расположен на торце ЛД. Рисунки (ри.5.11) представляют функцию Грина когерентного света, распространяющегося по голограмме.

Горизонтальная ось на рисунках направлена вдоль торца ЛД, центр торца соответствует координате 70мкм. Для простоты источник света расположен по центру. Таким образом, изображения распределения амплитуды и фазы симметричны относительно этой точки. Вертикальной координатой на обоих рисунках является относительное изменение волнового числа (оно же равно относительному изменению длины волны). Единицей измерения по вертикальной оси является величина, равная $d\lambda = -0.001\lambda_0$. Вертикальная координата «71» соответствует номинальной длине волны $\lambda_0 = 1060\text{нм}$. Каждая точка в распределениях соответствует индивидуальному расчёту.

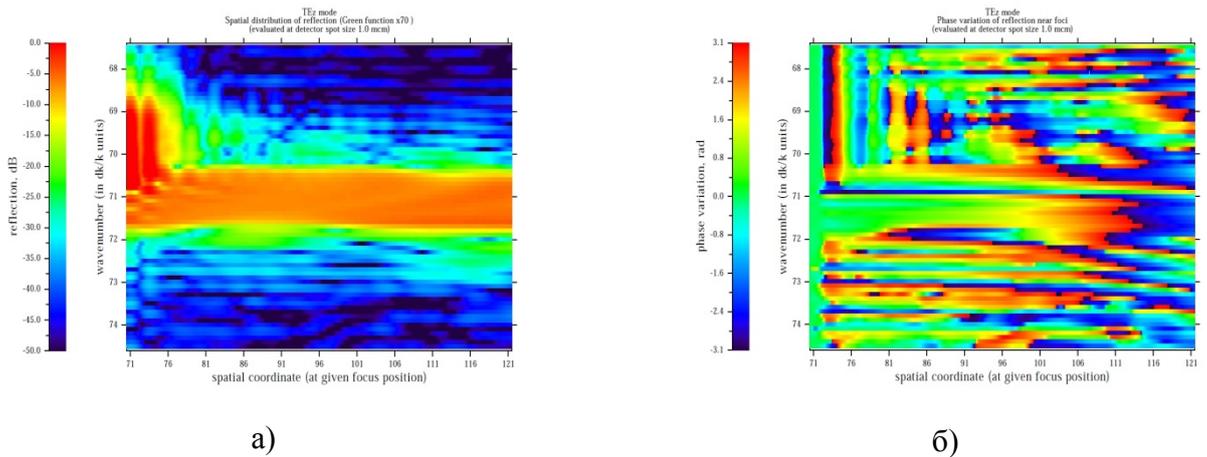


Рис.5.11 – Амплитудное распределение отражённого света вдоль входного торца чипа голограммы (а) и распределение фазы в отражённом свете в плоскости входного торца (б).

Амплитудный отклик от ЧПГ достаточно однороден на выбранной длине волны. Распределение фазы имеет квадратичную зависимость с расстоянием до инверсии фазы равным примерно 40мкм на выбранной длине волны. Принимая во внимание то обстоятельство, что период расположения филаментов в активной зоне ЛД находится примерно в пределах 10...14мкм (см. гл.2), голограмма с представленным фазовым распределением отражённого света должна способствовать выравниванию распределения интенсивности света на выходном торце ЛД или синфазной синхронизации близко расположенных филаментов. Однако из моделирования спектрального коэффициента отражения (рис.5.11а) видно, что при отстройке от выбранной резонансной длины волны фаза отражения для некоторых длин волн может меняться с периодом 3...5мкм, что может привести к генерации паразитных поперечных мод высокого порядка.

Голограммы для экспериментов были изготовлены на планарных $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$ волноводах, толщиной 0.75мкм. Толщина планарного волновода, на котором формировалась голограмма, выбирался из условия равенства размера мод в ЛД и планарном волноводе. Волноводы были сформированы на стандартных Si-подложках, на

которые предварительно методом плазмохимического осаждения (PECVD) был сформирован буферный слой SiO_2 толщиной 14мкм (рис.5.12а). Используемая структура поддерживает одну волноводную моду и большое количество кладдинговых мод утечки. Распределение электрических полей основной, первой и второй мод приведено на рис.5.12б. Видно, что ширина основной моды по амплитуде поля по уровню $1/e$ равно примерно 2мкм (по интенсивности ширина примерно равна 1.4мкм). Рассчитанные эффективные показатели преломления первых трёх мод приведены в таблице 5.1.

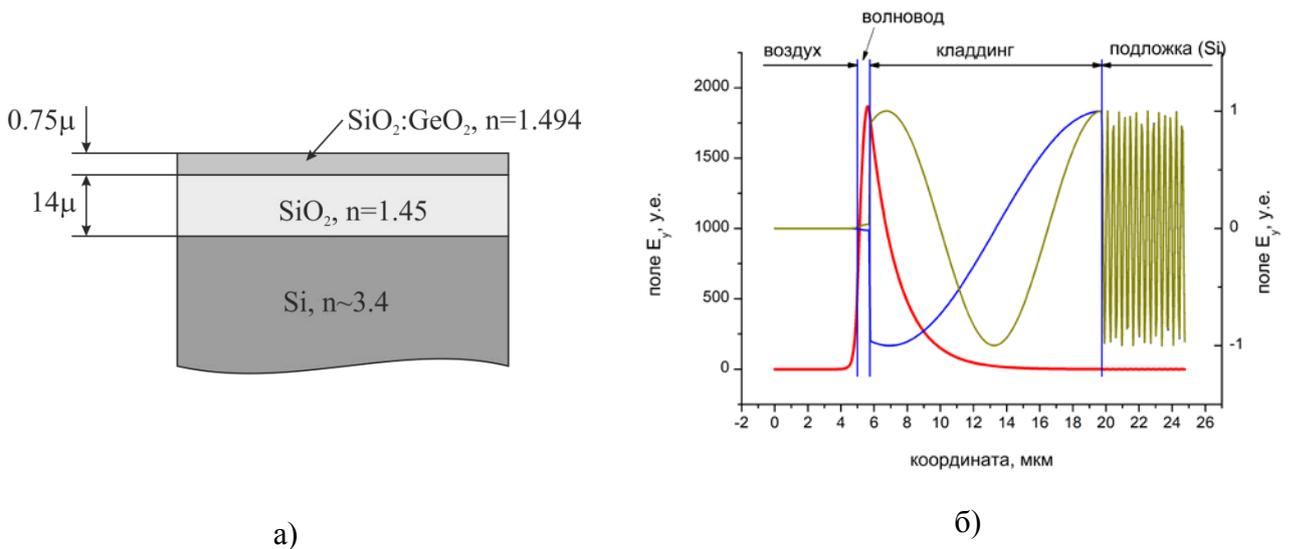


Рис.5.12 Эскиз, поясняющий структуру планарного волновода (а) и распределение поля ТЕ мод (компоненты E_z) планарного волновода (б).

Таблица 5.1 – Эффективные показатели преломления первых трёх оптических ТЕ мод волноводной структуры рис.5.12а.

номер моды	$Re(n^*)$	$Im(n^*)$
0	1.4533774	-4.06e-11
1	1.4494057	-5.04e-6
2	1.4476909	-1.9e-5

Голограмма представляла собой массив канавок, протравленных в волноводном слое (рис.5.13). Канавки голограммы изготавливались за счёт ионного травления по предварительно нанесённой резистивной маске. В экспериментах использовались голограммы, при изготовлении которых были применены технологии электронно-лучевой литографией и технологии наноимпринта.

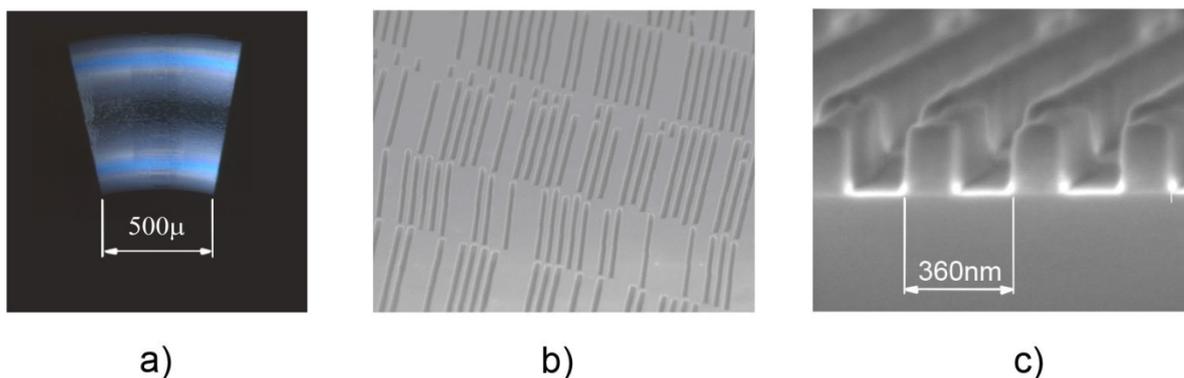


Рис.5.13 Внешний вид голограммы: а) – изображение, полученное оптическим микроскопом, б), с) – изображения, полученные электронным микроскопом.

Для облегчения наблюдения за распространением света по планарному волноводу в экспериментах использовались голограммы без верхнего клавдинга. Оптическая связь между ЛД и планарным волноводом с голограммой осуществлялась непосредственной стыковкой. При этом зазор между выходным торцом ЛД и планаром голограммы составлял $d_g \sim 5-10 \mu\text{м}$. Входной и выходной торцы планарного волновода механически полировались так, чтобы угол между плоскостью торца и плоскостью планарного волновода составлял величину $\theta = 89^\circ \pm 1^\circ$.

5.4.2. Исследование лазерной генерации изолированного ЛД без глубокого просветления выходного торца.

В экспериментах использовался ЛД производства Innolume Inc (Германия), излучающий на длине волны $\lambda \sim 1060 \text{ нм}$, с шириной зоны излучения $w = 100 \mu\text{м}$. Выходной торец ЛД был покрыт антиотражающим покрытием с отражением $R < 0.1\%$, что обеспечивало отсутствие лазерной генерации диода вплоть до номинального тока накачки $I = 2 \text{ А}$. Серийно выпускаемый такой же лазерный диод без глубокого просветления выходного торца при номинальном токе накачки $I_{nom} = 2 \text{ А}$ обеспечивал лазерную генерацию мощностью 1 Вт. Схема эксперимента изображена на рис.5.14. ЛД был закреплён на неподвижной платформе, голограмма располагалась на 6-ти координатном столике для прецизионной юстировки. Распределение излучения в ближнем поле (на торце ЛД) и в дальнем поле регистрировалось КМОП-камерами Gentec Beamage-3 с динамическим диапазоном 60 дБ и 12 битным АЦП. Температура ЛД поддерживалась на постоянном уровне элементом Пельтье. Спектр излучения измерялся решётчным

спектрометром с разрешением 0.1нм. Параметр M^2 вычислялся по результатам измерений размера пучка в области перетяжки.

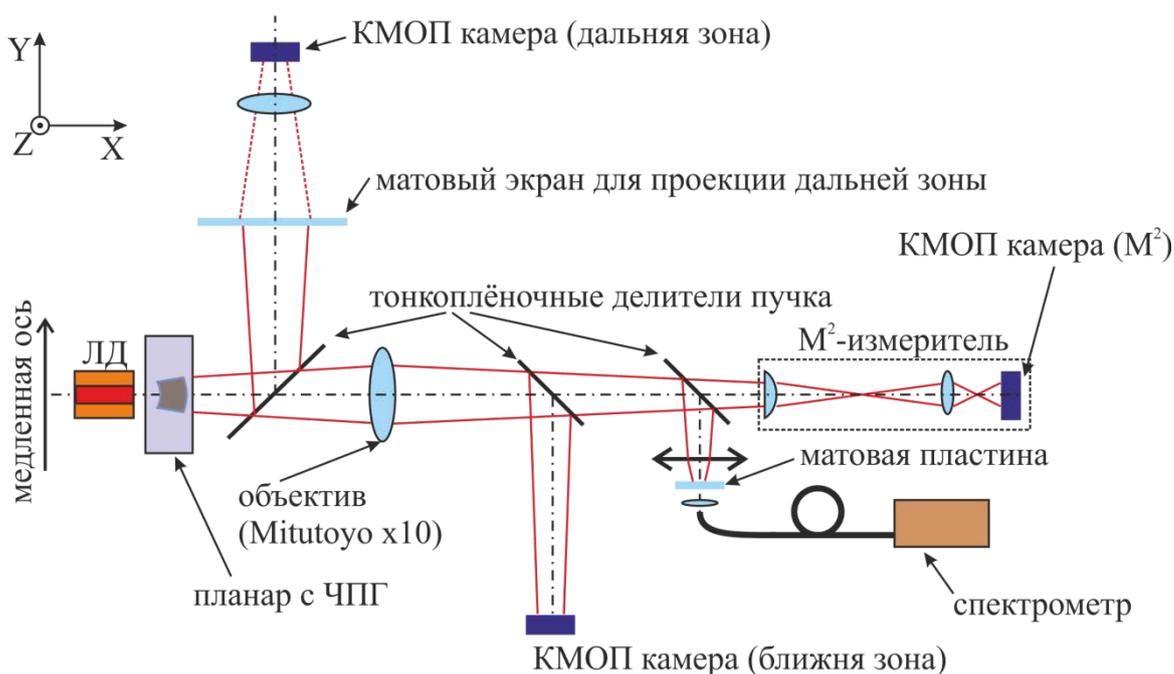


Рис.5.14 – Общая экспериментальная схема для исследования лазерной генерации.

Как уже указывалось, проблемой широкополосковых ЛД является широкий спектр излучения, зависящий от тока накачки и широкий спектр поперечных (боковых) мод, усугублённый филаментацией. На рис.5.15–5.16 приведены результаты измерений отдельно стоящего ЛД без глубокого просветления выходной грани. На рис.5.14а представлены спектры ЛД для двух токов накачки $I=1A$ и $I=2A$ (I_{nom}). Распределения интенсивности излучения на выходном торце для токов $I=1A$ и $I=2A$ (I_{nom}) и распределение интенсивности в дальнем поле для тока накачки $I=1.8I_{th}$ изображены на рис.5.15а-б. На рис.5.16 приведено распределение интенсивности в перетяжке сфокусированного цилиндрической линзой лазерного пучка. Как видно из этих рисунков, отдельно стоящий лазерный диод характеризуется относительно широким спектром излучения ($\Delta\lambda\approx 5\dots 10nm$), при этом ширина спектра и длина волны на максимуме интенсивности зависят от тока накачки. Распределение интенсивности на выходном торце, в дальней зоне и в перетяжке очевидно указывают на широкий спектр поперечных (боковых) мод. Анализ неравномерности светимости торца ЛД (рис.5.15а) показывает, что расположение филаментов на торце лазерного диода не эквидистантно и равно примерно $5\dots 10\mu m$. В целом спектр и распределения в ближнем и дальнем поле не меняются для времени наблюдения более 1мс. Измерение величины M^2 по распределению интенсивности сфокусированного пучка в области перетяжки дало величину примерно 15.

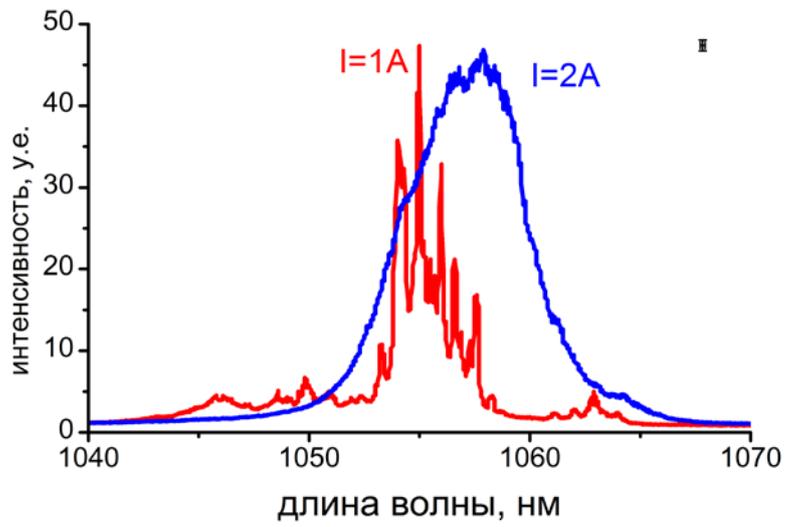
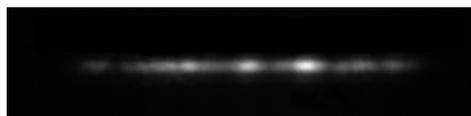
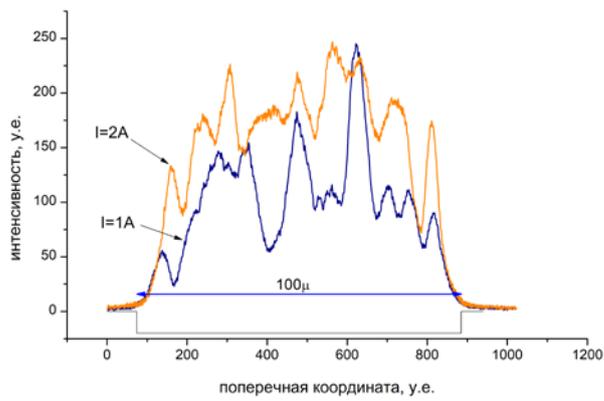
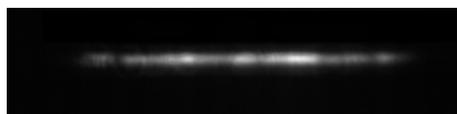


Рис.5.15 – Спектры генерации одиночного лазерного диода.

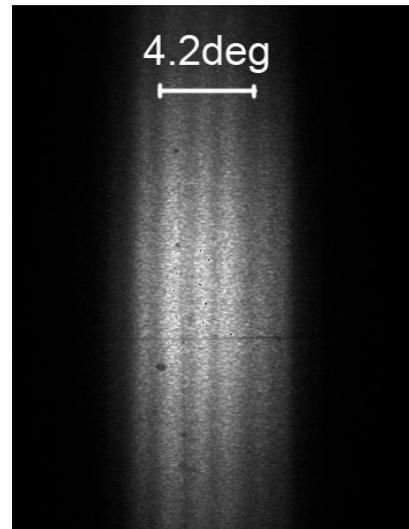


$I=1A$



$I=2A$

а)



$I=1.4A$ ($1.8I_{th}$)

б)

Рис.5.16 – Распределение интенсивности лазерного излучения отдельно стоящего ЛД на торце ЛД (а) и в дальней зоне (б).

