

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»»

На правах рукописи

БУТАЕВ МАРАТ РАДЖАБАЛИ ОГЛЫ

**ЭПИТАКСИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР СОЕДИНЕНИЙ
A²B⁶ И СОЗДАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИСКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА
ИХ ОСНОВЕ**

Специальность: 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Козловский Владимир Иванович

Москва – 2023

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	13
1.1 Классификация полупроводниковых ГС по разрыву зон	13
1.2 Современное состояние исследований и разработок в области ПДЛ	14
1.3 Принципы работы и типы современных ПДЛ.....	19
1.4 Пути освоения зеленого и среднего УФ диапазонов.....	23
1.5 Перспективы использования ГС с разрывами зон 2-го типа в ПДЛ.....	25
ГЛАВА 2. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА НОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР 2-ГО ТИПА Cd(Zn)S/Zn(S)Se ИЗ СОЕДИНЕНИЙ A²B⁶ ДЛЯ ПДЛ	27
2.1 ГС CdZnS/ZnSSe, излучающая в голубой области спектра	27
2.2 ГС CdS/ZnSe/ZnSSe, излучающая в зеленой области спектра	32
ГЛАВА 3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ГС 2-ГО ТИПА CdS/ZnSe/ZnSSe (CdZnS/ZnSSe)	37
3.1 Составы и толщины слоев исследуемых ГС 2-го типа CdS/ZnSe/ZnSSe для ПДЛ с учетом компенсации упругих напряжений и достижения резонансно-периодического усиления	37
3.1.1 Теоретические оценки критических толщин слоев ГС CdS/ZnSe	37
3.1.2 Изоморфный рост слоев ZnS _x Se _{1-x} и Zn _x Cd _{1-x} S.....	40
3.1.3 Упругие напряжения в ГС CdS/ZnSe.....	41
3.1.4 Условие резонансно-периодического усиления в лазерной ГС.....	42
3.2 Расчет оптических переходов в гетероструктурах 2-го типа. Коэффициент усиления.....	45
3.2.1 ГС CdS/ZnSe с разрывом зон 2-го типа	45
3.2.1.1 Расчет ГС CdS/ZnSe с резкими гетерограницами.....	45
3.2.1.2 Расчет ГС CdS/ZnSe с учетом взаимной диффузии Cd и Zn.....	60
3.2.1.3 Расчет ГС CdS/ZnSe с учетом ее легирования донорной примесью	64
3.2.2 ГС CdZnS/ZnSSe с разрывом зон 2-го типа	67
3.3 Расчет поглощения излучения накачки в лазерной ГС CdS/ZnSe.....	72
ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА И ОБОРУДОВАНИЕ. ВЫРАЩИВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГС 2-ГО ТИПА CdS/ZnSe	74
4.1 Технология роста ГС CdS/ZnSe	74
4.1.1 Выращивание ГС CdS/ZnSe методом ГФЭЭОС	74
4.1.2 Оптический контроль роста ГС CdS/ZnSe	81
4.1.3 Условия эпитаксиального выращивания ГС CdS/ZnSe	84
4.2 Диагностика ГС 2-го типа CdS/ZnSe.....	93
4.2.1 Атомно-силовая микроскопия.....	93

4.2.2 Низкотемпературная катодолюминесценция и фотолюминесценция. Сравнение расчетных линий излучения с линиями люминесценции выращенных ГС.....	97
4.2.3 Экспериментальное обоснование зонной структуры 2-го типа квантовых ям, выращенных ГС	104
4.2.4 Просвечивающая электронная микроскопия.....	107
4.2.5 Рентгеновская дифракция.....	109
4.2.6 Люминесцентная микроскопия	111
4.3 Технология изготовления АЭ полупроводниковых лазеров с продольной накачкой из выращенных ГС A^2B^6	112
ГЛАВА 5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ ВЫРАЩЕННЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГС	115
5.1 Создание ПДЛ на основе «эталонных» ГС A^3B^5 , выращенных методом ГФЭМОС в НИИ «Полюс» и исследование их характеристик	115
5.1.1 ПДЛ с оптической накачкой и накачкой электронным пучком на основе ГС InGaAs/GaAs	115
5.1.2 ПДЛ с оптической накачкой и накачкой электронным пучком на основе ГС $Al_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$	126
5.2 Полупроводниковые лазеры на основе выращенных ГС 2-го типа Cd(Zn)S/Zn(S)Se.....	135
5.2.1 Полупроводниковый лазер с микрорезонатором и накачкой электронным пучком на основе наноразмерной ГС CdZnS/ZnSSe	135
5.2.2 Полупроводниковый лазер с микрорезонатором на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением N_2 -лазера (337 нм)	138
5.2.3 Полупроводниковый лазер с микрорезонатором на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением ЛД (~440 нм).....	147
5.2.4 ПДЛ на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением N_2 -лазера (337 нм)	158
5.2.5 ПДЛ на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением ЛД (~430 нм).....	165
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	173
Список использованных сокращений.....	175
Список использованной литературы	180

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность диссертационной работы

Данная диссертационная работа направлена на развитие полупроводниковых дисковых лазеров, излучающих в сине-зеленой (~480-550 нм) области спектра на основной частоте.

Полупроводниковые дисковые лазеры интенсивно развиваются в последние 15 лет многими лабораториями развитых стран мира [1-26]. Повышенный интерес к данному типу лазеров связан с высокой эффективностью накачки лазерными диодами, высоким качеством лазерного пучка, возможностью эффективного нелинейного преобразования частоты генерации внутри резонатора. В отличие от твердотельных дисковых лазеров, полупроводниковые лазеры имеют более широкую спектральную перестройку, высокую стабильность параметров генерации, и в них отсутствуют релаксационные колебания. В отличие от лазерных диодов, полупроводниковые дисковые лазеры имеют высокое качество пучка при высоких мощностях (до ~100 Вт в непрерывном режиме с пятна ~0.5 мм² [7]). На основе полупроводниковых дисковых лазеров разрабатываются когерентные источники ультрафиолетового, видимого, среднего инфракрасного и терагерцового излучения, а также генераторы фемтосекундных импульсов с высокой частотой повторения, которые имеют многочисленные применения. Несмотря на высокий потенциал полупроводниковых дисковых лазеров, данный тип лазеров практически не разрабатывается в России.