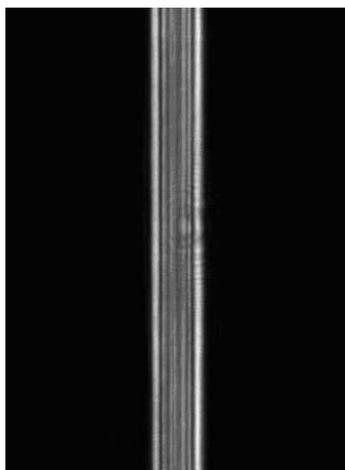


Рис.5.17 – Распределение интенсивности излучения ЛД в перетяжке при фокусировании пучка.

5.4.3. Исследование генерации ЛД во внешнем резонаторе с ЧПГ.

В экспериментах стыковка лазерного диода с планарным волноводом с ЧПГ осуществлялась «встык», зазор между гранью ЛД и входной гранью планарного волновода равнялся примерно 5...10мкм.

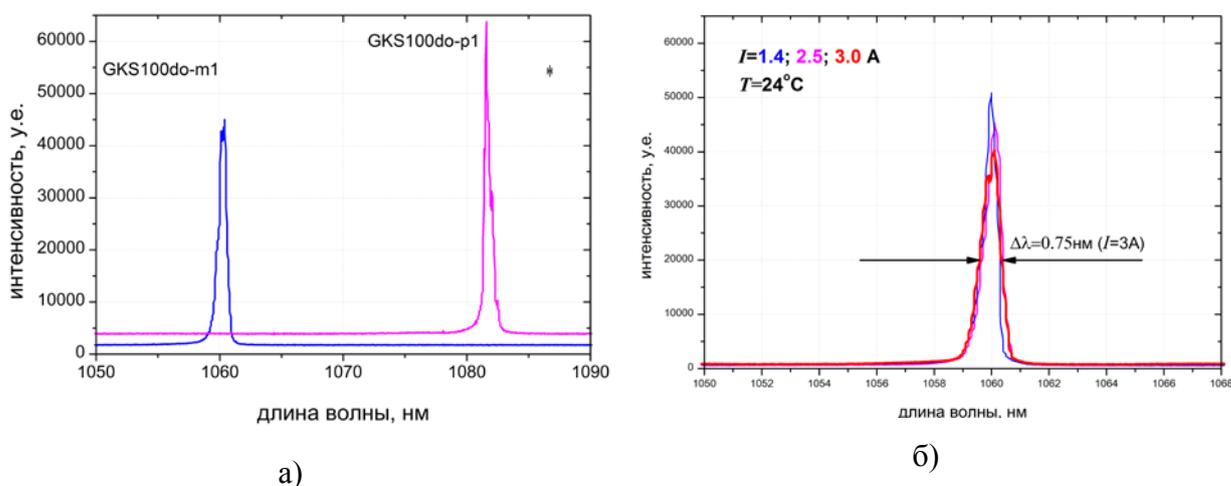


Рис.5.18 – Спектры лазерного излучения диодных лазеров: а) в резонаторах с голограммами, масштабы которых отличаются друг от друга на 2%; б) спектры при токах накачки $I=1.4\text{A}$, 2.5A , 3A

Измерения спектров лазерной генерации лазерного диода с голограммой в качестве выходного зеркала ОС (рис.5.18) показало сужение ширины спектра до $\Delta\lambda=0.5\text{nm}$ (ширина на полувысоте) при номинальном токе накачки $I=2\text{A}$ (рис.5.18б) и его стабилизацию во всём диапазоне рабочих токов (до $I=3\text{A}$). Кроме того, изменение температуры теплоотвода ЛД в пределах $T=14\text{...}40^\circ\text{C}$ не приводило к изменению длины волны генерации. Масштабирование голограммы на 2% привело к соответствующему смещению длины

волны генерации без изменения всех остальных параметров лазерного излучения (рис.5.18). Эти результаты доказывают, что в исследуемой конфигурации внешнего резонатора голограмма определяет длину волны и ширину спектра генерации, а также температурную и токовую спектральную независимость. Отсутствие температурной зависимости является следствием низких диссипативных потерь оптической моды во внешнем планарном волноводе с голограммой, которые не приводят к изменению его показателя преломления.

Распределение интенсивности излучения на выходном торце голограммы приведено на рис.5.19а. Это распределение представляет собой кривую с локальными всплесками интенсивности, которые являются, наиболее вероятно, излучением филаментов. Огибающая этого распределения близко к распределению Гаусса, в отличие от распределения интенсивности свечения торца ЛД без ЧПГ (рис.5.16а). Распределение поля в дальней зоне показало сужение угловой ширины пучка до 3° на полувысоте с небольшими боковыми максимумами (рис.5.19б). Картина поля интенсивности в перетяжке сфокусированного лазерного пучка характеризуется одним центральным максимумом интенсивности с существенно меньшими по интенсивности боковыми спутниками (рис.5.20). Измеренный параметр M^2 в этом случае равен 4.

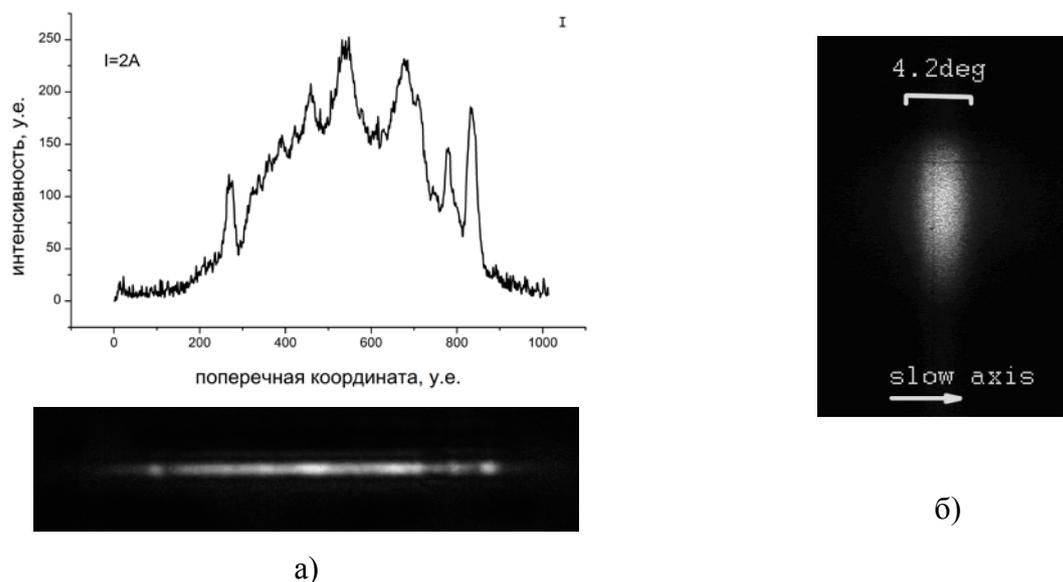


Рис.5.19 – Распределение интенсивности лазерного излучения на выходном торце голограммы (а); распределение интенсивности излучения в дальней зоне (б).

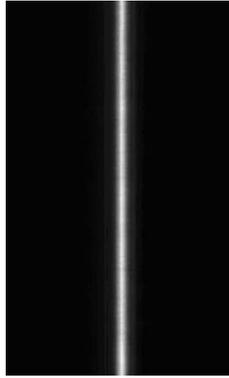


Рис.5.20 Распределение интенсивности в перетяжке сфокусированного пучка.

Сужение угловой ширины лазерного пучка и сужение интенсивности излучения в перетяжке сфокусированного пучка свидетельствуют об уменьшении числа поперечных (боковых) мод высокого порядка. Из распределения интенсивности на выходном торце планарного волновода голограммы следует, что подавить отдельно взятые локальные области интенсивности в поперечном поле лазерного пучка не удалось. Однако распределение поля в дальней зоне и распределение поля в перетяжке свидетельствуют о сильном уменьшении несфазированных областей в поперечной структуре лазерного поля. Таким образом можно заключить, что несмотря на то, что часть филаментов оказалась не подавленной, тем не менее можно говорить об их фазовой синхронизации с основной поперечной модой.

5.4.4. Выводы.

Впервые было продемонстрировано использование ЧПГ во внешнем резонаторе полупроводникового лазера. Было показано, что использование ЧПГ в резонаторе позволяет синхронизировать локальные области в поперечном сечении лазерного пучка и достигать подавление поперечных (вдоль медленной оси) мод высокого порядка в широкополосковом 100мкм лазерном диоде.

Получено уменьшение расходимости пучка с 6.5° до 3° при пятикратном превышении порогового тока накачки, спектральная ширина излучения была уменьшена с 4.5нм до 0.5нм при максимальном токе накачки ($I=7.5I_{th}$), спектр генерации не менялся при вариации температуры теплоотвода ЛД в пределах $14^\circ\text{C} \dots 40^\circ\text{C}$. Наблюдалось уменьшение параметра M^2 с 15 до 4.

5.5. Селекция поперечной (вдоль медленной оси) моды высокого порядка.

5.5.1. Исследование генерации лазерного диода без внешнего резонатора.

При подготовке к проектированию и изготовлению зеркала на основе планарной голограммы мы исследовали работу ЛД, оптимизированного для генерации на своём выходном торце. В частности мы исследовали распределение филаментных каналов на выходном торце ЛД, распределение интенсивности пучка в дальней зоне и спектр излучения.

Спектр излучения исследованного лазера (рис.5.21) находился вблизи $\lambda=1070\text{нм}$, со спектральной шириной на полувысоте $\Delta\lambda=4.5\text{нм}$. При фиксированной температуре теплоотвода лазера спектр смещался в сторону больших длин волн с ростом тока. При изменении тока от $I=1\text{А}$ ($2.5I_{th}$) до $I=2\text{А}$ ($5I_{th}$) максимум спектра излучения сместился на $\Delta\lambda=4.5\text{нм}$ в сторону больших длин волн. Распределение интенсивности излучения лазера в дальней зоне (рис.5.22) имеет характерный колокообразный вид с шириной на полувысоте $\Delta\theta=5^\circ$ при токе $I=1\text{А}$ ($2.5I_{th}$) и $\Delta\theta=6^\circ$ при токе $I=2\text{А}$ ($5I_{th}$). Используя эти значения, были оценены размеры излучательной области, в пределах которой поле на выходном окне ЛД когерентно. Для управляющих токов $I=1\text{А}$ и $I=2\text{А}$ размеры таких областей соответственно равны: $D_1\sim 25\text{мкм}$ и $D_2\sim 20\text{мкм}$.

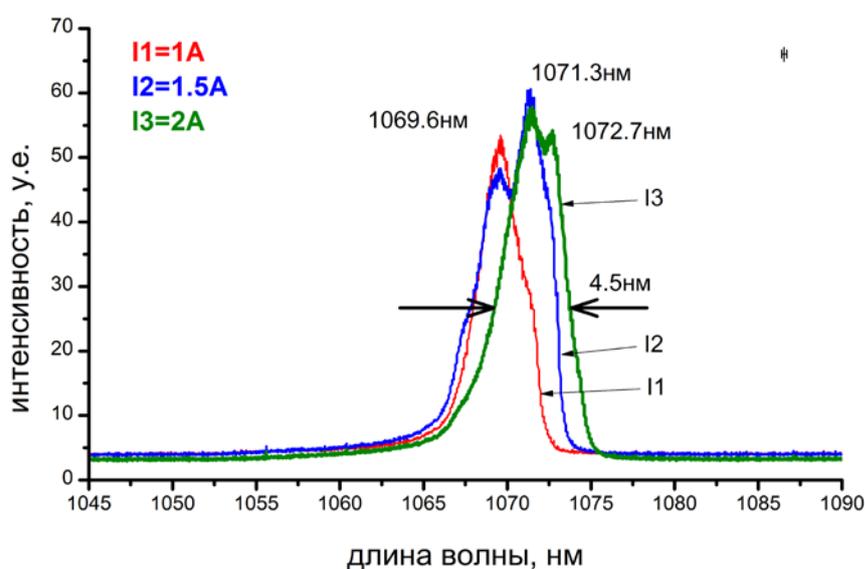


Рис.5.21 – Спектр излучения полупроводникового лазера, оптимизированного для генерации на собственных торцах.

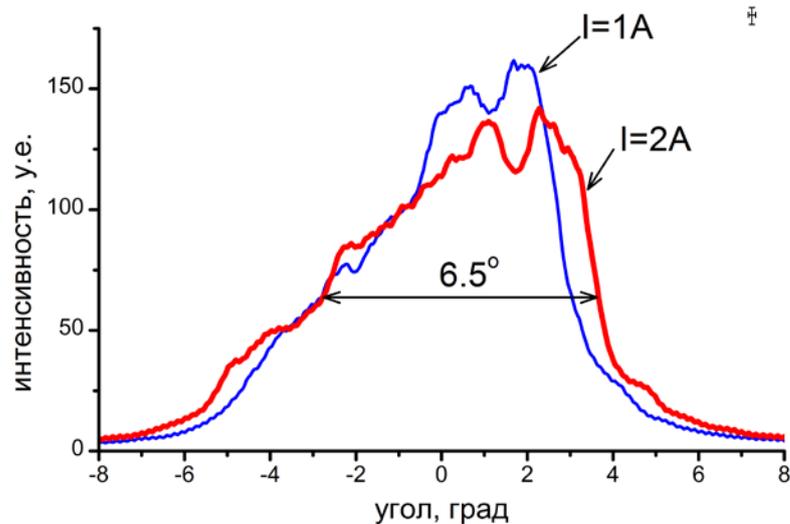


Рис.5.22 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальнем поле полупроводникового лазера, оптимизированного для генерации на собственных торцах. Распределения приведены для токов накачки $I=1A$ ($2.5I_{th}$) и $I=2A$ ($5I_{th}$).

Распределение интенсивности на выходном торце ЛД регистрировалось КМОП-камерой при длительности выдержки $t \sim 10$ мсек, таким образом, фиксировалось усреднённое во времени распределение интенсивности свечения филаментных каналов. Для определения размеров филаментов и их расположения на торце ЛД было предположено отсутствие фазового согласования между филаментами, в этом случае распределение интенсивности на торце ЛД можно представить как суперпозицию подобных гауссовых функций, каждая из которых представляет распределение интенсивности в пределах отдельного филамента (см. рис.5.23а). В этом случае было получено, что размеры каналов свечения находятся в интервале $\sigma \sim 7-11$ мкм, а период их расположения $\Lambda \sim 7-13$ мкм. Как видно из рисунка, ширина каналов в центральной части апертуры ЛД оказалась больше, чем в периферийных зонах. С ростом тока количество филаментов растёт, а пространственный период и ширина центральных и периферийных филаментов выравнивались. Так, для токов накачки $I=1A$ ($I=I_{nom}/2$) в периферической зоне ЛД период составил $\Lambda \sim 7...9$ мкм, тогда как в центральной части $\Lambda \sim 11-13$ мкм. Ширина каналов на краях усиительной зоны была примерно $\sigma \sim 7$ мкм, в центральной части $\sigma \sim 11$ мкм. При увеличении тока накачки до номинальной величины ($I=2A$), период филаментов в периферических и в центральной зонах примерно сравнялся и составлял величину $\Lambda \sim 8...10$ мкм. Ширина филаментов при этом приближается к величине $\sigma \sim 6...8$ мкм (рис.5.23б). Обращает на себя внимание то обстоятельство, что с увеличением тока накачки наблюдается образование парных комплексов филаментных каналов, между

которыми располагается канал меньшей интенсивности.

Сопоставляя период расположения и размеры филаментных каналов с размерами когерентных площадок на выходном торце ЛД, разумно предположить существование сфазированность для двух соседних филаментных каналов. В поддержку этому предположению отметим формирование в пределах апертуры ЛД парных комплексов, наблюдаемых при возрастании тока накачки.

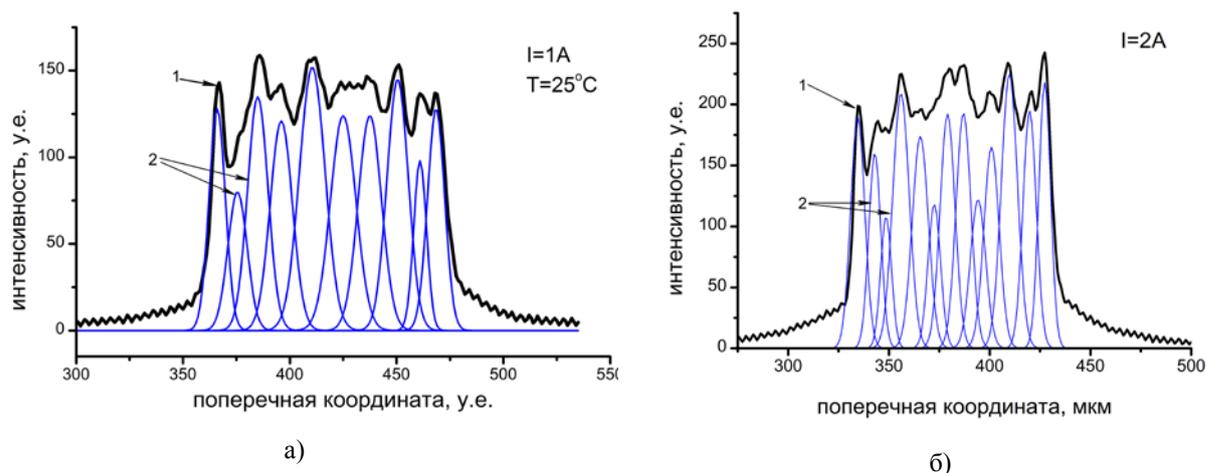


Рис.5.23 – Распределение интенсивности свечения на торце ЛД при токе накачки $I=1A$ (а) и при номинальном рабочем токе $I=2A$ ($I=5I_{th}$) (б). Линии 1 – распределение интенсивности свечения, 2 – гауссовы функции, суперпозиция которых моделирует исходное распределение интенсивности (1).

Как указывалось выше, одним из методов улучшения качества пучка широкоапертурного ЛД является селекция одной поперечной моды из всего множества мод, генерируемых лазером. При этом необходимо селектировать моду с высоким фактором заполнения апертуры, иначе наряду с низким M^2 будет низкой как мощность лазерного пучка, так и эффективность диода в целом. На первый взгляд наличие в лазерной структуре филаментных каналов с меняющейся во времени интенсивностью препятствует выполнению этой задачи. Однако если селектировать такую поперечную моду, для которой филаменты были бы приблизительно расположены в пучностях моды, то можно рассчитывать на стабилизацию расположения филаментов, а также на их взаимную фазировку. В этом случае деструктивным фактором остались бы только термическое и токовое линзование, которые во многом зависят от качества полупроводниковой лазерной структуры.

5.5.2 ЧПГ для селекции поперечной моды высокого порядка.

Для проверки сформулированной концепции синхронизации филаментных каналов мы рассчитали и изготовили зеркало обратной связи на основе планарной голограммы. Голограмма рассчитывалась для формирования поперечной моды высокого порядка с фазовым периодом $A_\phi=11\text{мкм}$ в пределах апертуры 100мкм . Для численной генерации голограммы и расчета отражения света (функции Грина) использовался алгоритм бегущей волны [124]. Расчётная длина волны отражения голограммы была выбрана $\lambda=1064\text{нм}$, спектральная ширина кривой отражения $\Delta\lambda=0.5\text{нм}$. Голограмма создает два пучка одинаковой интенсивности, распространяющихся под углами $\pm\text{asin}(\lambda/A_\phi) \approx 5.6^\circ$ в плоскости голограммы. Результаты расчетов ЧПГ (функция Грина) приведены на рис.5.24.

Голограмма была изготовлена методом ионного травления через резистивную маску поверхности $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$ -планарного волновода. Оптический контраст планарного волновода на длине волны равен 3%, толщина волноводного слоя $d_w=0.75\text{мкм}$. Для облегчения наблюдения за распространением света по планару в экспериментах использовались планарные голограммы без верхнего кладынга. Оптическая связь между ЛД и планарным волноводом с голограммой осуществлялась непосредственной стыковкой. При этом зазор между выходным торцом ЛД и планаром голограммы составлял $d_g\sim 5\text{-}10\text{мкм}$.

В экспериментах использовались полосковые ЛД с шириной выходного окна 100мкм . Для использования лазерных диодов во внешнем резонаторе на их выходные торцы было нанесено антиотражающее покрытие с коэффициентом отражения $R<0.1\%$.

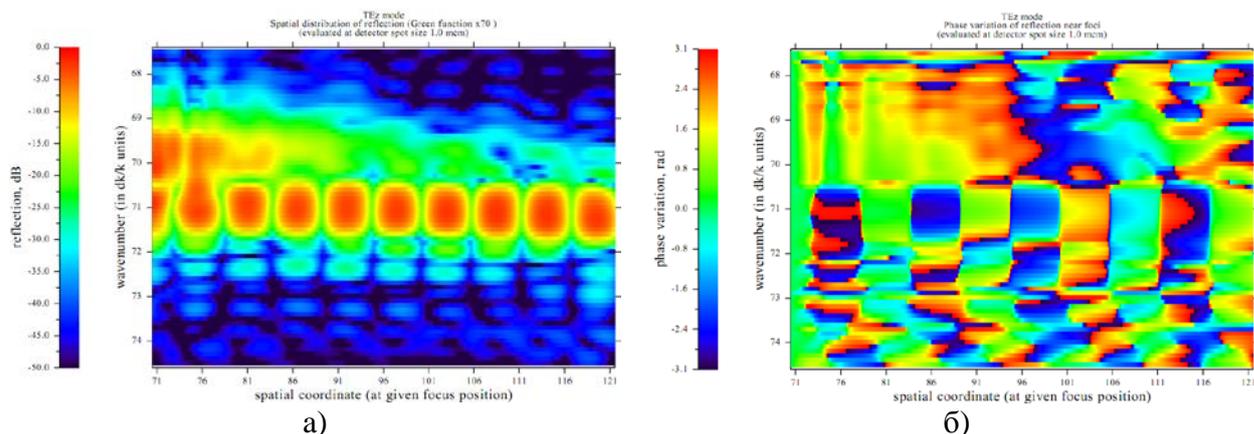


Рис.5.24 – Расчётное поперечное распределение амплитуды отражения голограммы (а) и фазы (б) – функции Грина в зависимости от положения на торце ЛД и длины волны лазерного света. Центральный спектральный канал “71” на оси ординат соответствует длине волны $\lambda=1064\text{нм}$, ширина канала 1нм. Показана половина области отражения шириной 50мкм – от оси симметрии до края активной области ЛД.

5.5.3. Экспериментальное исследование диодного лазера с ЧПГ.

В экспериментах устойчивая генерация ЛД с внешним ЧПГ-зеркалом наблюдалась уже при токе $I_{th}=400\text{мА}$. Во всём диапазоне токов накачки вплоть до номинального $I_{nom}=2\text{А}$ длина волны линии генерации оставалась неизменной и составляла $\lambda=1060.3\text{нм}$, а ее ширина на полувысоте увеличивалась от $\Delta\lambda=0.4\text{нм}$ до $\Delta\lambda=0.6\text{нм}$ с ростом тока накачки от $I=I_{th}$ до $I=5I_{th}$ (рис.5.25). Распределение интенсивности излучения в дальней зоне в надпороговом режиме имеет вид с двумя неравновеликими максимумами, расположенными по бокам от оси симметрии люминесценции ЛД (рис.5.26). Угловое расстояние между максимумами $\theta=12^\circ$ с шириной максимумов $\delta\theta<2^\circ$. Угловое расстояние $\theta=12^\circ$ соответствует моде высокого порядка с поперечным фазовым периодом $L_\varphi\sim 10\text{мкм}$, что близко к расчётному значению для использованной в опытах ЧПГ.

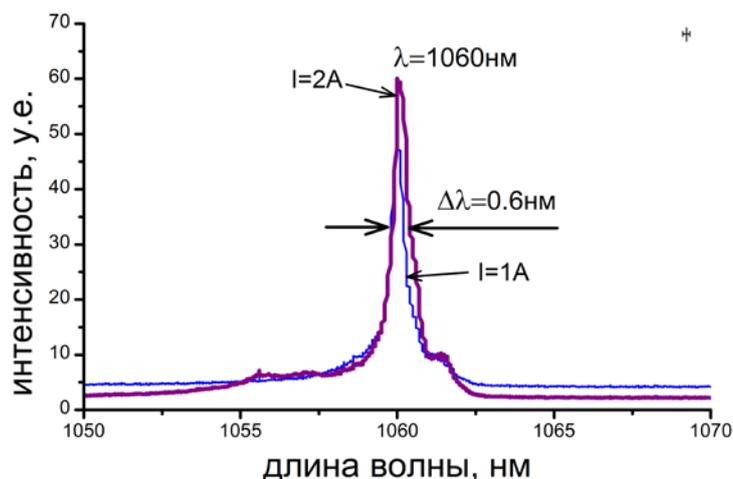


Рис.5.25 – Спектр генерации ЛД с голограммой во внешнем резонаторе для токов накачки $I=1A$ ($2.5I_{th}$) и $I=2A$ ($5I_{th}$).

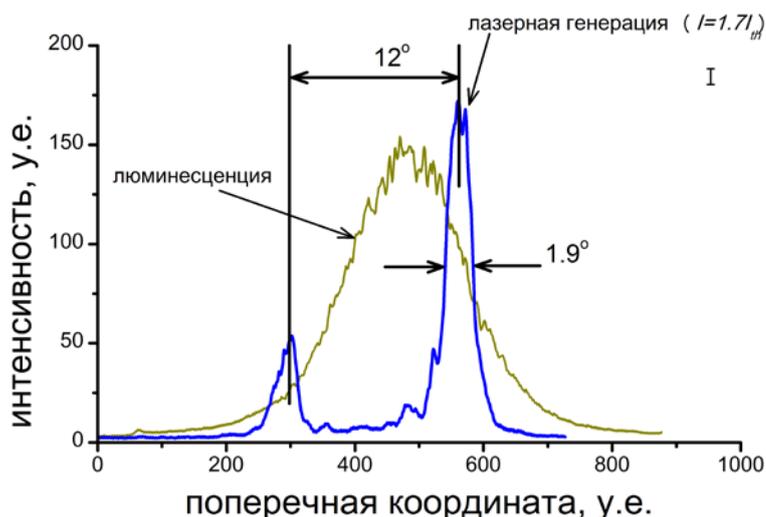


Рис.5.26 – Распределение интенсивности излучения в дальней зоне для режима люминесценции и лазерной генерации при токе накачки ($I=1.7I_{th}$).

С ростом тока накачки в распределении излучения в дальней зоне постепенно уменьшается меньший пик с постепенным ростом излучения вдоль оси ЛД (рис.5.27). Угловая ширина остающегося пика излучения при токах до $I=2A$ ($\sim 5I_{th}$) остаётся примерно на уровне $\delta\theta=2^\circ$. Угловое расстояние между максимумами боковых пучков также остаётся примерно без изменений $\theta\sim 12^\circ$. При дальнейшем увеличении тока накачки возрастает интенсивность излучения вдоль оси ЛД, что объясняется возникновением в структуре ЛД паразитных поперечных мод.

На рис.5.28 изображён снимок планарного волновода с голограммой, пристыкованной к ЛД. Снимок сделан в ИК спектральном диапазоне, яркими белыми пятнами на нём отмечены места с сильным рассеянием лазерного света. На снимке отчётливо

наблюдаются два направления распространения пучков лазерной генерации. Периодические светлые пятна в области голограммы являются результатом квазидискретной функции апподизации, применённой на переднем и заднем краях голограммы.

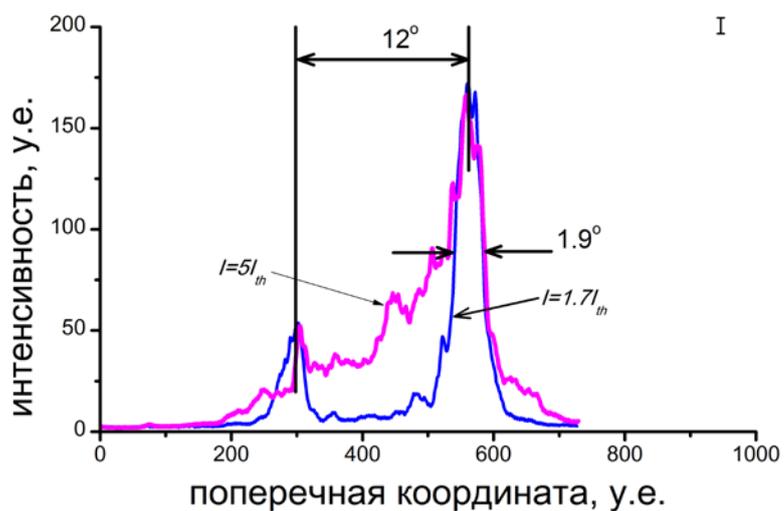


Рис.5.27 – Распределение излучения лазерной генерации в дальней зоне при рабочем токе $I=1.7I_{th}$ и при номинальном рабочем токе $I=2A$ ($I=5I_{th}$).

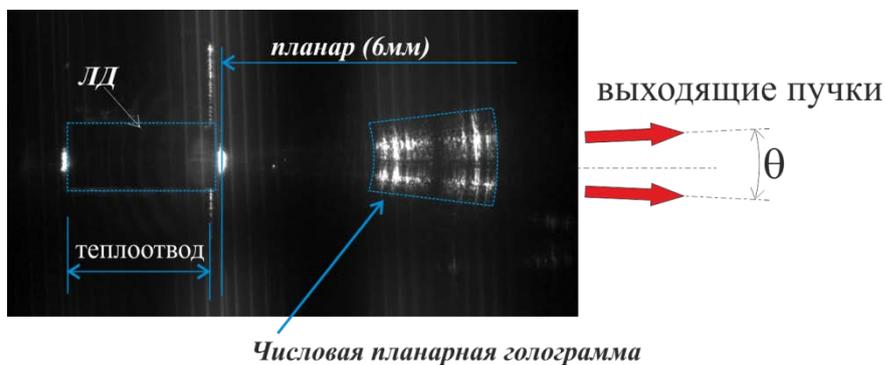


Рис.5.28 – Вид сверху на лазерный диод и пристыкованный к нему планарный волновод с числовой голограммой.

5.5.4. Обсуждение результатов.

Приведенные результаты свидетельствуют о достижении в экспериментах поставленной цели – селекция моды высокого порядка. Селекция моды наиболее явно выражена при надпороговых токах. Об этом свидетельствует наличие двух изолированных пиков интенсивности в дальней зоне и отсутствие пучка вдоль оси симметрии ЛД (см. также рис.5.26). Увеличение тока привело к подавлению одного из пучков. Вероятно, это связано с наличием термической и/или токовой асимметрии внутри лазерной структуры, усиливающейся с ростом тока накачки. При этом наличие моды высокого порядка подтверждается пучком света, несоосного с осью ЛД. Изрезанный характер дальней зоны при номинальном токе накачки ($I=5I_{th}$) свидетельствует о возникновении паразитных поперечных мод, подавить которые излучением обратной связи используемого зеркала не удаётся. Возможно, за этим эффектом стоят однопроходные моды, возникшие у заднего торца ЛД и усиленные за один проход вдоль лазерной структуры.

5.5.5. Выводы.

Впервые продемонстрирована селекция моды высокого порядка в широкоапертурном 100мкм ЛД при помощи планарного зеркала ОС, изготовленного на основе числовой планарной голограммы. Было получено уменьшение расходимости пучка с 6.5° до 2° для четырёхкратного превышения порогового тока ($I=4I_{th}$) и до 2.5° для пятикратного превышения ($I=5I_{th}$). Спектральная ширина излучения была уменьшена до 0.6нм при $I=5I_{th}$. Наряду с селекцией моды достигнута стабилизация длины волны излучения во всём рабочем диапазоне токов накачки лазера. Предложенный подход для селекции моды высокого порядка в широкоапертурных лазерных диодах может быть применим для синхронизации линеек лазерных диодов, а также для создания лазеров с ЧПП-зеркалом ОС на единой подложке.

5.6. Исследование генерации лазерного диода в резонаторе с внешним планарным волноводным отражателем на основе брегговской решётки.

5.6.1. Отражатель на основе планарной волноводной брегговской решётки.

Для исследования лазерной генерации ЛД с зеркалом обратной связи на основе волноводной брегговской решётки, была изготовлена планарная структура (рис.5.29) на Si-подложке. Структура состояла из двух кладдинговых слоёв из SiO₂ и волноводного слоя SiO₂:GeO₂. Нижний кладдинговый слой толщиной $h=14\text{мкм}$ изолировал волноводную моду от Si-подложки, верхний слой толщиной $h=1\text{мкм}$ защищал волновод от загрязнений. Волноводный слой был изготовлен из SiO₂:GeO₂ с показателем преломления $n=1.508$, что составляло 3%-ый контраст с показателем преломления нижнего кладдинга. Толщина волноводного слоя равнялась $h=0.75\text{мкм}$.

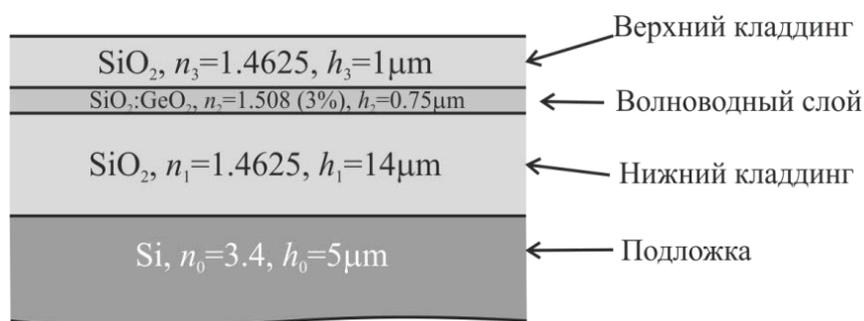


Рис.5.29 – Структура планарного волновода, использованная в экспериментах.

Расчёт мод, поддерживаемой этой структурой, производился программным пакетом Optiwave Gratings. Рассчитанные для этой структуры распределения электрической компоненты оптического поля (E_y) для первых трёх TE-мод, представлены на рис.5.30. Из расчётов следует, что ширина основной моды по амплитуде поля на уровне $1/e$ равна примерно 1.8мкм . По интенсивности поля ширина равна примерно 1.3мкм . Из расчётов следует, что указанная структура поддерживает только одну волноводную моду, остальные моды, возбуждаемые в структуре, являются модами утечки в Si-подложку. Значения эффективных показателей преломления первых трёх мод – основной, первой и второй приведены в таблице 5.2. Видно, что затухание кладдинговых мод на 9–10 порядков больше затухания основной моды, распространяющейся по волноводному слою.

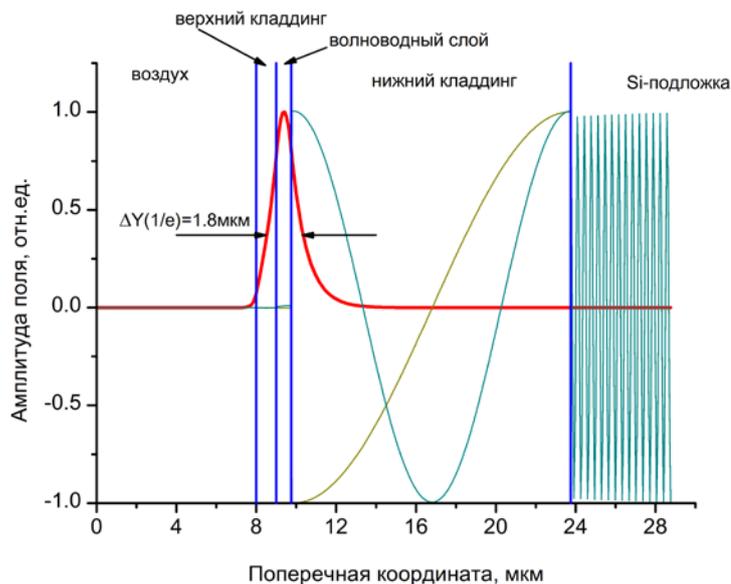


Рис.5.30 – Распределение электрической компоненты поля E_y оптических ТЕ мод для структуры рис.5.28.