В настоящее время, в полупроводниковых дисковых лазерах основные результаты достигнуты на гетероструктурах классических соединений A^3B^5 , таких как AlGaInAs, излучающих в ближней ИК области спектра. Путем генерации второй гармоники можно относительно легко продвинуться в видимую область спектра. Однако, дальнейшее продвижение в ультрафиолетовую область, в частности в область среднего УФ (~200-300 нм), сопряжено с существенным усложнением оптической схемы лазера и понижением эффективности лазерной системы в целом. Следует отметить, что, до сих пор средний УФ диапазон, также,

как и зеленый диапазон, по-прежнему не перекрыт компактными (относительно мощными) полупроводниковыми лазерами. В настоящее время средний УФ диапазон освоен в основном только ртутными и эксимерными лампами спонтанного излучения, громоздкими эксимерными газовыми лазерами, системами на сложных схемах твердотельных лазеров, работающих на высоких гармониках, а также ПДЛ на 3-й и 4-й гармониках. Данную проблему можно решить путем использования в ПДЛ резонансно-периодических структур из широкозонных полупроводниковых соединений, излучающих в сине-зеленой области спектра. В этом случае переход в наиболее востребованный для ряда применений средний УФ диапазон спектра, можно осуществить относительно простым внутрирезонаторным удвоением частоты. Для накачки активной области ПДЛ на основе широкозонных материалов, можно использовать лазерные диоды фиолетового диапазона на основе InGaN, которые коммерчески доступны в настоящее время.

Одними из самых популярных и широко исследуемых в настоящее время широкозонных соединений, излучающих в сине-зеленой области спектра, являются соединения на основе нитридов. Лазерные и светоизлучающие структуры на основе нитридных соединений обычно выращиваются на сапфировых подложках эпитаксиальными методами. В классической схеме полупроводникового дискового лазера используется встроенное в эпитаксиальную структуру высокоотражающее брэгговское зеркало. Несмотря на большие достижения в нитридной эпитаксиальной технологии, такое зеркало высокого качества до сих пор получить не удается. В новой схеме полупроводникового дискового лазера «мембранного» типа, все зеркала резонатора выносятся из эпитаксиальной структуры [27-40]. Для этого, выращенная эпитаксиальная структура зажимается между двумя оптически прозрачными теплоотводами типа алмаза или SiC. Сама ростовая подложка при этом удаляется. Однако, нитридные гетероструктуры отделить от сапфировой подложки, сохранив оптическое качество обеих поверхностей гетероструктуры, также практически невозможно из-за высокой химической стойкости сапфира.

Другими известными широкозонными соединениями являются соединения A^2B^6 . Эти соединения в конце прошлого столетия рассматривались как наиболее перспективные соединения для лазеров синие-зеленого диапазона спектра. Синий лазер на структурах, основанных на ZnSe, был реализован значительно раньше, чем на структурах на основе GaN [41]. Однако, проблема деградации в инжекционных лазерах на основе соединений A^2B^6 до сих пор не решена. Кроме факторов деградации, присущих инжекционным лазерам, в которых необходимо создавать *p-n* переход и надежные контакты, называли также недостаточную прочность химических связей атомов металла второй группы с селеном и внутренние упругие напряжения в квантовых ямах. В лазерах с оптической накачкой лишь последние факторы могут играть существенную роль в деградации. Однако, следует отметить, что из соединений A^2B^6 также, как и из соединений A^3N , трудно вырастить эпитаксиальное брэгговское зеркало из-за отсутствия подходящей пары материалов с согласованными с ростовой подложкой параметрами кристаллической решетки и требуемым скачком показателей преломления. Но, в случае гетероструктур A^2B^6 , выращиваемых в основном на подложках GaAs, их проще перенести на другую подложку типа алмаза или SiC с лучшей теплопроводностью, поскольку имеются селективные травители для GaAs. При этом можно использовать либо два внешних зеркала (ПДЛ мембранного типа), либо вместо эпитаксиального брэгговского зеркала использовать нанесенное на поверхность гетероструктуры диэлектрическое брэгговское зеркало, состоящее, например, из окислов типа SiO_2/Ta_2O_5 , SiO_2/TiO_2 , SiO_2/ZrO_2 и др.

Дополнительная сложность использования соединений A^2B^6 в ПДЛ заключается в относительно невысокой теплопроводности данных соединений. Эту проблему в перспективе можно решить либо путем прямой оптической накачки квантовых ям гетероструктуры (а не через широкие барьерные слои, как в традиционном варианте ПДЛ), либо уменьшением толщины эпитаксиальной структуры за счет использования нескольких КЯ в одной пучности стоячей волны резонатора.

В связи с вышеизложенным, в данной работе исследовалась возможность создания полупроводниковых дисковых лазеров с оптической накачкой, излучающих в зеленой области спектра на основе гетероструктур из соединений A^2B^6 , в частности относительно новой гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe (ZnCdS/ZnSSe) с разрывами зон 2-го типа.

Цель и задачи работы

Основной целью данной работы являлось создание полупроводникового дискового лазера с оптической накачкой, излучающего в зеленой области спектра на основной частоте. Для этой цели, в качестве активной области лазера была выбрана относительно новая гетероструктура 2-го типа CdS/ZnSe/ZnSSe из соединений A^2B^6 . Предполагалось, что данная структура более стабильна, чем ранее широко исследованные гетероструктуры ZnCdSe/ZnSe или ZnSe/ZnMgSSe при высоких уровнях накачки из-за более прочных химических связей Cd-S. Для исследования лазерных характеристик выращенных ГС 2-го типа CdS/ZnSe/ZnSSe, в качестве источника накачки использовался как N_2 -лазер ($\lambda=337$ нм), так и «фиолетовый» лазерный диод на основе ГС InGaN/GaN ($\lambda\sim 430-440$ нм).

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие основные задачи:

- 1) Разработать технологию выращивания гетероструктур CdS/ZnSe/ZnSSe на подложках GaAs методом газофазного осаждения из элементоорганических соединений (ГФЭЭОС), характеризующихся высокой интенсивностью люминесценции в зеленой области спектра.
- 2) Провести всестороннее исследование структурных и люминесцентных свойств выращенных гетероструктур методами фото- и катодолюминесценции, рентгеноструктурного анализа, просвечивающей и атомно-силовой микроскопии.
- 3) Провести расчеты коэффициента оптического усиления исследуемых гетероструктур с разрывами зон 2-го типа из соединений A^2B^6 .

4) Провести расчет зонной диаграммы гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe в предположении взаимной диффузии атомов Cd и Zn при температуре выращивания.

5) Разработать технологию изготовления активных элементов ПДЛ и лазеров с микрорезонатором из выращенных гетероструктур.

6) Исследовать характеристики ПДЛ с оптической накачкой и накачкой электронным пучком на известных и более совершенных («эталонных») гетероструктурах A^3B^5 , выращенных в НИИ «Полус», с целью отработки методики исследования ПДЛ.

7) Реализовать полупроводниковые лазеры с микрорезонатором и продольной оптической накачкой на выращенных гетероструктурах и исследовать их характеристики.

8) Реализовать ПДЛ с оптической накачкой на основе выращенных гетероструктур и исследовать их характеристики.

Научная новизна работы

Научная новизна данной работы заключается в следующем:

1) Впервые методом газофазного осаждения из элементоорганических соединений выращены гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe с резонансно-периодическим усилением для полупроводниковых лазеров, излучающих в зеленой области спектра.

2) Впервые проведен расчет коэффициента оптического усиления для гетероструктуры CdS/ZnSe с разрывами зон 2-го типа. Показано, что при поверхностной концентрации неравновесных носителей $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$, которое достижимо в гетероструктурах 2-го типа, коэффициент оптического усиления в квантовых ямах может достигать величины $\sim 5000 \text{ см}^{-1}$, достаточной для реализации полупроводниковых лазеров с оптической накачкой на ее основе при оптимальных зеркалах.

3) Впервые использовалась методика измерения сопротивления растекания тока при фиолетовой подсветке контакта зонда с поверхностью скола

гетероструктуры в зондовом (атомно-силовом) микроскопе для обнаружения разделения носителей заряда в гетероструктуре с разрывами зон 2-го типа.

4) Обнаружена взаимная диффузия атомов Cd и Zn, приводящая к размазыванию КЯ в процессе выращивания гетероструктуры при температуре роста ~ 450 °С и типичных соотношениях потоков элементоорганических соединений, содержащих атомы II и VI группы периодической таблицы элементов (соотношение VI/II ~ 10). Показано, что данный эффект может быть существенно подавлен, если рост проводить при пониженных соотношениях потоков в слоях КЯ гетероструктуры (VI/II $\sim 2-4$).

5) Впервые на выращенных гетероструктурах CdS/ZnSe/ZnSSe с резонансно-периодическим усилением реализованы различные (как лазер с микрорезонатором, так и с внешним зеркалом обратной связи) полупроводниковые лазеры с продольной оптической накачкой, излучающие в зеленой области спектра.

Положения, выносимые на защиту

На защиту выносятся следующие положения:

1) Коэффициент оптического усиления в гетероструктурах CdS/ZnSe/ZnSSe с разрывами зон 2-го типа, рассчитанный методом согласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона, оценивается величиной ~ 5000 см⁻¹ при поверхностной концентрации неравновесных носителей 10^{13} см⁻², что косвенно подтверждается экспериментом.

2) Выращивание гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe методом газофазного осаждения из элементоорганических соединений при оптимальной с точки зрения скорости роста и морфологии поверхности температуре ~ 450 °С и соотношении VI/II ~ 10 приводит к взаимной диффузии атомов Cd и Zn в КЯ в процессе роста, и, как следствие, к неоднородности КЯ по глубине структуры. Эта взаимная диффузия существенно подавляется при выращивании слоев КЯ CdS и ZnSe при пониженных соотношениях VI/II $\sim 2-4$, что объясняется уменьшением вакансий металла вблизи КЯ, стимулирующим диффузию.

3) Экспериментально наблюдаемый коротковолновый сдвиг линии излучения гетероструктур с увеличением уровня возбуждения и пространственное разделение неравновесных носителей (электроны в слоях CdS, а дырки в соседних слоях ZnSe), обнаруженное в зондовом микроскопе в режиме измерения сопротивления растекания тока, свидетельствуют о том, что выращенные при оптимальных ростовых условиях гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe относятся к гетероструктурам с разрывами зон 2-го типа.

4) На выращенных гетероструктурах CdS/ZnSe/ZnSSe с резонансно-периодическим усилением при продольной накачке излучением «фиолетового» лазерного диода реализованы полупроводниковый лазер с микрорезонатором с импульсной мощностью до 0.32 Вт на длине волны 525 нм и эффективностью 10%, и полупроводниковый дисковый лазер с мощностью до 17 мВт на длине волны 522 нм и углом расходимости менее 5 мрад.

Практическая значимость работы

Практическая значимость работы заключается в создании ПДЛ, излучающего в зеленой области спектра на основной частоте. Это является необходимым шагом на пути к созданию компактных, перестраиваемых, а также недорогих лазерных источников, излучающих в среднем ультрафиолетовом диапазоне. Также практически важным является результат использования гетероструктуры из соединений A^2B^6 в ПДЛ, в частности новой структуры CdS/ZnSe/ZnSSe с разрывами зон 2-го типа, что расширяет набор полупроводниковых соединений, из которых может быть создан лазер.