Таблица 5.2 – Эффективные показатели преломления первых трёх оптических мод волноводной структуры рис.5.12а.

номер моды	$\text{Re}(n^*)$	$\text{Im}(n^*)$
0	1.47863	$3.36 \cdot 10^{-15}$
1	1.46200	$-3.96 \cdot 10^{-6}$
2	1.46051	$-1.57 \cdot 10^{-5}$

Брегговская решётка в волноводной структуре была изготовлена методом травления канавок с периодом $\Lambda=360\text{нм}$ на поверхности волноводного слоя (слой $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$). Глубина травления была равна 40нм . Расположение брегговской решётки на планаре обозначено на рис.5.31.

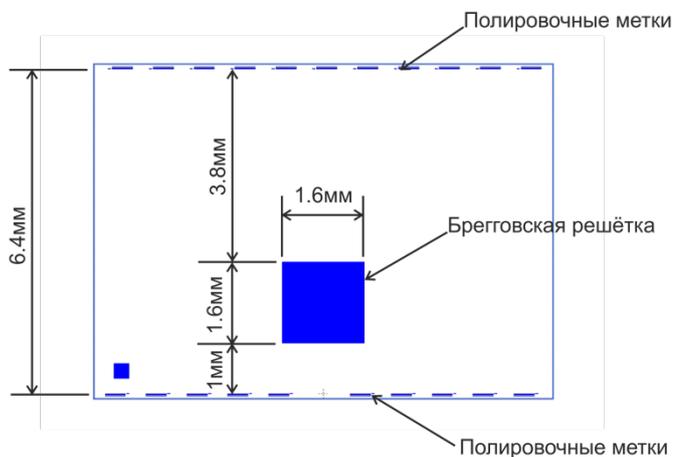


Рис.5.31 – Эскиз планарного волновода с брегговской решёткой.

5.6.2. Исследование лазерной генерации с внешним отражателем на основе планарной брегговской решётки.

Исследование лазерной генерации диодного лазера с планарной брегговской решёткой показало устойчивую генерацию при номинальном токе накачки $I=2A$ на двух длинах волн: 1059.4нм и 1067.1нм (рис.5.32)

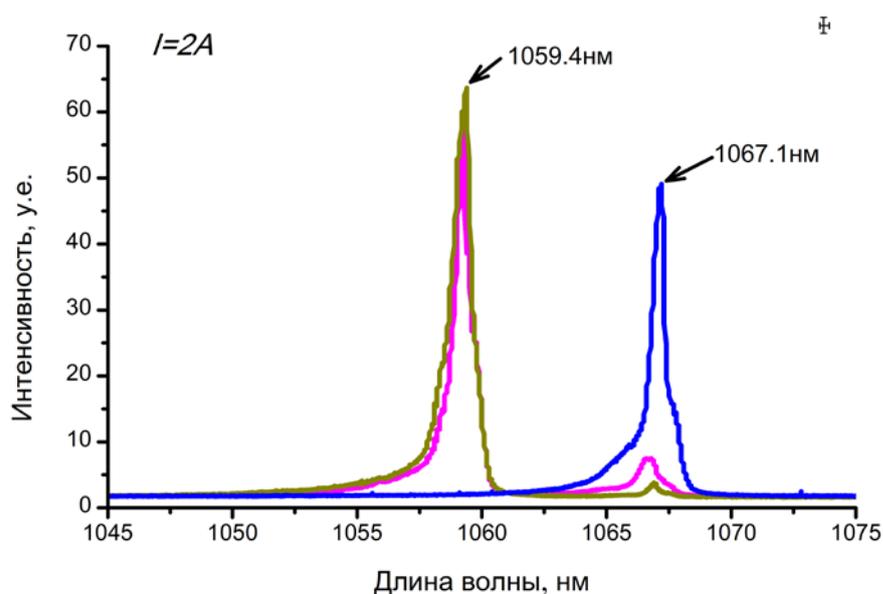


Рис.5.32 – Спектры лазерной генерации диодного лазера с планарной волноводной брегговской решёткой.

Длина волны генерации $\lambda=1067.1\text{нм}$ соответствует основной моде возбуждения волновода. Появление в спектре генерации длины волны $\lambda=1059.4\text{нм}$ происходит при смещении планара по вертикали вверх на величину $\Delta z=1.2\dots3.3\text{мкм}$ относительно положения, при котором происходит генерация на основной моде планарного волновода. При этом возбуждение на длине волны $\lambda=1059.4\text{нм}$ всегда сопровождается генерацией на основной резонансной длине волны $\lambda=1067.1\text{нм}$ только при токах накачки более $I=1A$. В этих случаях интенсивность основной моды составляет примерно 3...5% от интенсивности кладдинговой моды ($\lambda=1059.4\text{нм}$). Это справедливо для всех случаев, кроме случая отстройки по вертикали на $\Delta z=3.3\text{мкм}$. В последнем случае интенсивность основной волноводной моды составляла примерно 50% от интенсивности кладдинговой моды (рис.5.33).

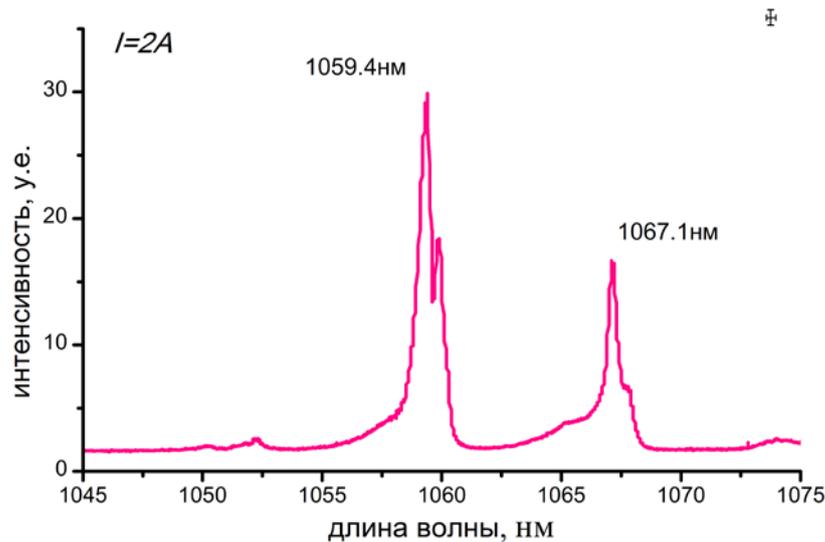


Рис.5.33 – Спектр генерации при смещении планара на $\Delta z=3.3\mu\text{м}$ относительно положения, соответствующего возбуждению основной моды волновода

Наличие двух спектральных линий лазерной генерации связано, видимо, с возбуждением основной и первой кладинговой мод планарного волновода. По разнице длин волн генерации можно определить разницу в эффективных показателях преломления возбуждаемых в планарном волноводе мод:

$$\Delta n_{1-2}^* = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{2\Lambda} \quad (5.1)$$

где: $\lambda_1 = 2\Lambda n_1^*$, $\lambda_2 = 2\Lambda n_2^*$ – длины волн лазерной генерации, n_1^* и n_2^* – эффективные показатели преломления волноводных мод планара.

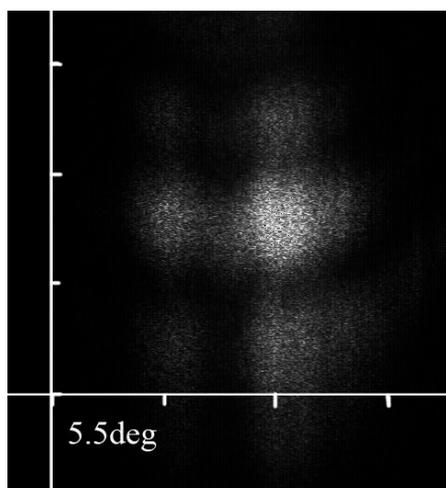
В нашем случае $\lambda_1 - \lambda_2 = 7.7\text{нм}$, что в соответствии с уравнением (5.1) соответствует разнице эффективных показателей преломления $\Delta n^* = 0.0107$. Такая разница эффективных показателей преломления не соответствует параметрам волновода (таблица 5.2). В связи с этим было проведено численное моделирование, в которых варьировались показатели преломления слоёв и их толщины до получения искомого значения разности эффективных показателей преломления мод. В результате было получено, что такая разница может наблюдаться при показателе преломления верхнего кладинга $n=1.41$. Это значение не соответствует монолитному SiO_2 ($n \approx 1.45$), однако, если предположить пористый характер верхнего слоя, то такой показатель преломления вполне возможен.

Такое несоответствие можно объяснить использованным нами циклом изготовления планарного зеркала на брегговской решётке. В этом цикле использовались коммерчески доступные планары, изготовитель которых гарантировал соответствие показателей

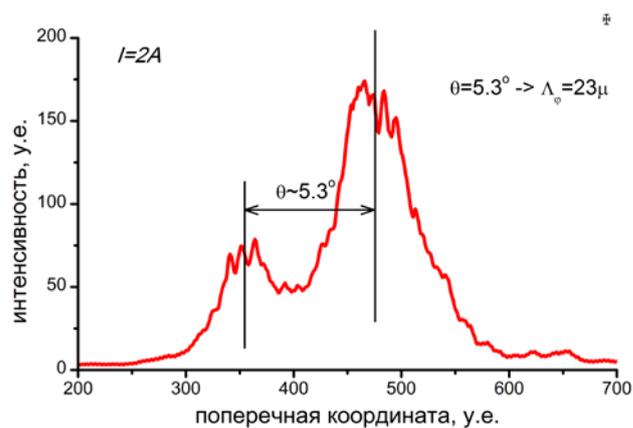
преломления заданным. Однако после изготовления на этих планарах Бегговских решёток, нами самостоятельно использовался завершающий цикл осаждения верхнего кладынга, который был недостаточно хорошо отработан.

Распределение интенсивности в дальней зоне зависит от возбуждаемой моды в волноводе. При возбуждении основной волноводной моды распределение интенсивности представлено на рис.5.34. Распределение интенсивности в случае возбуждения кладынговой моды представлено на рис.5.35. Видно, что при лазерной генерации на основной волноводной моде планарного волновода распределение интенсивности в дальней зоне имеет вид, характерный для поперечной (вдоль медленной оси) моды высокого порядка. По углу расхождения пучков можно определить фазовый период моды, который в этом случае примерно равен $\Lambda_{ph} \approx 23 \mu\text{м}$. Следует обратить внимание, что эта величина примерно в два раза превосходит период расположения филаментов в лазерном диоде (п.5.5.1). Таким образом, максимумы формируемой поперечной моды соответствуют каналам усиления (филаментам).

При лазерной генерации на кладынговой моде планарного волновода распределение интенсивности в дальней зоне имеет более сложный вид (рис.5.35), отражая то обстоятельство, что оно сформировано двумя модами планарного волновода – кладынговой и основной волноводной.



а)



б)

Рис.5.34 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне при токе $I=2\text{А}$ в случае возбуждения основной волноводной моды.

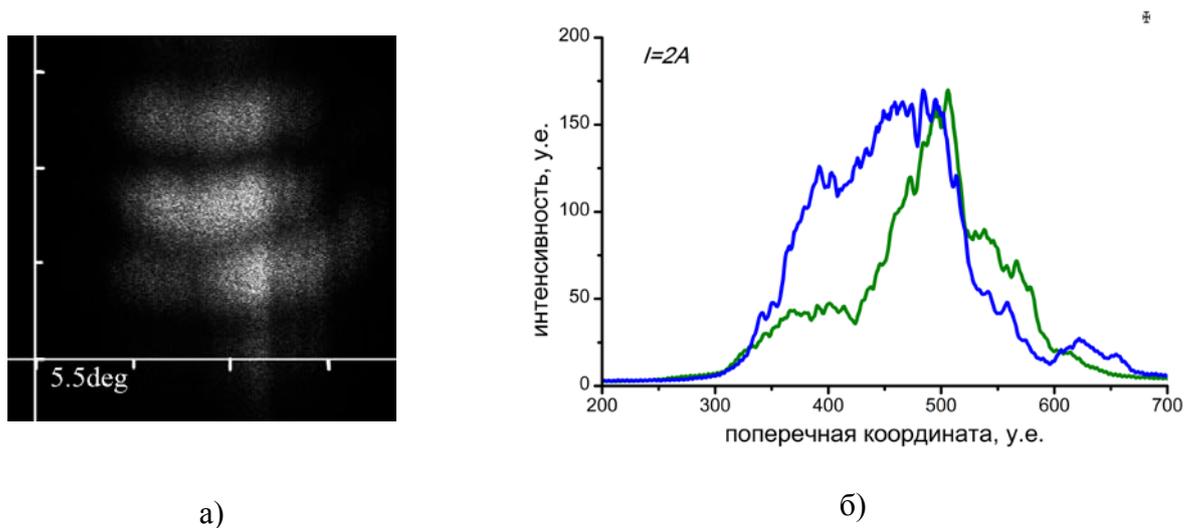


Рис.5.35 – Распределение интенсивности лазерного излучения в дальней зоне при токе $I=2A$ в случае возбуждения кладдинговой и основной волноводной моды (распределения приведены для двух разных сечений пучка).

5.6.3. Выводы.

В результате проведённых исследований была изучена лазерная генерация полупроводникового лазерного диода с планарным волноводным Брегговским зеркалом во внешнем резонаторе. Было получено, что лазерная генерация имеет устойчивый характер вплоть до номинальных токов накачки ЛД. Распределение интенсивности в дальней зоне соответствует преобладанию поперечной моды высокого порядка с фазовым периодом, вдвое превышающим период расположения филаментов.

Показано, что продольные моды лазерного диода во внешнем планарном резонаторе определяются конкуренцией неистекающих и истекающих мод внешнего резонатора: при использовании планарного зеркала, поддерживающего кроме основной волноводной моды ещё и кладдинговые истекающие, возможна генерация по крайней мере на первой кладдинговой моде. Последний вид генерации следует отнести к паразитной, т.к. имеет сложное распределение интенсивности в дальней зоне. В связи с этим представляется, что при использовании планарных волноводов, изготовленных на SiO_2 подложках (толщиной более 100мкм) паразитная кладдинговая генерация будет исключена.

Глава 6. Исследование генерации полупроводникового лазерного диода с интегрально-оптическим мультиплексором во внешнем резонаторе.

6.1. Аннотация.

Представлены результаты исследования структуры «лазерный диод–внешний спектрально-селектирующий элемент на канальных волновода низкой контрастности». Получена и исследована генерация узкополоскового лазерного диода с волноводной интегрально-оптической фазированной решёткой (AWG-структура, AWG – Arrayed Waveguide Grating) во внешнем резонаторе, изготовленной по КМОП совместимой технологии из SiON-волноводов низкой контрастности. Исследованы две конструкции резонатора: с расположением волноводной решёточной структуры на выходе лазерного излучения из резонатора и со стороны тыльного зеркала. Исследована генерация в режиме подавления собственных мод лазерного диода. В частности продемонстрирована и исследована лазерная генерация на частотах прозрачности AWG-структуры, продемонстрирована лазерная генерация в двух соседних порядках интерференции волноводной решёточной структуры.

Материалы, изложенные в главе, использовались в публикациях автора [32-34,131].

6.2. Оптический AWG-мультиплексор.

AWG-мультиплексор по сути своей является интегрально-оптическим аналогом эшелона Майкельсона и выполняет функции спектрального разделения или объединения оптических каналов, т.е. мультиплексирования и демультимплексирования оптических сигналов с разными длинами волн. Это планарное устройство (рис.6.1) состоит из массива канальных одномодовых и не связанных между собой волноводов различной длины, двух планарных участков, исполняющих роль фокусирующих элементов и входящих в них канальных волноводов для ввода или вывода оптического излучения.

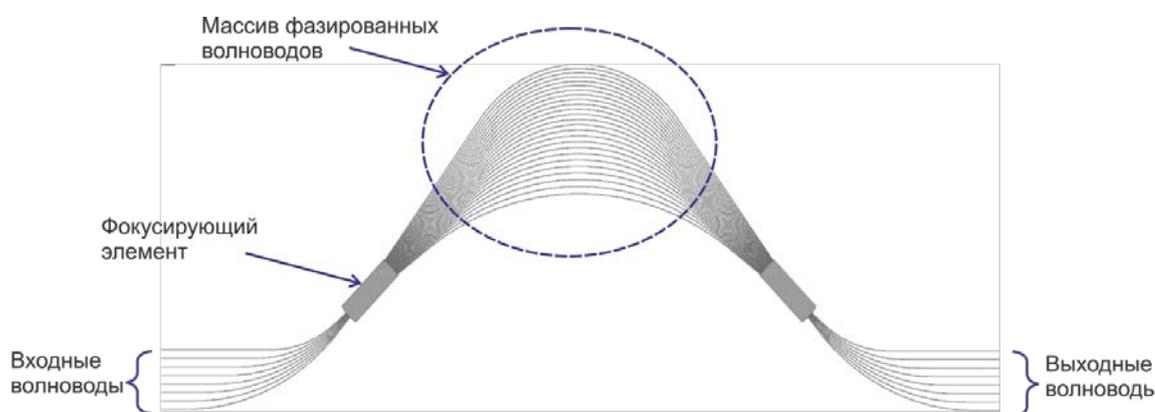


Рис.6.1 – Эскиз волноводной фазированной решётки (AWG-структура).

Принцип работы этого устройства становится понятен, если рассматривать его в виде массива канальных волноводов (рис.6.2а). Пусть разница длин одномодовых волноводов ΔL , образующих этот массив, постоянна. Запишем разность хода волн в соседних каналах. Эта разница ΔH равна в максимуме интенсивности света целому числу волн:

$$\Delta H = \Delta L \cdot n_c^* + d \cdot n^* \cdot \sin \varphi = m\lambda \quad (6.1)$$

Здесь: m – порядок интерференции, λ – длина волны света, ΔL – разница длин соседних канальных волноводов, d – период их расположения, n_c^* – эффективный показатель преломления моды канального волновода, n^* – эффективный показатель преломления области, где происходит свободное распространение света.