Личный вклад автора

Автором настоящей работы лично:

- проведен литературный анализ современного состояния развития ПДЛ;
- выращены полупроводниковые квантово-размерные гетероструктуры из соединений A^2B^6 для создания полупроводниковых лазеров с продольной оптической накачкой;
- проведено теоретическое моделирование (расчет) исследуемых ГС;

- проведено исследование характеристик лазеров, созданных на основе выращенных ГС.

Модернизация и запуск экспериментальной установки газофазной эпитаксии из элементоорганических соединений (ГФЭЭОС) для выращивания полупроводниковых квантоворазмерных гетероструктур из соединений A^2B^6 , исследование выращенных ГС и обработка полученных при этом результатов, изготовление активных элементов полупроводниковых лазеров на основе полученных гетероструктур, создание лазеров на их основе, а также подготовка публикаций проводились совместно с соавторами, однако, при этом вклад автора настоящей работы был основным.

Достоверность полученных результатов

Достоверность (обоснованность) результатов (научных положений, выводов), представленных в настоящей диссертационной работе, подтверждается проведенными экспериментальными и теоретическими исследованиями, повторяемостью и воспроизводимостью экспериментальных результатов, полученных с использованием современного сертифицированного оборудования, корреляцией экспериментальных результатов с проведенными расчетами и с результатами теоретических работ других исследовательских групп, а также успешным представлением основных результатов диссертации на ведущих российских и международных конференциях.

Апробация результатов работы и публикации

Результаты, полученные в рамках настоящей диссертационной работы, представлялись и обсуждались на 7 всероссийских и 12 международных конференциях. По теме диссертации опубликовано 28 печатных работ, 9 из которых в рецензируемых статьях, рекомендованных ВАК РФ и включенных в базы данных Web of Science или Scopus, и 19 в сборниках трудов конференций. Полный список публикаций приведен на страницах 176-179 диссертации.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 190 страниц, включая 12 таблиц и 106 рисунков. Список использованной литературы содержит 151 наименование.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность выбранной темы исследования, характеризуется степень ее разработанности, определяются цели и задачи, обосновывается выбор предмета и объекта исследования. Также формулируются основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе проведен подробный литературный анализ по теме диссертации.

Во второй главе приведено обоснование выбора новых ГС 2-го типа Cd(Zn)S/Zn(S)Se для ПДЛ, а также перечислены преимущества и недостатки исследуемых ГС по сравнению с наиболее известными и широко исследованными ГС типа ZnCdSe/ZnSe или ZnSe/ZnMgSSe. Кроме того, обоснован переход от ГС CdZnS/ZnSSe к ГС CdS/ZnSe/ZnSSe.

Третья глава посвящена моделированию и расчету исследуемых ГС.

В четвертой главе приведены результаты экспериментальных исследований, выращенных ГС 2-го типа CdS/ZnSe.

В пятой главе приводятся характеристики полупроводниковых лазеров, созданных на основе выращенных ГС.

В заключении подведены итоги диссертационного исследования, изложены его основные выводы и обобщающие результаты. Также приведены список цитируемой литературы и список публикаций автора по теме диссертации.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Классификация полупроводниковых ГС по разрыву зон

С точки зрения взаимного расположения краев валентной зоны и зоны проводимости двух контактирующих полупроводниковых материалов, ГС классифицируются на три типа: 1-го, 2-го и 3-го типов (рисунок 1) [42].

В ГС 1-го типа, запрещенная зона более узкозонного полупроводника полностью находится внутри запрещенной зоны широкозонного полупроводника (рисунок 1,а). В них, электрон и дырка локализованы внутри ямы, ограниченной барьерами, что приводит к хорошему перекрытию их волновых функций и высоким значениям квантового выхода. Поэтому их эффективно используют в лазерах и светодиодах. К ГС с разрывами зон 1-го типа относятся следующие системы материалов: GaAs/AlGaAs, GaInP/AlGaInP, InGaN/GaN, InGaAs/GaAs, GaSb/AlSb, ZnSe/ZnSSe, ZnCdSe/ZnSSe, InAs/GaAs, HgTe/CdTe, InGaAsP/InP, GaAsP/GaAs, ZnS/ZnSe, GaAs/GaP и т.д.

В ГС 2-го типа, запрещенные зоны полупроводников перекрываются частично (рисунок 1,б). В них яма для электронов является барьером для дырок или наоборот. При малом уровне возбуждения перекрытие волновых функций электрона и дырки мало, поэтому их трудно использовать в качестве источников излучения. Примерами ГС с разрывами зон 2-го типа являются следующие: InAs/AlSb, InGaAs/GaSbAs, CdS/ZnSe, CdSe/CdS, ZnCdS/ZnSSe, ZnSe/ZnTe, CdTe/ZnTe и др.

При оптическом возбуждении ГС-р 2-го типа, последующая релаксация электронов и дырок приводит к их пространственному разделению. При разделении носителей заряда разного знака в пространстве, в структуре возникают внутренние электрические поля, которые при высокой концентрации разделенных носителей вызывают изгиб зон. В свою очередь, изгиб зон приводит к сдвигу уровней энергии электронов и дырок в сторону увеличения энергии оптического перехода. Это также приводит к увеличению перекрытия волновых функций электрона и дырки, что позволяет надеяться на успешное применение таких ГС в полупроводниковых лазерах.

В ГС 3-го типа, запрещенные зоны контактирующих полупроводников вовсе не перекрываются (рисунок 1,в). К ГС с разрывами зон 3-го типа относятся такие системы материалов как InAs/GaSb, InAs/InSb.

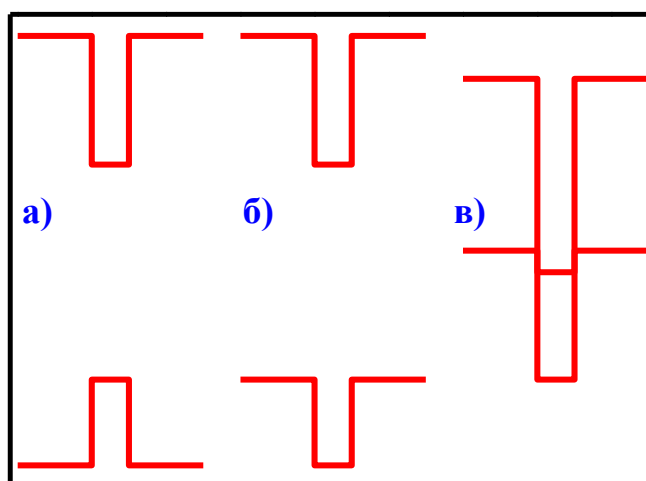


Рисунок 1 - Схематическое изображение 3Д ГС 1-го (а), 2-го (б) и 3-го (в) типов.

1.2 Современное состояние исследований и разработок в области ПДЛ

Поверхностно излучающий полупроводниковый лазер с внешним зеркалом или полупроводниковый дисковый лазер (ПДЛ) интенсивно развивается с момента выхода первой публикации в 1997 году, где впервые была использована ГС с резонансно-периодическим усилением, и в качестве накачки использовалось излучение ЛД [5]. Интенсивное развитие ПДЛ, в частности с оптической накачкой связано с высокой мощностью излучения (~1-100 Вт в непрерывном режиме), широким спектральным диапазоном длин волн (от УФ до ТГц), высоким качеством пучка (~5-10 мрад), относительно малым уровнем спонтанного шума, узкой шириной линии (<1 нм) и отсутствием релаксационных колебаний [1-40]. Благодаря этому, данный тип лазеров имеет решающее значение для широкого спектра применений в ряде научных и промышленных областей.

В настоящее время ПДЛ в основном работают на соединениях A^3B^5 , которые выращиваются на трех типах подложек, - GaAs, InP и GaSb [1-40]. Эти лазеры несмотря на то, что на основной частоте излучают в относительно узком спектральном диапазоне (в ближней (GaAs, InP) и в начале средней (GaSb) ИК области спектра), возможность использования различных нелинейных эффектов

внутри резонатора, позволяет освоить ультрафиолетовый, видимый, средний инфракрасный, а также терагерцовый диапазоны спектра.

С помощью использования структур SESAM (semiconductor saturating absorption mirror, полупроводниковое зеркало с насыщающимся поглотителем) и MIXSEL (mode-locked-integrated external cavity surface emitting laser, объединение структуры SESAM со структурой VECSEL), в ПДЛ также возможно достижение режима работы коротких импульсов [43-55].

В настоящее время, состояние освоения различных спектральных диапазонов ПДЛ, работающими на основной частоте выглядит таким образом, что лазеры на основе структуры: GaInAsSb/AlGaAsSb/GaSb перекрывают область $\sim 2-2.8$ мкм; InGaAsP/InP – ~ 1.5 мкм; AlGaInAs/InP (объединение БЗ и АО, выращенные на разных подложках) – $\sim 1.25-1.6$ мкм; GaInNAs/GaAs (состав азота $\sim 1\%$) – $\sim 1.2-1.3$ мкм; InAs/GaAs (квантовые точки) – $\sim 1-1.3$ мкм; GaAsSb/GaInAs/GaAs (ГС 2-го типа) – ~ 1.2 мкм; InGaAs/GaAs – $\sim 0.9-1.18$ мкм; GaAs/AlGaAs – $\sim 750-870$ нм; InP/AlGaInP/GaAs (квантовые точки) – $\sim 700-750$ нм; GaInP/AlGaInP/GaAs – $\sim 630-690$ нм; A4B6 (PbSe или PbTe на подложках BaF₂ или Si) – $\sim 3.3-5.3$ мкм [1-40, 43-55].

Для продвижения в длинноволновую область спектра на основе ГС из соединений A³B⁵, в ПДЛ используют различные нелинейные эффекты, такие, как генерация разностной частоты, оптическая параметрическая генерация и вынужденное комбинационное рассеяние (Рамановское преобразование). В частности, в [6] с помощью генерации разностной частоты, в ПДЛ при комнатной температуре достигнуто терагерцовое излучение на 1 и 1.9 ТГц с выходными мощностями в непрерывном режиме ~ 0.4 и 2 мВт соответственно.

Для продвижения же в коротковолновую область спектра ($\sim 220-650$ нм), в ПДЛ, в настоящее время используется внутриврезонаторная генерация суммарной частоты. В данном случае несмотря на то, что видимый и ближний УФ диапазон можно перекрыть относительно простым преобразованием частоты во вторую гармонику, для продвижения в актуальный средний УФ диапазон необходимо осуществить генерацию третьей или четвертой гармоник. Это усложняет

оптическую схему лазера и понижает эффективность лазерной системы в целом. Кроме того, данные системы довольно прецизионные. Средний УФ диапазон перспективно может быть освоен относительно простым удвоением частоты внутри резонатора ПДЛ, работающего на основной частоте в сине-зеленой области спектра. В связи с этим, целесообразно создать ПДЛ, работающие на основной частоте в сине-зеленом диапазоне спектра. Для этой цели необходимо использовать широкозонные соединения A^2B^6 или A^3N .

В настоящее время известны лишь две работы по реализации ПДЛ на основе широкозонных соединений [56, 57]. Кратко остановимся на рассмотрении данных работ.

В работе [56] был реализован ПДЛ с оптической накачкой на основе резонансно-периодической структуры InGaN/GaN с длиной волны излучения 393 нм, работающий в импульсно-периодическом режиме. Для формирования резонатора, на поверхность выращенной ГС напылилось зеркало из диэлектрических слоев. Резонатор был сформирован между данным диэлектрическим зеркалом и внешним зеркалом со стороны сапфировой подложки. Структура возбуждалась мощными импульсами азотного лазера с длиной волны излучения 337 нм. Излучение лазера выводилось через сапфировую подложку с буферным слоем.