Если углы φ малы, то $\sin \varphi \approx \varphi$ и тогда соотношение (6.1) упрощается:

$$\Delta L \cdot n_c^* + d \cdot n^* \cdot \varphi = m\lambda \quad (6.2)$$

Из (6.2) следует, что:

$$\varphi = \frac{m\lambda - \Delta L \cdot n_c^*}{n^* \cdot d} \quad (6.3)$$

Это ключевое уравнение связывает угол отклонения разрешаемой спектральной линии с длиной волной λ при разнице длин волноводов в фазированной решётке ΔL .

Путём дополнительных преобразований [32] можно получить выражение для углового диапазона, покрывающего один порядок интерференции:

$$\Delta \varphi = \frac{\lambda}{n^* d} \quad (6.4)$$

Угловой размер одного спектрального максимума, представляется следующим выражением:

$$\delta \varphi = \frac{2\lambda}{Nd \cdot n^*} \quad (6.5)$$

Здесь стоит отметить важное соотношение, связывающее отношение углового диапазона, покрывающего один порядок интерференции с шириной одного спектрального максимума:

$$\frac{\Delta \varphi}{\delta \varphi} = \frac{N}{2} \quad (6.6)$$

Пусть $\Delta \lambda$ – спектральное расстояние, между крайними длинами волн одного интерференционного порядка. Важным является соотношение, описывающее связь между порядком интерференции и $\Delta \lambda$:

$$m = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (6.7)$$

Это выражение определяет порядок m , в котором целиком размещается диапазон разделяемых длин волн. Из этого соотношения можно установить связь между шириной диапазона $\Delta\lambda$ разделяемых длин волн и величиной ΔL :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{n_c^* \Delta L} \quad (6.8)$$

Поскольку угловой размер разделяемого диапазона длин волн $\Delta\varphi$ в $N/2$ раз превышает угловую ширину $\delta\varphi$ главного максимума интенсивности света, то количество разделяемых спектральных каналов K должно удовлетворять неравенству:

$$\frac{N}{2} \geq K \quad (6.9)$$

Отсюда получаем, что: $N \geq 2K$. (6.9')

Равенство $N=2K$ по сути дела определяет минимально возможное число канальных волноводов N в устройстве спектрального разделения каналов связи.

Как известно, величина произведения (mN) является важнейшей характеристикой спектрального прибора, которая связывает это произведение со спектральным разделением компонент оптического сигнала. В случае интегрально-оптического аналога эшелона Майкельсона она также важна, но имеет несколько иное выражение, а именно:

$$m \cdot N = \frac{2\lambda}{\delta\lambda} \cdot \frac{\bar{d}}{\bar{w}^*} \quad (6.10)$$

где: $\delta\lambda$ – спектральное разделение компонент оптического сигнала, \bar{d} – расстояние между выходными канальными волноводами, \bar{w}^* – эффективная ширина выходного канала. Иной вид выражения (6.10) обусловлен тем, что при его выводе был использован более жёсткий критерий разрешения двух соседних спектральных линий, чем критерий Рэля. Этот критерий уровня развязки между соседними линиями до -30дБ и меньше. Из соотношения (6.10) следует, что число канальных волноводов в наборе N волноводов, приходящихся на один связной канал, должно удовлетворять условию:

$$\left(\frac{N}{K} \right) \geq 2 \frac{\bar{d}}{\bar{w}^*} \quad (6.11)$$

В реализованных до настоящего времени демультиплексорах величина N/K (число канальных волноводов, приходящихся на один связной канал) изменяется от 2.6 в [133] до 6.3 в работе [134].

Путём дальнейших преобразований [32] можно получить уравнение для свободного спектрального диапазона $\Delta\lambda_{FSR}$ фазированного массива волноводов:

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda_c^2}{n_g^* \cdot \Delta L} \quad (6.12)$$

здесь: λ_c – центральная длина волны разрешаемого диапазона длин волн, n_g^* – групповой показатель преломления волноводной моды: $n_g^* = n_c^* - \lambda_c \cdot \frac{dn_{ch}^*}{d\lambda}$, n_c^* – эффективный показатель преломления моды в канальном волноводе, n_c^* – эффективный показатель преломления канального волновода на центральной длине волны λ_c .

Таким образом, уравнения (6.4-6.12) полностью описывают спектральные параметры массива канальных волноводов.

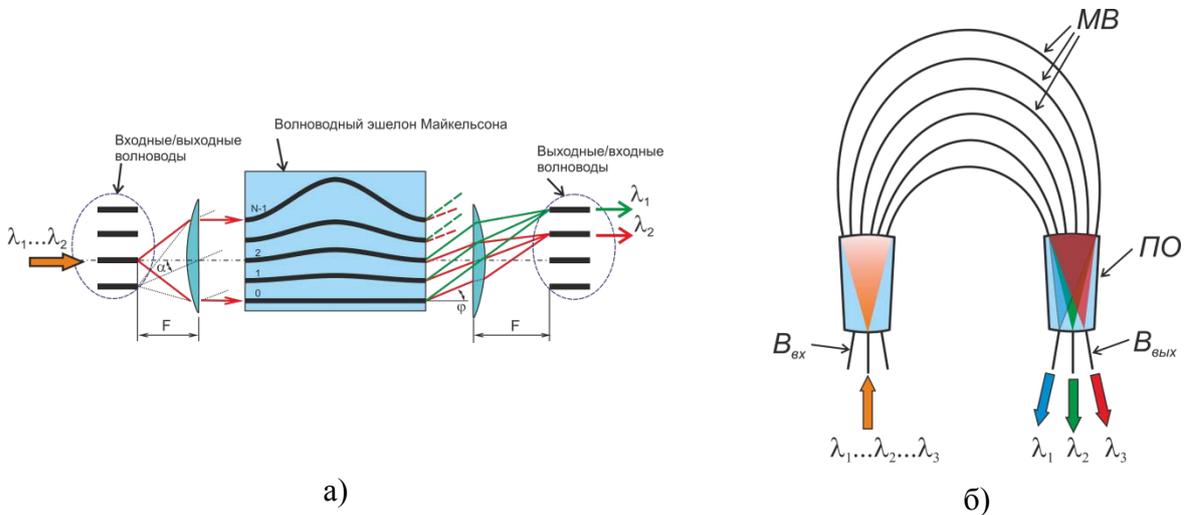


Рис.6.2 – К пояснению принципа работы AWG-структуры: а) – модель AWG-устройства, основанная на представлении о волноводном аналоге эшелона Майкельсона; б) – эскиз устройства, демонстрирующий спектральное разделение входного сигнала (МВ– массив волноводов; ПО– планарный элемент (фокусирующий элемент); $B_{вх}$, $B_{вых}$ – входные и выходные волноводы).

Основным свойством AWG-мультиплексора, определившим его использование в качестве внутрирезонаторного частотно-селективного элемента, является способность из сплошного спектра, поданного на один из его входных каналов, выделить на выходных каналах определённые, конструктивно заданные спектральные составляющие. Причём спектральная ширина пропускания каждого из выходных каналов может составлять единицы или доли ангстрем. Кроме этого свойства, часто используется свойство изопланатизма, т.е. циклический сдвиг спектрального разложения на выходных каналах при изменении входного канала. Подробнее об этих свойствах изложено в нашей работе [32].

Типичный спектр пропускания AWG-структуры с гауссовой формой единичного

канала изображён на рис. 6.3а. На рис.6.3б представлены рассчитанные спектры пропускания для соседних восьми каналов. Расчёт был проведён программным пакетом Optiwave WDM Phasar ver.2.0. Видно, что спектр пропускания близок к гауссовой форме. Такая форма характерна для устройств, в которых свет подводится к входному планарному элементу единичными одномодовыми волноводами.

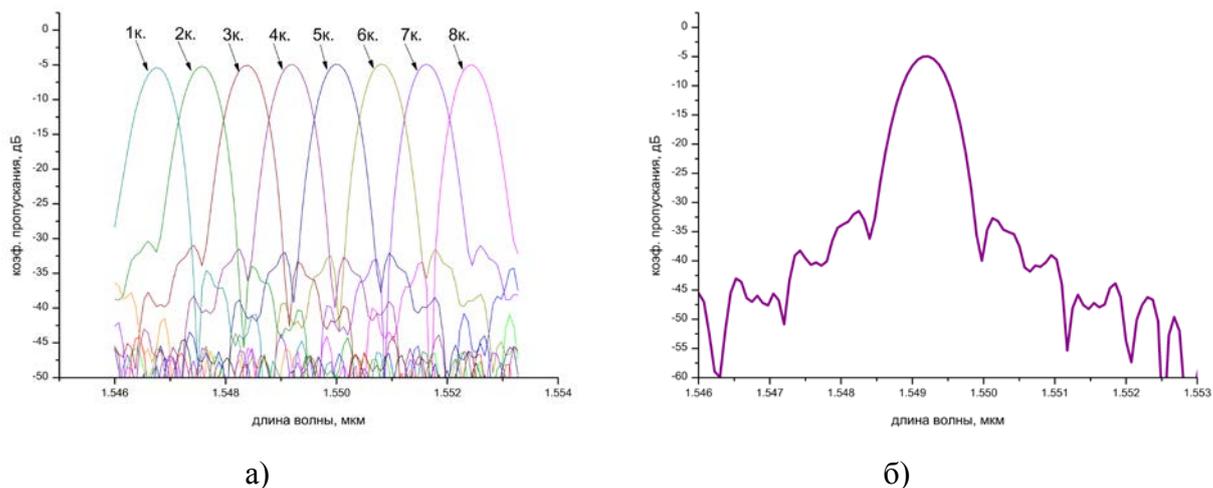


Рис.6.3 – Типичный спектр пропускания 8-ми канальной AWG-структуры (а), спектр одного канала AWG-структуры (б).

Основой устройства, использованного в представленных экспериментах, являлись волноводы SiON, прямоугольные в сечении с размерами ширины и высоты равными 2.9x2.5мкм, сформированные путем ионного травления планарного слоя SiON через фоторезистивную маску. Слой SiON был изготовлен методом PECVD на кремниевых подложках. Оптическая изоляция SiON-волновода и кремния осуществлялась за счёт буферного слоя SiO₂ толщиной 8 мкм. Волноводный слой SiON сверху также был покрыт слоем SiO₂ толщиной 8 мкм для защиты оптической схемы от внешних воздействий. Показатель преломления канальных волноводов был выбран равным $n=1.495$, что составляло контраст ($\Delta n/n$) с окружающей средой из SiO₂ равным 3%. Размеры итогового кремниевого чипа с AWG-структурой был равен 10x10мм² (рис.6.4). Технологический процесс осуществлялся на оборудовании, интегрированном в производственную КМОП технологическую линейку. Изготовление структур производилось на Si-пластинах диаметром 100мм.

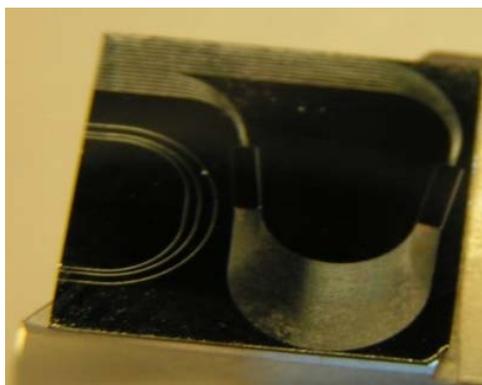


Рис.6.4 – Внешний вид AWG-структуры в интегральном исполнении, использовавшийся в экспериментах.

Торцы входных и выходных канальных волноводов были отполированы, чтобы обеспечить ввод оптического излучения с минимальными потерями.

Спроектированное AWG-устройство имело формулу 8x8 (8 входных и 8 выходных каналов), полосу пропускания с центральной длиной волны $\lambda=1.55\mu\text{м}$, со спектральным разделением каналов $\Delta\lambda=0.8\text{нм}$ и шириной пропускания каждого канала по уровню -25дБ : $\delta\lambda=0.3\text{нм}$. Свободный спектральный диапазон мультиплексора был равен $\Delta\lambda_{\text{FSR}} = 30\text{нм}$, диапазон разделяемых длин волн составлял примерно 1/3 свободного спектрального диапазона мультиплексора.

В экспериментах использовались структуры, изготовленные на одной Si-подложке диаметром 100мм. Измеренные значения длин волн пропускания одного из чипов использованного нами интегрально-оптического AWG-мультиплексора в трёх рабочих порядках представлены в таблице 6.1. Из-за пространственной вариации потоков вещества в камере плазмохимического осаждения наблюдались незначительные отклонения показателей преломления в различных точках пластины. Следствием этих вариаций было отклонение частот пропускания каждого отдельно взятого чипа примерно в пределах $\delta\lambda=\pm 0.15\text{нм}$. Потери излучения на один проход в чипах AWG-мультиплексора на длине волны $\lambda=1.55\mu\text{м}$ составляли примерно 3 дБ.

Таблица 6.1 – Длины волн прозрачности мультиплексора. Данные соответствуют одному входному каналу и 8 выходным. Значения сняты при температуре $T=20^\circ\text{C}$.

№ входного канала	№ выходного канала	1-й порядок λ , нм	2-й порядок λ , нм	3-й порядок λ , нм
1	1	1533.50	1550.80	1568.60
	2	1534.30	1551.60	1569.39
	3	1535.10	1552.43	1570.17
	4	1535.90	1553.24	1570.96
	5	1536.60	1554.06	1571.74
	6	1537.40	1554.87	1572.53
	7	1538.20	1555.68	1573.32
	8	1539.00	1556.50	1574.10

6.3. Полупроводниковый лазер с AWG-мультиплексором во внешнем резонаторе. Вывод излучения через торец ЛД.

Для исследования лазерной генерации полупроводникового лазера с внешней AWG-структурой была выбрана схема резонатора, использующая AWG-мультиплексор в качестве внутрирезонаторного частотно-селективного элемента. Схема исследуемого резонатора представлена на рис.6.5.

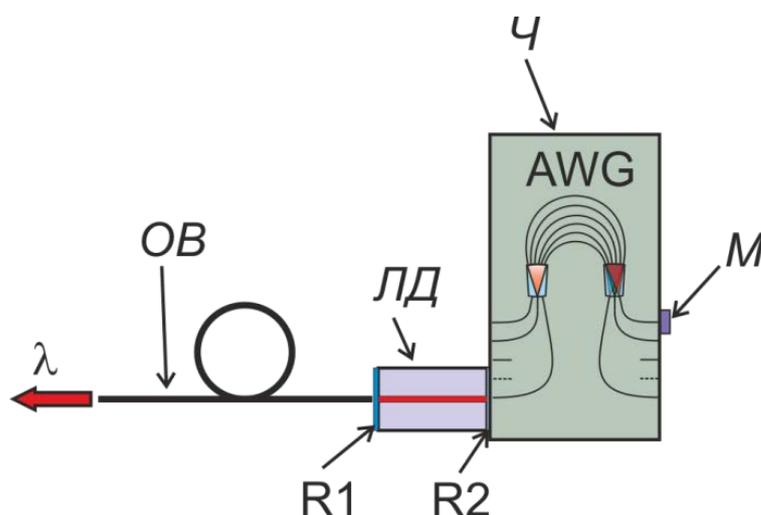


Рис.6.5 – Схема полупроводникового лазера с внешним резонатором на AWG-мультиплексоре (ОВ–оптическое волокно; ЛД–лазерный диод; М–зеркало обратной связи; Ч–чип с AWG-структурой).

Для этих исследований был использован полупроводниковый лазерный чип, серийно выпускаемый для передающих модулей с волоконной брегговской решёткой во внешнем резонаторе. Лазерный чип имел $R1=30\%$ отражающее зеркало на одном торце (рис.6.5) и антиотражающее покрытие ($R2<0.5\%$) на другом торце (рис.6.5). При токе $I=80\text{мА}$ ЛД обеспечивал выходную мощность $P=12\text{мВт}$. Лазер был сделан на основе гетероструктур InGaAsP-InP с квантоворазмерными слоями, изготовленными методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке p-InP аналогично [126]. Из исходных квантоворазмерных гетероструктур изготавливались мезаполосковые лазерные диоды с шириной мезаполоски 3 мкм и длиной резонатора 200 мкм.

Спектр излучения лазерного диода при токе $I=40\text{мА}$ состоял из ряда эквидистантно расположенных узких линий генерации с максимумом в районе $\lambda\sim 1545\text{нм}$ и общей шириной спектра на уровне -20дБ примерно 20нм. Увеличение тока накачки до $I=50\text{мА}$ приводило к сужению спектра излучения: на уровне -20дБ ширина спектра составляла величину примерно $\Delta\lambda=10\text{нм}$ (рис.6.6).

Для того, чтобы при интерпретации экспериментальных данных не возникало

путаницы между полезной генерацией в сформированном резонаторе и паразитной, вызванной несовершенством внутрирезонаторных отражающих поверхностей, был выбран ЛД со спектром генерации, не совпадающим с областью пропускания AWG-устройства, т.е. спектр генерации ЛД находился в промежутке между двумя порядками дифракции волноводной фазированной решётки.