Основываясь на том, что для нитридных соединений, выращенную ГС с КЯ невозможно отделить от ростовой подложки, с сохранением оптического качества поверхности, данная конструкция лазера в принципе не приемлем для режима работы непрерывной генерации. Буферный слой с толщиной ~ 4 мкм и сапфировая подложка с толщиной ~ 400 мкм препятствуют охлаждению АО лазера с данной стороны. С другой стороны, через диэлектрическое БЗ также практически невозможно отводить тепло из-за большого значения теплового сопротивления. Данную проблему можно было бы решить удалением сапфировой подложки и утонением буферного слоя с помощью, например, лазерной обработки. Буферный слой внутри резонатора также вносит дополнительные оптические потери.

Еще одним решением данной проблемы может стать создание встроенного БЗ из нитридных соединений. Следует отметить, что на настоящий момент уже реализованы лазеры типа VCSEL на основе соединений A^3N , как с использованием двух брэгговских зеркал из диэлектрических слоев, так и с помощью одного БЗ на основе нитридных соединений и одного диэлектрического зеркала [58-73]. Однако, в лазерах типа VCSEL, требования к морфологии поверхностей слоев значительно ниже по сравнению с аналогичными требованиями в ПДЛ, поскольку расходимость генерируемого излучения в VCSEL значительно выше. В частности, структуры на основе нитридов, часто имеют столбчатую структуру. Это может приводить к рассеянию генерируемого излучения. В лазере типа VCSEL, типичный угол расходимости находится в диапазоне 5-10 градусов. Рассеяние излучения на малые углы по сравнению с 10 градусами дает небольшие потери в VCSEL. При использовании же внешнего зеркала (случай ПДЛ), которое должно сформировать излучение с расходимостью ~5-10 мрад, даже небольшое рассеяние генерируемого излучения, может уже вносить существенные оптические потери. В связи с этим, пока не удастся реализовать эпитаксиальное брэгговское зеркало для ПДЛ из нитридных соединений.

С точки зрения спектрального диапазона, нитридные соединения также имеют некоторые проблемы. Известно, что даже в инжекционных лазерах на основе нитридов, наилучшие результаты до сих пор достигнуты в основном в диапазоне спектра ~400-500 нм. Продвижение в зелено-желтый диапазон спектра (~500-600 нм) осложнено проблемой сегрегации In, что приводит к ухудшению выходных характеристик лазера. При продвижении в УФ область спектра, возникает проблема *p*-типа легирования и контактов. В частности, не удастся получить достаточно низкое сопротивление слоев *p*-типа ((Al)GaN:Mg) и омических контактов. Кроме того, также наблюдается деградация ГС при выжигании контактов. Тем не менее, созданы лазеры и в диапазонах ~360 нм и ~530 нм, однако они имеют низкие характеристики.

Соединения A^2B^6 , с точки зрения лазеров с оптической накачкой, лишены ряда вышеперечисленных недостатков, которые характерны для соединений A^3N .

В частности, их легко можно отделить от ростовой подложки GaAs, для дальнейшего изготовления АЭ ПДЛ. Также, при росте соединений A^2B^6 можно использовать коммерчески доступные подложки GaAs и InP, и не возникают особых проблем с согласованием параметров кристаллических решеток.

В работе [57] впервые реализован ПДЛ на основе ГС из соединений A^2B^6 . Была использована ГС Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с 30 КЯ, выращенная методом ГФЭЭОС на подложке GaAs. Накачка структуры осуществлена продольно с помощью электронного пучка, которая является альтернативой для накачки структур в диапазонах, где отсутствуют мощные ЛД. Следует отметить, что на тот момент практически отсутствовали коммерчески доступные лазерные диоды необходимой мощности и длины волны для накачки структур, излучающих в синих и зеленых диапазонах спектра. В результате, при энергии электронов 42 кэВ, достигнута 1.4 Вт пиковой мощности генерации при длительности импульса ~ 25 нс. Длина волны излучения составляла 465 нм. Полный угол расходимости в устойчивом резонаторе с длиной ~ 29 мм, был равен примерно 7 мрад, что близко к дифракционному пределу. Таким образом, в данной работе была показана принципиальная возможность использования ГС из соединений A^2B^6 в ПДЛ. Однако, в связи с недоступностью коммерческих ЛД необходимой мощности для накачки структур, излучающих в синей и зеленой областях спектра, а также из-за громоздкости системы электронной накачки и невозможности реализации непрерывного режима генерации с использованием электронной накачки, что связано с малой ($\sim 30\%$) эффективностью данного типа накачки, исследования в данном направлении прекратились.

Основываясь на том, что в настоящее время уже коммерчески доступны мощные ЛД фиолетового диапазона спектра на основе InGaN, необходимых для накачки структур, излучающих в сине-зеленой области спектра, целесообразно расширить спектр ПДЛ до сине-зеленого диапазона на основной частоте, с перспективой внутррезонаторного удвоения частоты для продвижения в востребованный для ряда применений средний УФ диапазон.

1.3 Принципы работы и типы современных ПДЛ

Типичная структура обычного ПДЛ, также называемого поверхностно-излучающим лазером с вертикальным внешним резонатором («VECSEL» - vertical-external-cavity surface-emitting laser), состоит из встроенного БЗ и АО с КЯ [1-26]. БЗ состоит из чередующихся четвертьволновых слоев (часто эпитаксиальных) с меньшими и большими показателями преломления. Коэффициент отражения БЗ должен быть достаточно высоким ($>99.5\%$). В связи с этим, БЗ необходимо изготовить из большего числа пар слоев ($\sim 20-40$). АО состоит из нескольких (~ 10) КЯ с толщинами $\sim 5-10$ нм, разделенных между собой барьерными слоями с толщинами $\sim 100-200$ нм. В ПДЛ, в отличие от лазеров типа VCSEL, где структура состоит из одной КЯ, как правило используются структуры с ~ 10 КЯ. Это связано с необходимостью однородного и эффективного возбуждения структуры при оптической накачке, при условии, что квант накачки не сильно превышает край полосы поглощения структуры. Кроме того, с увеличением числа КЯ, уменьшаются требования на добротность резонатора. Вся АО с КЯ, вместе с БЗ, выращиваются на ростовой подложке толщиной ~ 500 мкм, в едином технологическом процессе. Зеркалами оптического резонатора ПДЛ служат встроенное БЗ и внешнее сферическое зеркало. Длина резонатора ПДЛ может составлять от ~ 1 мм до ~ 1 м.