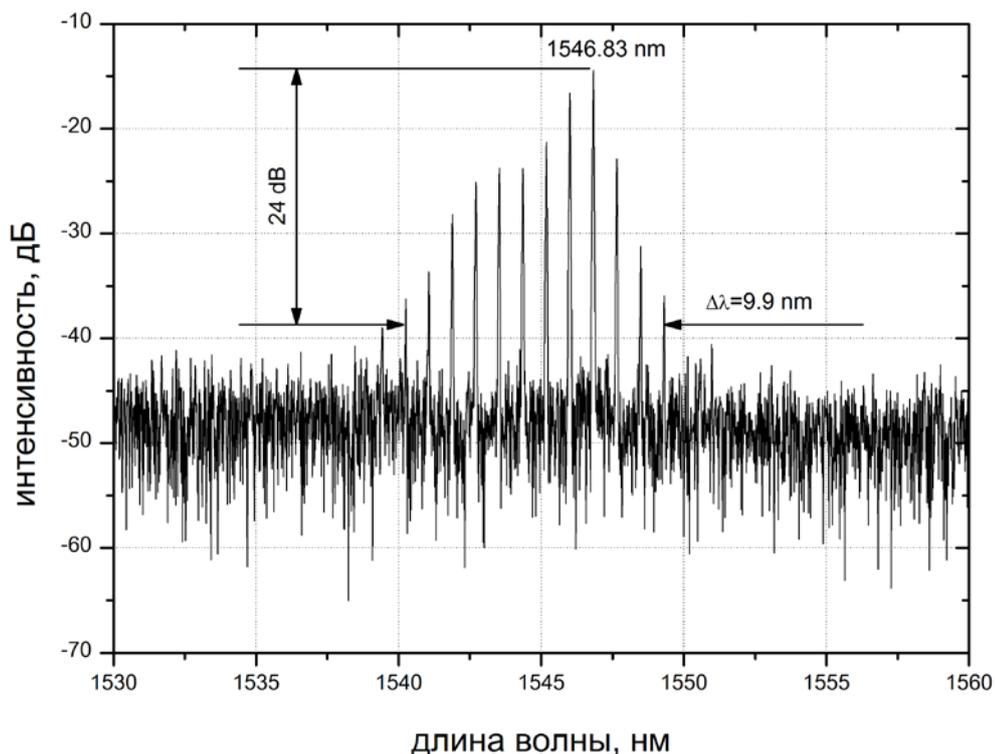


Рис.6.6 – Спектр излучения одиночного ЛД (без внешнего резонатора) при токе накачки $I=50\text{mA}$.

Лазер и AWG-структура в резонаторе объединялись прямым соединением встык. Во избежание паразитной генерации на торце входа в волноводы AWG, промежуток между лазерным диодом и волноводами AWG заполнялся иммерсионной жидкостью. Вторым зеркалом обратной связи (ОС), формирующим резонатор, являлось 100% алюминиевое зеркало (М), подводимое к одному из выходных каналов AWG-устройства с промежуточным слоем из иммерсионной жидкости (рис.6.5). Выходным зеркалом в этой схеме резонатора являлось 30%-ное зеркало на торце полупроводникового лазера. Работа лазерного диода в исследуемом резонаторе контролировалась измерением спектра его излучения. Для этого к торцу лазерного диода с 30%-ым отражающим зеркалом подводилось одномодовое оптическое волокно (SMF-28e), передававшее излучение к спектрометру EXFO Burleigh WA-7100. Исследования проводились при комнатной температуре ($T=18\dots 20^\circ\text{C}$), термостабилизация лазерного диода и AWG-мультиплексора

не осуществлялась.

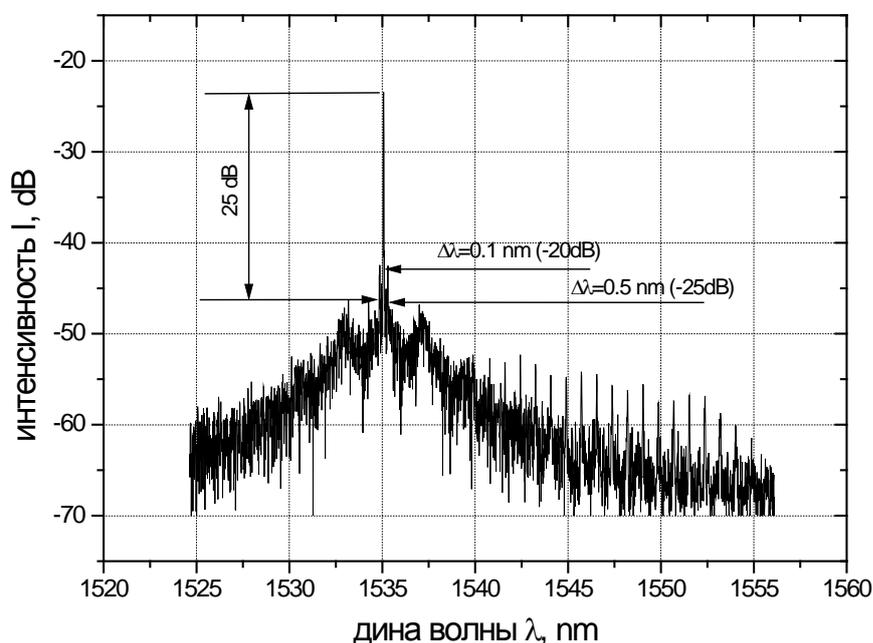


Рис.6.7 – Спектр лазерного диода с внешним резонатором, построенным по схеме рис.6.5. Рабочий ток лазерного диода $I=40$ мА.

Как уже указано выше, вторым зеркалом ОС, наряду с 30%-ым зеркалом на торце ЛД, выступало 100%-ое алюминиевое зеркало, подводимое к одному из торцов выходного канала AWG-мультиплексора, тем самым устанавливая обратную связь для длины волны, соответствующей длине волны пропускания выбранного канала. Установка этого зеркала у одного из выходных каналов мультиплексора приводила к появлению сильной спектральной линии генерации на частоте, соответствующей частоте пропускания данного выходного канала мультиплексора (см. рис.6.7). Ширина спектра генерации у основания составляла примерно $\delta\lambda=0.1$ нм. Генерация возникала при пороговом токе $I_{th}=38$ мА. Одновременно с этим происходило подавление генерации всех остальных частот, характерных для излучения без 100%-го зеркала ОС, установленного у выходного канала AWG-структуры. Отношение сигнал/шум для тока накачки $I=40$ мА составлял не менее 25 дБ для окрестностей частоты генерации $\Delta\lambda=\pm 2$ нм, увеличиваясь до величины 30...35 дБ вне этой области. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что как указывалось выше, был выбран ЛД со спектром генерации, не совпадающим со спектром пропускания AWG-устройства. Тем не менее, была получена устойчивая лазерная генерация, определённая частотными свойствами внешнего резонатора. Частотное пространство

генерации ЛД без внешнего селектирующего элемента было подавлено. Таким образом, добротность резонатора на данной частоте генерации превосходит добротность резонатора на собственных частотах генерации.

Устойчивая генерация удерживалась до тока $I=60\text{мА}$, когда наряду с генерацией излучения на заданной AWG-мультиплексором частоте, возникла паразитная генерация ЛД на частотах, не соответствующих полосе пропускания AWG-мультиплексора (рис.6.8). Возникновение паразитной генерации являлось следствием недостаточного подавления отражения на внутризрезонаторной грани лазерного чипа наряду с высоким коэффициентом усиления ЛД.

Уровень шума в исследуемом резонаторе при токе накачки $I=40\dots60\text{мА}$ оказался равным примерно $-25\dots30\text{дБ}$ в окрестностях линии генерации ($\Delta\lambda=\pm 2\text{нм}$), уменьшаясь до уровня -35дБ и более вне этой области. При токах $I=50\dots60\text{мА}$ уровень шума возрастал примерно до уровня -25дБ для всего диапазона частот.

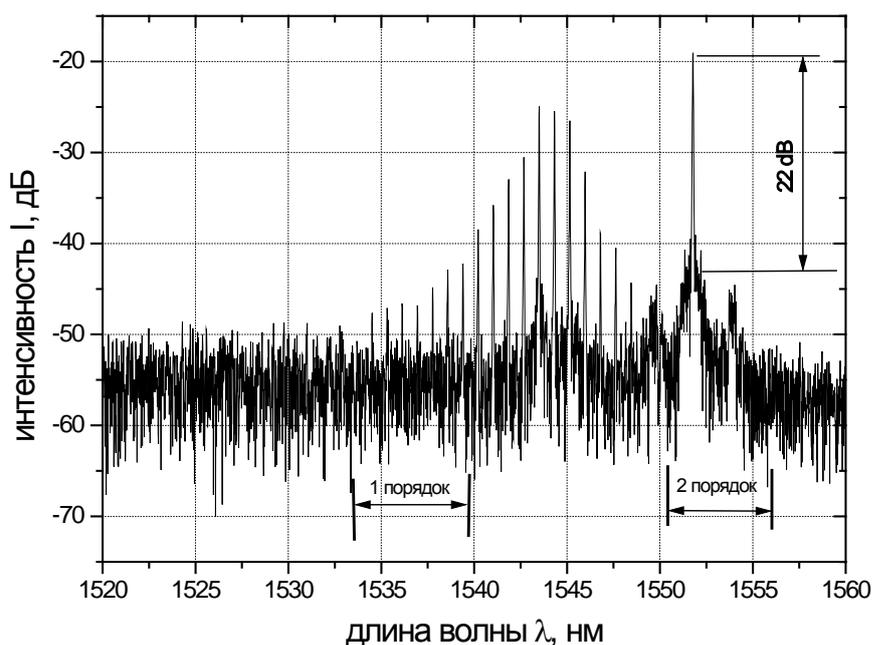


Рис.6.8 – Спектр лазерного диода с внешним резонатором при токе накачки $I=60\text{ мА}$.

Как указано выше, в экспериментах использовались AWG-чипы, изготовленные на одной Si-пластины. При экспериментах с одним из чипов удалось получить лазерную генерацию в двух соседних порядках дифракции AWG-структуры (рис.6.9).

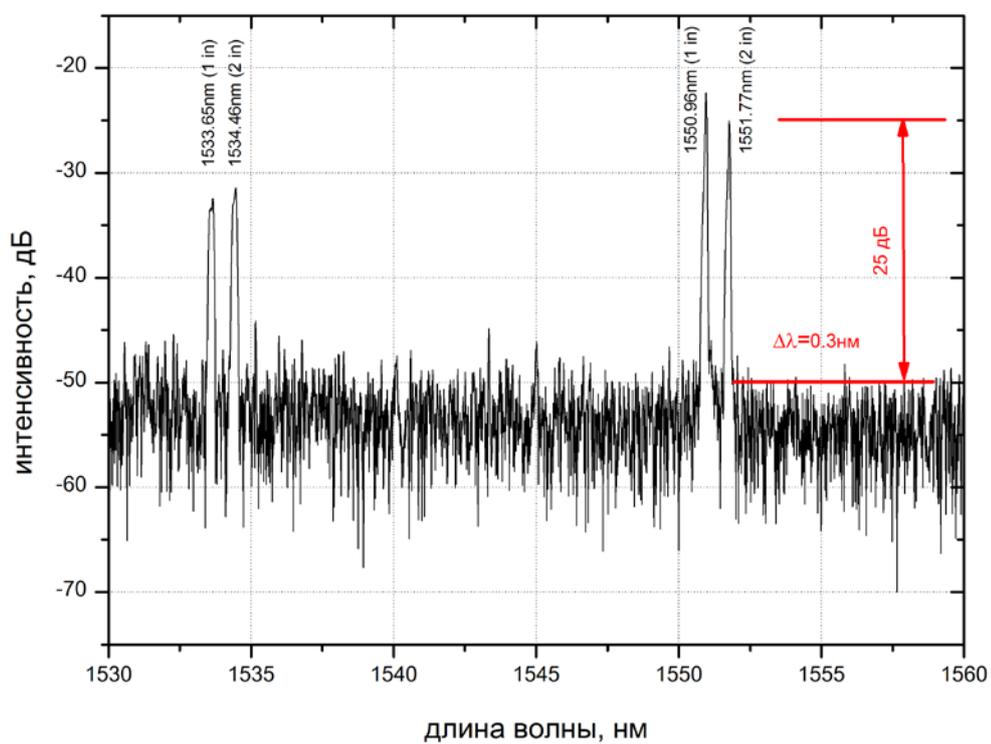


Рис.6.9 – Спектр лазерного диода с внешним резонатором, с частотами генерации, соответствующим двум соседним порядкам пропускания AWG-мультиплексора.

Лазерная генерация в этом случае характеризуется полным подавлением собственных частот генерации ЛД. Отношение сигнал/шум составило примерно 25дБ при токе накачки $I=50\text{mA}$, ширина спектра генерации у основания спектрального пика была равна примерно $\Delta\lambda=0.3\text{nm}$.

6.4. Полупроводниковый лазер с AWG-мультиплексором во внешнем резонаторе. Вывод излучения через AWG-мультиплексор.

В описанных выше экспериментах излучение генерации выводилось через 30%-е зеркало ЛД. В такой схеме выходное излучение наряду с положительным сигналом содержит также и шумы ЛД, которые из-за высокого коэффициента усиления лазерной среды имеют относительно высокий уровень. Как было указано, в нашем случае шумы ЛД были на уровне примерно $-30\dots-35$ дБ от частоты генерации с максимальной амплитудой при токе $I=50$ мА. При больших токах накачки в спектре появляются паразитные линии генерации, соизмеримые по амплитуде с полезным сигналом. В связи с этим, наряду с исследованием резонатора, в котором AWG-мультиплексор расположен со стороны 100%-е отражающего зеркала ОС, был исследован резонатор, в котором AWG-структура располагалась со стороны выходного зеркала (рис.6.10). Т.к. AWG-мультиплексор является частотно селективным элементом, то в этом варианте резонатора на выходе присутствует только частотно отфильтрованная часть излучения.

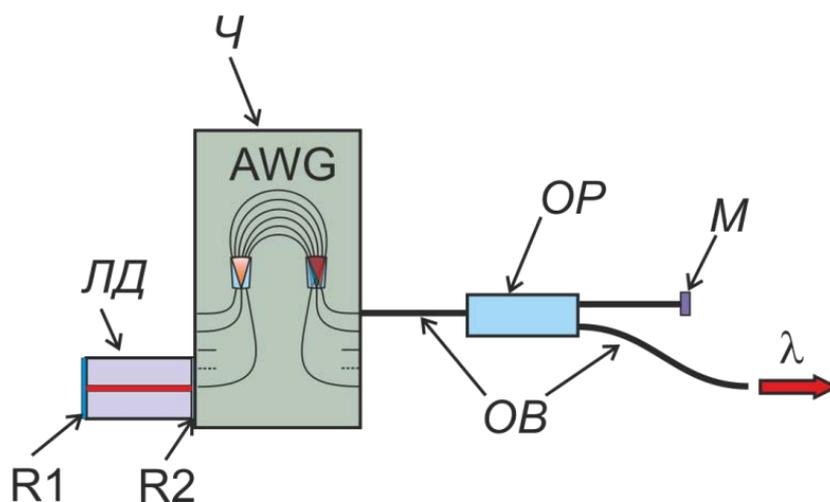


Рис.6.10 – Схема полупроводникового лазера с выводом излучения через AWG-мультиплексор (ЛД–лазерный диод; Ч– чип AWG; ОП– оптический разветвитель 1:2; М–зеркало; ОВ– оптические волокна).

Для исследования лазерной генерации в этой схеме резонатора был использован стандартный ЛД, используемый в лазерных модулях без селекции длины волны генерации. В таком ЛД одна из граней имела отражающее зеркало с коэффициентом отражения $R1=80\%$, на другой грани было зеркало с отражением $R2=5\%$.

Спектр излучения ЛД в резонаторе с AWG-структурой но без зеркала М, измеренный со стороны 80%-го торцевого зеркала, показал, что, несмотря на иммерсионную жидкость на стыке ЛД с AWG-структурой, уже при токах накачки $I=40$ мА наблюдается устойчивая

лазерная генерация, обусловленная отражением от грани с 5%-ым отражением. Установка 100%-го зеркала ОС, подключённого к выходу мультиплексора через 50%-ый делитель (рис.6.10), привело к возникновению в спектре генерации сильной линии, по амплитуде превышающей все остальные линии генерации ЛД и с частотой, соответствующей частоте прозрачности выбранного канала. Динамический диапазон линии на выходе со стороны AWG-мультиплексора составил более 30 дБ с шириной линии на уровне -30 дБ примерно 0.2 нм (рис.6.11). Увеличение тока накачки до 60 мА приводило к сильному снижению амплитуды линии вплоть до её полного исчезновения при больших токах. Этот эффект связан с возникновением сильной паразитной генерации от торца ЛД с 5%-м отражением, которая приводила к перераспределению энергии в пользу паразитной генерации, что и приводило к полному подавлению полезной генерации.

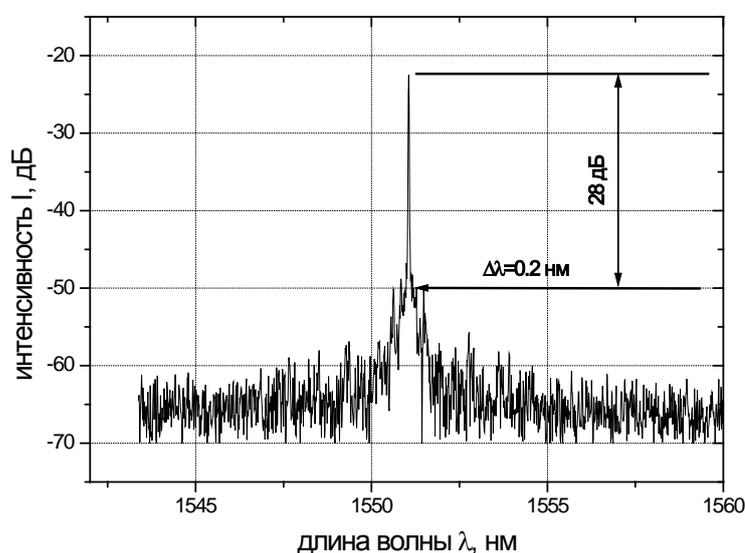


Рис.6.11 – Спектр лазерного диода в резонаторе с AWG-мультиплексором, построенном по схеме рис.6.9. Спектр снят с выхода AWG-мультиплексора.

6.5. Выводы.

Разработан и продемонстрирован полупроводниковый лазер с интегрально-оптической волноводной фазированной решёткой (AWG-структура) во внешнем резонаторе, изготовленной на основе канальных SiON-волноводов низкой контрастности (3%). Проведены исследования лазерной генерации в двух геометриях резонатора: в геометрии с выводом излучения через торец ЛД и в геометрии с выводом излучения через волноводную AWG-структуру. Исследования проведены для лазерных чипов с величиной отражения от одной из граней ЛД $R=0.5\%$ и $R=5\%$.

В исследованиях получена лазерная генерация на частотах, соответствующих областям пропускания волноводной структуры, в том числе была достигнута генерация на нескольких линиях в двух соседних интерференционных порядках пропускания AWG-структуры при полном подавлении собственных частот генерации ЛД. Продемонстрирована лазерная генерация с соотношением сигнал/шум более 25дБ, со спектральной шириной у основания спектрального пика $\Delta\lambda=0.1\dots0.5\text{нм}$.