Для работы ПДЛ необходимо выполнение условия резонансного периодического усиления, согласно которому КЯ должны размещаться в пучностях стоячей волны резонатора. При оптической или электронной накачке ГС, неравновесные носители генерируются в основном в барьерных слоях, после чего собираются в КЯ и рекомбинируют там. Эффективность лазера и другие основные характеристики существенно зависят от эффективности сбора этих носителей. В связи с этим, на толщину барьерных слоев накладывается ограничение, определяемое длиной диффузии носителей в материале АО. В частности, если толщина барьерных слоев существенно превышает удвоенную длину диффузии неравновесных носителей в данном материале, то часть неравновесных носителей будут рекомбинировать в самих барьерных слоях, не успев достигнуть квантовых

ям. Длина диффузии неравновесных носителей в барьерных слоях должна быть достаточно большой для достижения эффективной генерации. Для бинарных соединений A^2B^6 , типа ZnSe, предельная длина диффузии составляет величину ~300-400 нм [74].

В ПДЛ также имеется возможность прямой оптической накачки непосредственно в КЯ структуры [75-78]. Это позволяет снизить квантовый дефект (соответственно и нагрев), улучшить температурный режим работы лазера, уменьшить порог генерации, повысить эффективность и мощность лазера. Однако, в этом случае существенно уменьшается доля накачки, поглощенная за один проход в АО. Поэтому требуется использовать многопроходную систему оптической накачки ГС.

В современных ПДЛ, в основном используется оптическая накачка с помощью излучения ЛД или линейки лазерных диодов с волоконным выводом излучения. С точки зрения теплоотвода и метода изготовления АЭ, современные ПДЛ с оптической накачкой в целом разделяют на две группы: ПДЛ с сохранением ростовой подложки (рисунок 2,а); ПДЛ с удалением ростовой подложки (рисунок 2,б).

В случае ПДЛ с сохранением ростовой подложки, из-за трудности отвода тепла через ростовую подложку, используется внутрирезонаторная алмазная пластина высокого оптического качества и с высоким коэффициентом теплопроводности. В случае же ПДЛ с удалением ростовой подложки, выращенная эпитаксиальная ГС переносится на другую подложку (Cu, алмаз, SiC) с лучшей теплопроводностью. В такой схеме, на ростовой подложке сначала выращивается квантоворазмерная ГС, затем БЗ. После этого, брэгговским зеркалом структура припаивается к другому теплоотводу (Cu, алмаз, SiC), а ростовая подложка затем удаляется. В частности, в работе [7], где достигнута рекордная выходная мощность в 106 Вт в непрерывном режиме на длине волны вблизи 1.03 мкм (InGaAs/GaAs), структура с квантовыми ямами и брэгговским зеркалом паялась к алмазной подложке, пристыкованной к медному теплоотводу, который охлаждался Пельтье элементом.

Следует отметить, что в ряде случаев, из-за высокого теплового сопротивления БЗ, используют комбинированный теплоотвод, когда тепло удаляется и через припаянное БЗ, и через алмазную пластину, пристыкованную с другой стороны к АО лазера.