Таким образом, рассмотренная конструкция диодного лазера с КМОП-совместимой AWG-структурой во внешнем резонаторе может служить основой для разработки компактных перестраиваемых лазерных источников для систем оптической связи, в том числе для межчиповой и внутрочиповой оптической передачи информации (межчиповый и внутрочиповый интерконнект), интегрированной в Si электронную схему, а также для перспективных разработок в области телекоммуникационных сетей 5G.

7. Заключение.

В работе проведены экспериментальные исследования методов селекции поперечных и продольных мод в широкополосковых и широкоапертурном секционированном лазерных диодах, основанных на принципах волноводной оптики. Решены задачи сужения и стабилизации спектра излучения, управление спектром излучения и селекция поперечных мод (вдоль медленной оси), а также разработан и исследован внешний резонатор для мультисоставной лазерной генерации.

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Показано, что за счёт резонансного согласования филаментной структуры лазерного диода и направления пучка обратной связи в резонаторе без спектрально- и пространственно-селективных элементов селекция поперечной моды возможна только для малых токов накачки. В экспериментах для резонаторов такого типа при токах, вдвое превышающих пороговый, продемонстрировано 4-кратное сужение расходимости и 6-кратное сужение спектра генерации.
2. Исследована работа секционированного широкоапертурного лазерного диода во внешнем V-резонаторе симметричного и асимметричного типов. Показана дискретная зависимость лазерной генерации в асимметричном резонаторе в зависимости от угла разворота зеркала обратной связи. Продемонстрировано 7-кратное уменьшение расходимости и 3-кратное уменьшение спектральной ширины при максимальном токе накачки. Показано, что секционированная структура лазерного диода обладает спектральной селективностью, препятствующей непрерывной перестройке длины волны при фиксированном угле возврата пучка обратной связи.
3. Исследована лазерная генерация широкополоскового лазерного диода во внешнем резонаторе с волноводно-решёточным зеркалом, выполняющим функции спектрального селектора и пространственного расширителя пучка обратной связи. Показано, что пространственное расширение пучка волноводным зеркалом с одновременной спектральной селекцией позволяет существенно уменьшить расходимость и спектральную ширину лазерного излучения. Показано 25-кратное сужение спектральной ширины излучения и 35-кратное уменьшение расходимости. Получена плавная перестройка длины волны излучения лазера в пределах 18 нм.
4. Впервые исследована структура широкополосковый полупроводниковый лазер – волноводное зеркало на основе числовой голограммы на планарном волноводе низкой

контрастности для трёх вариантов зеркала обратной связи: брегговской решётки, голограммы, формирующей в отражении основную моду лазерного диода, и голограммы, формирующей в отражении моду высокого порядка. В резонаторе с планарной брегговской структурой показано увеличение добротности поперечной моды высокого порядка с фазовым периодом, равным удвоенному периоду расположения филаментов на выходном торце лазерного диода. Показано, что продольные моды лазерного диода во внешнем планарном волноводном резонаторе определяются конкуренцией неистекающих и истекающих мод внешнего резонатора. Для всех случаев лазерной генерации во внешних резонаторах с планарной волноводной структурой показана частотная стабилизация генерации и сужение спектра до 5-ти раз при максимальном токе накачки.

5. Исследована структура лазерный диод – внешний спектрально-селектирующий элемент на канальных волноводах низкой контрастности. Получена генерация узкополоскового лазерного диода во внешнем резонаторе с интегрально-оптической волноводной фазированной решёткой. Получена устойчивая узкополосная лазерная генерация с шириной спектра 0.1 нм и глубиной контраста 25 дБ.

Литература:

- [1] G.694.1: Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid
<https://www.itu.int/rec/T-REC-G.694.1-201202-I/en>
- [2] T.-P. Lee, C. Zah, R. Bhat, W. Young, B. Pathak, F. Favire, P. Lin, N. Andreadakis, C. Caneau, A. W. Rahjel, M. Koza, J. K. Gamelin, L. Curtis, D. D. Mahoney, and A. Lepore, "Multiwavelength DFB laser array transmitters for ONTC reconfigurable optical network testbed," //Journal of Lightwave Technology, 1996, vol. 14, no. 6, pp. 967– 976.
- [3] S. L. Lee, I. F. Jang, C. Y. Wang, C. T. Pien, and T. T. Shih, "Monolithically integrated multiwavelength sampled grating DBR lasers for dense WDM applications," //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, vol. 6, no. 1, pp. 197–206.
- [4] C.S. Edwards, G.P. Barwood, S.A. Bell, P. Gill, and M. Stevens. "A tunable diode laser absorption spectrometer for moisture measurements in the low parts 10⁹ range", //Measurement Science and Technology, 2001, 12(8):1214–1218.
- [5] K. Namjou, S. Cai, E.A. Whittaker, J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. Sensitive absorption spectroscopy with a room-temperature distributed-feedback quantum-cascade laser, //Optics Letters, 1998, 23(3):219–221.
- [6] I.D. Lindsay, B. Adhimalam, P. Groß, M.E. Klein, and K-J. Boller. "110ghz rapid, continuous tuning from an optical parametric oscillator pumped by a fiber-amplified DBR diode laser", //Optics Express, 2005, 13(4):1234–1239.
- [7] R. Paschotta, "Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers", Field Guide to Lasers, //SPIE Press, Bellingham, WA (2008).
- [8] C. J. Chang-Hasnain, "Progress and prospects of long-wavelength VSELs," //Communications Magazine, IEEE, 2003, vol. 41, pp. S30-S34.
- [9] B.F. Ventrudo, G.A. Rogers, G.S. Lick, D. Hargreaves, T.N. Demayo, "Wavelength and intensity stabilisation of 980 nm diode lasers coupled to fibre Bragg gratings", //Electronics Letters, v.30, iss.25, pp. 2147– 2149 (1994) DOI: 10.1049/el:19941437
- [10] В.П. Дураев, Е.Т. Неделин, Т.П. Недобывайло, М.А. Сумароков, К.И. Климов. "Полупроводниковые лазеры с волоконной брегговской решеткой и узким спектром генерации на длинах волн 1530-1560 нм", //Квантовая электроника, 2001, т. 31, N 6, стр. 529-530.
- [11] L. Stolpner, S. Lee, S. Li, A. Mehnert, P. Mols, S. Siala, "Low noise Planar External Cavity Laser for Interferometric Fiber Optic Sensors", //19th International Conference on Optical Fibre Sensors, Proc. of SPIE Vol. 7004, 700457-(1-4), (2008)

- [12] M. Alalusi, P. Brasil, S. Lee, P. Mols, L. Stolpner, A. Mehnert, S. Li, "Low noise planar external cavity laser for interferometric fiber optic sensors", //Fiber Optic Sensors and Applications VI, Proc. of SPIE Vol. 7316 73160X-(1-13) (2009)
- [13] Y. Wei and B. Sun, "Wavelength spacing tunable dual-wavelength singlelongitudinal-mode fiber ring laser based on fiber Bragg gratings," //Laser Physics, 2009, vol. 19, pp. 1252-1256, Jun.
- [14] H. Ahmad, A. H. Sulaiman, S. Shahi, and S. W. Harun, "SOA-based multiwavelength laser using fiber Bragg gratings," //Laser Physics, May 2009, vol. 19, pp. 1002-1005.
- [15] C. H. Yeh, M. C. Lin, C. C. Lee, and S. Chi, "Fiber Bragg grating-based multiplexed sensing system employing fiber laser scheme with semiconductor optical amplifier," //Japanese Journal of Applied Physics, Sep. 2005, vol. 44, pp. 6590-6592.
- [16] C. L. Zhao, C. H. Li, M. S. Demokan, X. F. Yang, and W. Jin, "Switchable multiwavelength SOA-fiber ring laser based on a slanted multimode fiber Bragg grating," //Optics Communications, Aug. 2005, vol. 252, pp. 52-57.
- [17] Y. Han, F. Fresi, L. Poti, J. H. Lee, and X. Dong, "Continuously spacing-tunable multiwavelength semiconductor-optical-amplifier-based fiber ring laser incorporating a superimposed chirped fiber Bragg grating," //Optics Letters, May 2007, vol. 32, pp. 1032-1034.
- [18] C.E. Zah, M.R. Amersfoort, B. Pathak, F. Favire, P.S.D. Lin, A. Rajhel, N.C. Andreadakis, R. Brat, C. Caneau, M.A. Koza. "Wavelength Accuracy and Output Power of Multiwavelength DFB Laser Arrays with Integrated Star Couplers and Optical Amplifiers". //IEEE Photonics Technology Letters, 1996, vol. 8, N 7, pp. 864-866.
- [19] T. Tanaka, Y. Hibino, T. Hashimoto, M. Abe, R. Kasahara, and Y. Tohmori, "100-GHz spacing 8-channel light source integrated with external cavity lasers on planar lightwave circuit platform," //Lightwave Technology, Journal of, 2004, vol. 22, pp. 567-573.
- [20] C. Zah, F. Favire, B. Pathak, R. Bhat, C. Caneau, P. Lin, A. Gozdz, N. Andreadakis, M. Koza, and T. Lee, "Monolithic integration of multiwavelength compressive-strained multi-quantum-well distributed-feedback laser array with star coupler and optical amplifiers," //Electronics Letters, 1992, vol. 28, pp. 2361-2362.
- [21] M. Young, U. Koren, B. Miller, M. Newkirk, M. Chien, M. Zirngibl, C. Dragone, B. Tell, H. Presby, and G. Raybon, "A 16* 1 wavelength division multiplexer with integrated distributed Bragg reflector lasers and electroabsorption modulators," //Photonics Technology Letters, IEEE, 1993, vol. 5, pp. 908-910.
- [22] C. Zah, F. Favire, B. Pathak, R. Bhat, C. Caneau, P. Lin, A. Gozdz, N. Andreadakis, M. Koza, and T. Lee, "Monolithic integration of multiwavelength compressive-strained

- multi-quantum-well distributed-feedback laser array with star coupler and optical amplifiers," //Electronics Letters, 1992, vol. 28, pp. 2361-2362.
- [23] C. Zah, M. R. Amersfoort, B. N. Pathak, F. J. Favire, P. Lin, N. C. Andreadakis, A. Rajhel, R. Bhat, C. Caneau, M. A. Koza, and J. Gamelin, "Multiwavelength DFB laser arrays with integrated combiner and optical amplifier for WDM optical networks," //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, vol. 3, no. 2, pp. 584–597.
- [24] C. J. Chang-Hasnain, "Progress and prospects of long-wavelength VSELs," //Communications Magazine, IEEE, 2003, vol. 41, pp. S30-S34.
- [25] A. Banerjee, Y. Park, F. Clarke, H. Song, S. H. Yang, G. Kramer, K. Kim, and B. Mukherjee, "Wavelength-division-multiplexed passive optical network (WDM-PON) technologies for broadband access: a review [Invited]," //Journal of Optical Networking, 2005, v.4, pp. 737-758.
- [26] G. Yoffe, T. Nguyen, J. Heanue, and B. Pezeshki, "Efficient Compact Tunable Laser for Access Networks using Silicon Ring Resonators", //Optical Fiber Communication Conference 2012, Los Angeles, California United States, 4–8 March 2012, ISBN: 978-1-55752-938-1, <https://doi.org/10.1364/OFC.2012.OW1G.4>
- [27] D.H. Geuzebroek, A. Driessen, "Ring-Resonator-Based Wavelength Filters", ch.8, in book D.G. Rabus, "Integrated Ring Resonators", Book Springer Series in Optical Sciences Volume 127 2007, ISBN: 978-3-540-68786-3 (Print) 978-3-540-68788-7 (Online)
- [28] M. Zirngibl, C. H. Joyner, L. W. Stulz, U. Koren, M.-D. Chien, M. G. Young, and B. I. Miller, "Digitally tunable laser based on the integration of a waveguide grating multiplexer and an optical amplifier," //IEEE Photon. Technol. Lett., 1994, v.6, pp.516–518.
- [29] M. Zirngibl, "Multifrequency lasers and applications in WDM networks," //IEEE Commun. Mag. 1998, v.36(12), pp.39–41.
- [30] M. Zirngibl, C. H. Joyner, C. R. Doerr, L. W. Stulz, and H. M. Presby, "An 18-channel multifrequency laser," //IEEE Photon. Technol. Lett. 1996, v.8, pp.870–872.
- [31] H. Chen, W. Ma, Li Ding, Hu Zhu, "A Low-cost Multi-wavelength Laser Based on Hybrid Integration Technology for WDM-PON Application", //Optical Communications and Networks (ICOCN), 2013 12th International Conference on, ISBN: 978-1-4799-1386-2, DOI: 10.1109/ICOCN.2013.6617238
- [32] Гончаров А.А., Светиков В.В., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А. "Интегрально-оптический аналог эшелона Майкельсона, его основные свойства и приложения." //Квантовая электроника, 2004, т.34, №8, с.755-760.

- [33] Гончаров А.А., Светиков В.В., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А.
"Интегрально-оптическое устройство спектрального уплотнения и разуплотнения каналов связи" //Радиотехника, 2004, №12, с.54-60, (исправление: 2005, №10).
- [34] Гончаров А.А., Светиков В.В., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Трусов Н.В.
"Интегрально-оптический демультиплексор на основе волноводной структуры SiO₂-SiON. //Квантовая электроника, 2005, т.35, №12, с.1163-1166.
- [35] A. A. M. Staring, L. H. Spiekman, J. J. M. Binsma, E. J. Jansen, T. vanDongen, P. J. A. Thijs, M. K. Smit, and B. H. Verbeek, "A compact nine-channel multiwavelength laser," //IEEE Photonics Technology Letters, Sep 1996, vol. 8, pp. 1139-1141.
- [36] Z. Jing, P. J. Williams, M. K. Smit, and X. J. M. Leijtens, "Monolithic integrated filtered-feedback multi-wavelength laser," //Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC/NFOEC), 2012 and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2012, pp. 1-3.
- [37] L. Babaud et al., "First integrated continuously tunable AWG-based laser using electro-optical phase shifters", //12th European conference on integrated optics ECIO'05, Grenoble, 6-8 April, 2005
- [38] M.R. Amerfoort, J.B.D. Soole, C. Caneau, H.P. LeBlanc, A. Rajhel, C. Youtsey and I. Adesida, "Compact arrayed waveguide grating multifrequency laser using bulk active material", //Electronics Letters, 1997, v.33 no.25
- [39] H. Hatakeyama et al., "Wavelength-Selectable Microarray Light Sources for S-, C-, and L-Band WDM Systems", //IEEE Photonics Technology Letters, vol.15, no.7, pp.903-905
- [40] Tin Komljenovic et al., "Widely-Tunable Ring-Resonator Semiconductor Lasers", //Review, Applied Sciences, 2017, v.7, p.732, doi:10.3390/app7070732
- [41] Zhixi Bian et al., "A Wavelength-Tunable Monolithically Integrated Double Ring Resonator Coupled Laser", //Lasers and Electro-Optics, 2006 and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2006. Conference on, 21-26 May 2006, Long Beach, CA, USA, 10.1109/CLEO.2006.4628790
- [42] Michael Hamacher et al., "Active ring resonators based on GaInAsP/InP", //Laser Diodes, Optoelectronic Devices, and Heterogenous Integration, Proceedings of SPIE Vol. 4947 (2003)
- [43] Suhyun Kim et al., "Widely Tunable Coupled-ring Reflector Laser Diode Consisting of Square Ring Resonators", //Journal of the Optical Society of Korea, 2010, v.14, No. 1, , pp. 38-41

- [44] S. Blaaberg, P.M. Petersen, B. Tromborg, "Structure, Stability, and Spectra of Lateral Modes of a Broad-Area Semiconductor Laser", //IEEE Journal of Quantum Electronics, 2007, v.43, no.11, pp.959-973
- [45] Thompson G.H.V., //Opto-electronics, 1972, v.4, p.257
- [46] Бахерт Х.-Ю, Богатов А.П., Елисеев П.Г. //Квантовая электроника, 1978, т.5, №3, 603
- [47] А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Стратонников, В.П. Коняев, "Яркость и филаментация оптического потока мощных квантоворазмерных $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ -лазеров, работающих в непрерывном режиме", //Квантовая электроника, 2000, т.30, №5, с.401-405
- [48] Marciante J.R., Agrawal G.P., "Controlling filamentation in broadarea semiconductor lasers and amplifiers", //Appl. Phys. Lett. 1996, v.69(5), pp.593-595
- [49] L. Goldberg, M. R. Surette, and D. Mehuys, "Filament formation in tapered GaAlAs optical amplifier," //Appl. Phys. Lett., 1993, v. 62, pp.2304–2306.
- [50] D. J. Bossert, J. R. Marciante, and M. W. Wright, "Feedback effects in tapered broad area semiconductor lasers and amplifiers," IEEE Photon.Technol. Lett., 1995, v. 7, pp. 470–472.
- [51] A. H. Paxton and G. C. Dente, "Filament formation in semiconductor laser gain regions," //J. Appl. Phys., 1991, v. 70, pp. 1–6.
- [52] M. Tamburrini, L. Goldberg, and D. Mehuys, "Periodic filaments in reflective broad area semiconductor optical amplifiers," //Appl. Phys. Lett., 1992, v. 60, pp. 1292–1294.
- [53] R. J. Lang, D. Mehuys, A. Hardy, K. M. Dzurko, and D. F. Welch, "Spatial evolution of filaments in broad area diode laser amplifiers," //Appl. Phys. Lett., 1993, v. 62, pp. 1209–1211.
- [54] R. J. Lang, D. Mehuys, D. F. Welch, and L. Goldberg, "Spontaneous filamentation in broad-area diode laser amplifiers," //IEEE J. Quantum Electron., 1994, v. 30, pp. 685–693.
- [55] O. Hess, S. W. Koch, and J. V. Moloney, "Filamentation and beam propagation in broad-area semiconductor lasers," //IEEE J. Quantum Electron., 1995, v. 31, pp. 35–43.
- [56] H. Adachihara, O. Hess, E. Abraham, P. Ru, and J. V. Moloney, "Spatiotemporal chaos in broad-area semiconductor lasers," //J. Opt. Soc. Amer. B, 1993, v. 10, pp. 658–665.
- [57] J. R. Marciante and G. P. Agrawal, "Nonlinear mechanisms of filamentation in broad-area semiconductor lasers," //IEEE J. Quantum Electron., 1996, v. 32, pp. 590–596.
- [58] J. G. McInerney, P. O'Brien, P. Skovgaard, M. Mullane, J. Houlihan, E. O'Neill, J.V. Moloney and R.A. Indik, "Towards filament-free semiconductor lasers", //Proc. of SPIE, 2000, v.3944, pp. 375-386.

- [59] P. M. Smowton et al., " Filamentation and linewidth enhancement factor in InGaAs quantum dot lasers ", //Appl. Phys. Lett., 2002, v.81, No.17, pp. 3251-3253.
- [60] I. Fischer et al., "Complex spatio-temporal dynamics in the near-field of a broad-area semiconductor laser", //Europhys. Lett., 1996, v.35 (8), pp. 579-584
- [61] F. Heinrichsdorff, C. Ribbat, M. Grundmann, and D. Bimberg, //Appl. Phys. Lett., 2000, v.76, p.556
- [62] A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, S. S. Mikrin, N. A. Maleev, V. M. Ustinov, D. A. Livshits, I. S. Tarasov, D. A. Bedarev, M. V. Maximov, A. F. Tsatsul'nikov, I. P. Soshnikov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, N. N. Ledentsov, and D. Bimberg, //Electron. Lett. ,1999, v.35, p.1845
- [63] P. M. Smowton, E. J. Pearce, H. C. Schneider, W. W. Chow and M. Hopkinson, "Filamentation and linewidth enhancement factor in InGaAs quantum dot lasers", //Applied physics letters, 2002, v.81, no.17, pp.3251-3253
- [64] K.A. Williams, R.V. Penty, I.H. White, D.J. Robbins, F.J. Wilson, J.J. Lewandowski y B. K.Nayar, "Design of High-Brightness Tapered Laser Arrays", //IEEE J. Selec. Tops. in Quantum Electron., 1999, v. 5, pp. 822-831.
- [65] J.N. Walpole, "Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain region," //Opt. Quantum Electron., 1996, v. 28, pp. 623-645.
- [66] M. Mikulla, A. Schmitt, M. Walther, R. Kiefer, W. Pletschen, J. Braunstein, and G. Weimann, "25-W highbrightness tapered semiconductor laser-array," //IEEE Photon. Technol. Lett., 1999, v. 11, pp. 412-414,.
- [67] M. Mikulla, P.Chazan, A. Schmitt, S. Morgott, A. Wetzel, M. Walther, R.Kiefer, W. Pletschen, J. Braunstein, and G. Weimann, "High –brightness tapered semiconductor laser oscillators and amplifiers with low-modal gain epilayer structures," //IEEE Photon. Technol. Lett., 1998, vol. 10, pp. 654-656,.
- [68] M.M. Krakowski, S.C. Auzanneau, M. Calligaro, O. Parillaud, P. Collot, M. Lecomte, B.Boulant and T. Fillardet, "High power and high brightness laser diode structures at 980nm using Al-free materials," //Proc. of SPIE, 2002, vol.4651, pp. 80-91,
- [69] J.P. Donnelly, J.N. Walpole, S.H. Grove, R.J. Bailey, L.J. Missaggia, A. Napoleone, R. E. Reeder, and C.C. Cook, "High-power 1.5 μm tapered-gain-region lasers, " //Proc. of SPIE, vol. **3284**, 1998.
- [70] B. Sumpf, R. Hülsewede, G. Erbert, C. Dzionk, J. Fricke, A. Knauer, W. Pittroff, P. Ressel, J. Sebastian, H.Wenzel, G. Tränkle, "High-brightness 735 nm tapered diode lasers," //Electron. Lett, 2002, v. **38**, pp. 183-184.

- [71] S. Delépine, F. Gérard, A. Piquier, T. Fillion, J. Pasquier, D. Locatelli, J.P. Chardon, H.K. Bissessur, N. Bouché, F.R. Boubal, and P. Salet, "How to launch 1 W into Single-mode fiber from a single 1.48 μm flared resonator," //IEEE J. Selec. Tops. in Quantum Electron., 2001, v. 7, pp. 111-123.
- [72] "Monolithic phase-locked semiconductor laser arrays", D. Botez in "Diode laser arrays", ed. by D. Botez and D.R. Scifres, Cambridge University Press, pp.1-71, 2014
- [73] D.R. Scifres, R.D. Burnham and W. Streifer, //Appl. Phys. Lett., 1978, v.33, p.1015
- [74] D. Botez and G. Peterson, //Electron. Lett., 1988, v.24, p.1042
- [75] G.R. Hadley, //Opt. Lett., 1989, v.14, p.308
- [76] D.E. Ackley, //Appl. Phys. Lett., 1983, v.42, pp.152-154
- [77] K.L. Chen and S. Wang, //Electron. Lett., 1985, v.21(8), pp.347-349
- [78] J-M Verdiell and R. Frey, " A broad-area mode-coupling model for multiple-stripe semiconductor lasers", //IEEE J. Quantum Electron., 1990, v.26, n.2, pp.270- 279.
- [79] M. L. Tilton, G. C. Dente, A. H. Paxton, J. Cser, R. K. DeFreez, C. E. Moeller, D. Depatie, "High power, nearly diffraction-limited output from a semiconductor laser with an unstable resonator," //IEEE Journal of Quantum Electronics, 1991, v. 27, iss.9, pp. 2098 – 2108.
- [80] R. J. Lang, K. Dzurko, A. A. Hardy, S. Demars, A. Schoenfelder, D. F. Welch, "Theory of grating-confined broad-area lasers," //IEEE Journal of Quantum Electronics , Nov 1998, vol. 34, no. 11, pp. 2196-2210.
- [81] C. Fiebig, G. Blume, C. Kaspari, D. Feise, J. Fricke, M. Matalla, W. John, H. Wenzel, K. Paschke, G. Erbert, "12 W high-brightness single-frequency DBR tapered diode laser," Electronics Letters, 2008, vol. 44, pp. 1253-1255.
- [82] Ostendorf et. al., "High-power frequency stabilized tapered diode amplifiers at 1064 nm", //R. Proc. of SPIE Vol. 7198, 719811, (2009)
- [83] Mingjun Chi et al., "Tunable high-power narrow-linewidth semiconductor laser based on an external-cavity tapered amplifier", //Optics Express, 2005, vol. 13, No. 26, pp. 10589-10596
- [84] M.T. Kelemen et al., "High-Power High-Brightness Tapered Diode Lasers and Amplifiers", //Proceedings of SPIE, 2005, v. 5723, pp.198-208.
- [85] R. Parke, D. F. Welch, A. Hardy, R. Lang, D. Mehuys, S. O'Brien, K. Dzurko, D. Scifres, "2.0 W CW, diffraction-limited operation of a monolithically integrated master oscillator power amplifier," //IEEE Photonics Technology Letters, 1993, vol. 5, iss.3, pp. 297 - 300.
- [86] J. Katz, S. Margalit and A. Yariv, //Appl. Phys. Lett., 1983, v.42, p.554

- [87] M. Kondow; K. Nakahara; T. Kitatani; M. C. Larson; K. Uomi, "Temperature dependence of lasing wavelength in a 1.3 μ m GaInNAs laser diode with high T_0 ", //Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98. Technical Digest.
- [88] A. Ghatak and K. Thyagarajan, "Introduction to fiber optics", Cambridge University Press, 1998, p.228
- [89] Bartl, J.- Bartok, K.: "Increasing of luminous efficiency of LED diodes at the cryogenic temperature", //Proc. Photonics'92. pp.242-246, Rozvid 1992, Praha;
- [90] J. Bartl, R. Fìra, V. Jacko, "Tuning of the laser diode", //Measurement Science Review, 2002, v.2, section 3, pp.9-15.
- [91] G.P. Agraval, N.K. Dutta, "Semiconductor Lasers", Kluwer Academic Publishers, ISBN-13: 978-1-4612-7579-4, p.570, 2001
- [92] T. Higashi, T. Yamamoto, and S. Ogita, "Temperature sensitivity of oscillation wavelength in 1.3 μ m-GaInAsP/InP quantum-well semiconductor lasers," //9th Meeting IEEE Laser Electro-Optics Society, 1996, pp. 10–11,
- [93] T Higashi, T. Yamamoto, S. Ogita, and M. Kobayashi, "Experimental analysis of temperature dependence of oscillation wavelength in quantum-well FP semiconductor lasers," //IEEE J. Quantum Electron., 1998, v. 34, pp. 1680–1689.
- [94] M. Kondow; K. Nakahara; T. Kitatani; M. C. Larson; K. Uomi, "Temperature dependence of lasing wavelength in a 1.3 μ m GaInNAs laser diode with high T_0 ", //Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98. Technical Digest.;
- [95] M. Kondow, T. Kitatani, K. Nakahara, and T. Tanaka, "Temperature Dependence of Lasing Wavelength in a GaInNAs Laser Diode", //IEEE Photonics Technology Letters, 2000, v.12, no. 7, pp.777-779.
- [96] J. Bartl, R. Fìra, V. Jacko, "Tuning of the laser diode", //Measurement Science Review, 2002, v.2, section 3, pp.9-15
- [97] M.W. Fleming and A. Mo oradian. "Spectral characteristics of external cavity controlled semiconductor lasers". //IEEE Journal of Quantum Electronics, 1981, QE-17(1):44–59.
- [98] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, R. E. Scholten, "Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam", //Review of Scientific Instruments, 2001, v.72, no12, pp.4477-4479
- [99] S.E. Park, T.Y. Kwon, E. Shin, and H.S. Lee, "A Compact Extended-Cavity Diode Laser With a Littman Configuration", //IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2003, v.52, No.2, pp.280-283.

- [100] S. Wolff and H. Fouckhardt , "Intracavity stabilization of broad area lasers by structured delayed optical feedback", S. Wolff and H. Fouckhardt, // *Optics Express*, 2000, v.7, no.6, pp.222-227.
- [101] B. Thestrup, M. Chi, P.M. Petersen, "Lateral mode selection in a broad area laser diode by self-injection locking with a mirror stripe", //Proc. SPIE 5336, High-Power Diode Laser Technology and Applications II, (1 June 2004), Published in SPIE Proceedings Vol. 5336, pp.39-44; doi: [10.1117/12.529005](https://doi.org/10.1117/12.529005)
- [102] Andreas Jechow, Volker Raab, Ralf Menzel, Michael Cenkier, Sandra Stry, Joachim Sacher, "1W tunable near diffraction limited light from a broad area laser diode in an external cavity with a line width of 1.7 MHz", //Optics Communications, 2007, v.277, pp.161–165
- [103] Jun Chen et al., "Broad-area laser diode with 0.02 nm bandwidth and diffraction limited output due to double external cavity feedback", //Applied Physics Letters, 2004, v.85, No.4, pp.524-525.
- [104] J.J. Lim et al., " Design and Simulation of Next-Generation High-Power, High-Brightness Laser Diodes", //IEEE J. of select. topics in quantum electronics, 2009, v.15, No.3, pp.993-1008.
- [105] J. Chen, X. Wu, J. Ge, A. Hermerschmidt, and H. Joachim Eichler, "Broad-area laser diode with 0.02 nm bandwidth and diffraction limited output due to double external cavity feedback," //Applied Physics Letters, 2004, vol. 85, pp. 525-527.
- [106] Su Zhouping, Lou Qihong, Dong Jingxing, Zhou Jun, Wei Runrong, "Beam quality improvement of laser diode array by using off-axis external cavity", //Optics Express, 2007, v.15, No. 19, pp.11776-11780
- [107] G. Venus, V. Smirnov, L. Glebov, M. Kanskar, "Spectral stabilization of laser diodes by external Bragg resonator", //Venus – SSDLTR, Poster 14, (2004)
- [108] G.B. Venusa, A. Sevian, V.I. Smirnov, L.B. Glebov, "High-brightness narrow-line laser diode source with volume Bragg-grating feedback", //Proc. of SPIE High-Power Diode Laser Technology and Applications III, (17 March 2005), v. 5711, pp.166-176, doi: [10.1117/12.590425](https://doi.org/10.1117/12.590425)
- [109] A.L. Glebov, O. Mokhun, A. Rapaport, S. Vergnole, V. Smirnov, L.B. Glebov, "Volume Bragg Gratings as Ultra-Narrow and Multiband Optical Filters", //Proc. of SPIE Vol. 8428, 84280C (2012)
- [110] G.J. Steckman, W. Liu, R. Platz, D. Schroeder, C. Moser, F. Havermeier, "Volume Holographic Grating Wavelength Stabilized Laser Diodes", //IEEE J. of Selected Topics in //Quantum Electronics, 2007, v.13, No.3, pp.672-678.

- [111] P.K.L. Chan et al., "Heat transfer and thermal lensing in large-mode high-power laser diodes", // High-Power Diode Laser Technology and Applications V. Edited by Zediker, Mark S.. Proceedings of the SPIE, Volume 6456, article id. 645603 (2007).
- [112] D.F. Welch, "A Brief History of High-Power Semiconductor Lasers", //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, v.6, no.6, pp.1470-1477.
- [113] Гончаров А.А., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А., "Распространение света в системе прямолинейных и криволинейных связанных канальных волноводов", //Квантовая электроника, 2003, т.33, №4, с.342-348.
- [114] T. Burkhard, M.O. Ziegler, I. Fisher and W. Elsässer, "Spatio-temporal Dynamics of Broad Area Semiconductor Lasers and its Characterization", //Chaos, Solitons & Fractals, 1999, v.10, No. 4–5, pp. 845–850
- [115] Демидов Д.М., Кацавец Н.И., Тер-Мартirosян А.Л., Чалый В.П., //Квантовая электроника, 1998, т.25, №9, с.789
- [116] Kogelnik H. //The Bell System Technical Journal, 1969, v.48, no.9, p.2909.
- [117] Blaaberg S. //IEEE Journal of Quantum Electronics, 2007, v.43, no.11, p.959
- [118] Б.Н. Звонков, К.Е. Зиновьев, Д.Х. Нурлигареев, И.Ф. Салахутдинов, В.В. Светиков, В.А. Сычугов, "Перестраиваемый широкоапертурный полупроводниковый лазер с внешним волноводно-решёточным зеркалом", //Квантовая электроника, 2001, т.31, №1, с.35-38.
- [119] Голубенко Г.А., Свахин А.С., Сычугов В.А., Тищенко А.В., "Полное отражение света от гофрированной поверхности диэлектрического волновода", //Квантовая электроника, 1985, т.12, с.1334-1336.
- [120] Кондратюк В.А., Михайлов В.А., Лындин Н.М., Сычугов В.А., Парье. "Многослойное волноводно-решеточное зеркало в резонаторе Фабри-Перо твердотельного лазера на основе alexandrita", //Квантовая электроника, 1999, т.26, №2, стр.175-178.
- [121] Труды ИОФАН, т.34, М.: Наука, 1991.
- [122] Yankov, V., Babin, S., Ivonin, I., Goltsov, A., Morozov, A., Polonskiy, L., Spector, M., Talapov, A., Kley, E.-B., Schmidt, H., "Multiwavelength Bragg Holograms and their Application to Optical MUX/DEMUX Devices." //Photonic Technology Lett., 2003, v. 15, pp. 410-412.
- [123] Yankov, V., Babin, S., Ivonin, I., Goltsov, A., Morozov, A., Polonskiy, L., Spector, M., Talapov, A., Kley, E.-B., Schmidt, H., Dahlgren, R., "Photonic Bandgap Quasi-Crystals for Integrated WDM Devices.", //Invited report 4989-25, Photonics West, San Jose, (2003)
- [124] V. Svetikov, I. Ivonin, A. Koshelev, L. Velikov, Yu. Vorobiev, A. Goltsov and V. Yankov, "Suppression of lateral modes in wide aperture laser diodes by digital planar holograms",

//Proc. SPIE 7918, 79180P (2011)

- [125] M.K. Smit, Cor van Dam. "PHASAR-Based WDM-Devices: Principles, Design and Applications", //IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics, 1996, v. 2, N 2, pp.236-250.
- [126] Е.Г. Голикова, В.П. Дураев, С.А. Козиков, В.Г. Кригель, О.А. Лабутин, В.И. Швейкин. "Лазеры на основе InGaAsP/InP с квантоворазмерными слоями", //Квантовая электроника, 1995, т. 22, N 2, стр. 105-107.
- [127] В.В. Светиков, М.А. Кононов, «Исследование лазерной генерации широкополоскового лазерного диода в асимметричном V-резонаторе со спектрально неселективным зеркалом обратной связи», //Квантовая электроника, принята к публикации, (2018)
- [128] В.В. Светиков, Д.Х. Нурлигареев, "Широкоапертурный секционированный лазерный диод во внешнем V-образном резонаторе", //Квантовая электроника, 2014, т.44, №9, с.810-814.
- [129] V.A. Sychugov, D.Kh. Nurligareev, V.V. Svetikov, I.F. Salakhutdinov, B.N. Zvonkov, N.V. Baidus, S.V. Nekorkin, and H.J.W.M. Hoekstra, "Tunable Wide-Aperture Semiconductor Laser with an External Waveguide–Grating Mirror", //Laser Physics, 2002, v.12, No.4, pp. 691–696.
- [130] V. Svetikov, C. Peroz, I. Ivonin, S. Dhuey, S. Cabrini, S. Babin, A. Goltsov, V. Yankov, "Selection of high-order lateral modes in broad area laser diode by digital planar hologram", //J. Opt. Soc. Am. B, 2013, v. 30, No. 3, pp.610-614.
- [131] Goncharov A.A., Kuzmin S.V., Svetikov V.V., Trusov N.V. "The semiconductor laser diode with the integrated AWG-multiplexer as external cavity." // Proceedings of SPIE, v.63446 p.63442A (2006).
- [132] M.G. Littman, H.J. Metcalf, "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander", //Applied Optics, 1978, v.17, No14, pp.2224-2227.
- [133] Takada K., Abe M., Shibata M., Ishii M., Okamoto K., //IEEE Photon. technol. Lett., v.13, N10, 2001.
- [134] Tachikawa Y., Inoue Y., Ishii M., Nozawa T., //J. of Lightwave Technol., v.14, N6, 1996.