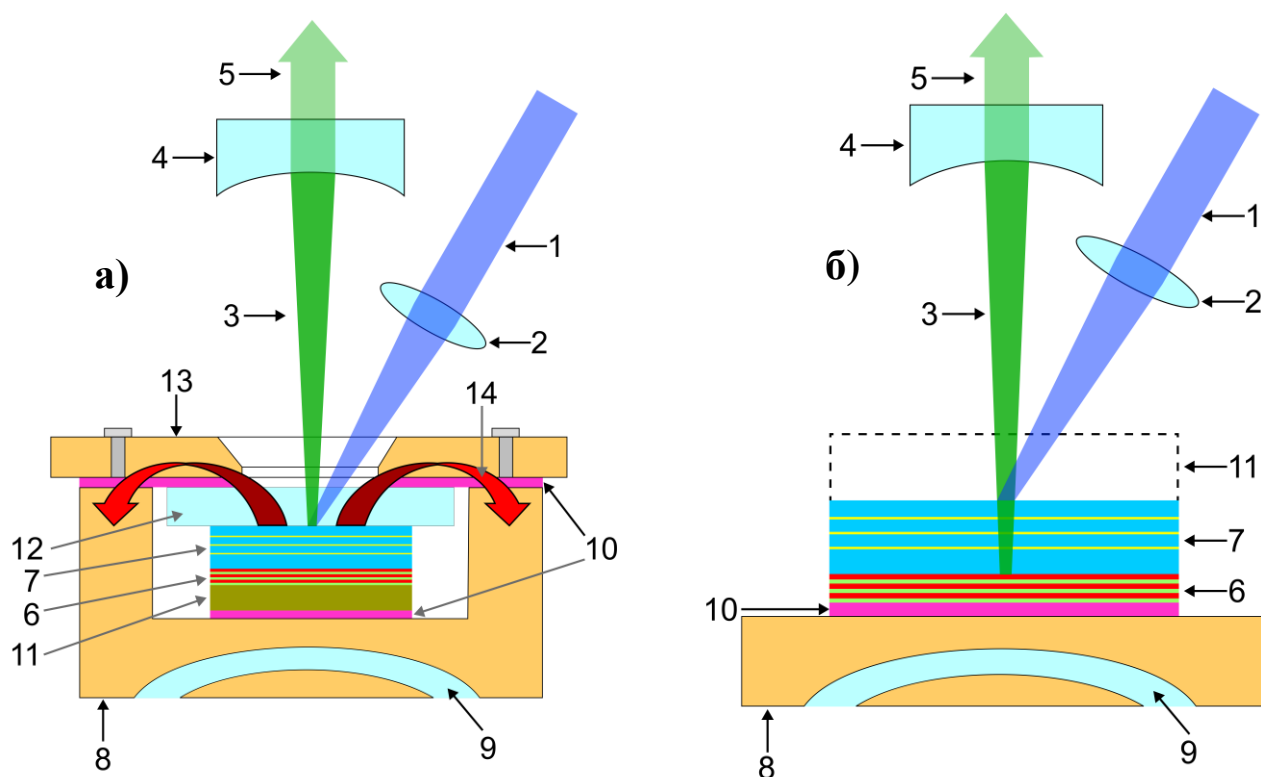


Рисунок 2 - Схема ПДЛ: а) с сохранением ростовой подложки; б) с удалением ростовой подложки. 1 – накачка; 2 – линза; 3 – поле внутри резонатора; 4 – внешнее зеркало; 5 – выходное излучение; 6 – встроенное БЗ; 7 – АО с КЯ; 8 – медный теплоотвод; 9 – охлаждающая жидкость (вода); 10 – индиевая фольга; 11 – ростовая подложка (на рис. справа она удалена); 12 – алмазная пластина; 13 – медная пластина с отверстием; 14 – тепловой поток.

Основываясь на концепции схемы ПДЛ с удалением ростовой подложки, в последние годы интенсивно развивается другой тип лазеров - мембранные ПДЛ без встроенного БЗ (DBR-free membrane semiconductor disc laser или «MECSEL» - membrane external cavity surface emitting laser) [27-40]. В лазерах такого типа, АО с КЯ необходимо зажимать между двумя теплоотводами (часто из алмаза или SiC), а оптический резонатор формируется двумя внешними сферическими зеркалами (рисунок 3). АО с КЯ устанавливается вблизи перетяжки поля внутри резонатора. Такие лазеры дают перспективу не только с точки зрения улучшения отвода тепла, но и также позволяют использовать полупроводниковые соединения, для которых

практически невозможно выращивать бездефектные встроенные эпитаксиальные БЗ из-за отсутствия пар материалов с требуемым скачком показателей преломления и с согласованными параметрами решеток с ростовой подложкой. Данное направление ПДЛ, в частности перспективно для соединений A^2B^6 , что связано с возможностью удаления ростовой подложки с этих соединений. Следует отметить, что ПДЛ на соединениях A^2B^6 также можно реализовать путем предварительного нанесения диэлектрического зеркала на поверхность выращенной квантоворазмерной ГС, приклеивания ГС этим зеркалом к хладопроводящей подложке, удалением ростовой подложки и пристыковыванием алмазного теплоотвода к свободной поверхности. Однако, в этом случае из-за разных КТР диэлектрического зеркала и ГС, возникает проблема, связанная с упругими механическими напряжениями, приводящими к растрескиванию ГС при высоких уровнях возбуждения. В связи с этим, в случае соединений A^2B^6 , для создания ПДЛ непрерывного режима работы, целесообразно использовать два внешних зеркала, а ГС зажимать между двумя алмазными пластинами.

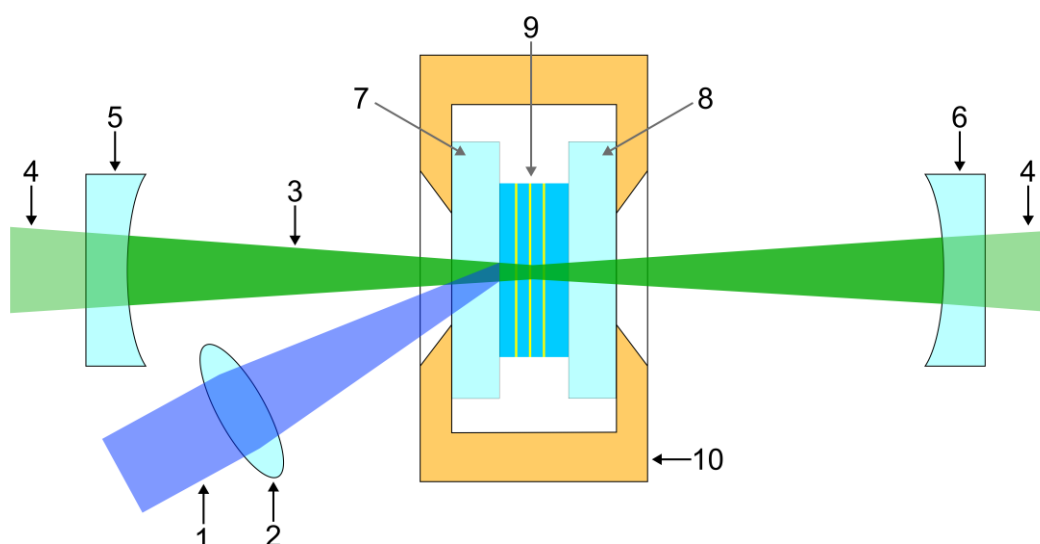


Рисунок 3 - Схема мембранного ПДЛ с двумя внутрирезонаторными теплоотводами. 1 – накачка; 2 – линза; 3 – поле внутри резонатора; 4 – выходное излучение; 5, 6 – зеркала резонатора; 7, 8 – алмазные пластины; 9 – АО с КЯ; 10 – конструкция теплоотвода на основе меди.

В ПДЛ также возможны инжекционная накачка [8], и накачка электронным пучком [15]. Однако, эти лазеры в настоящее время недостаточно развиты и уступают по своим характеристикам ПДЛ с оптической накачкой.

1.4 Пути освоения зеленого и среднего УФ диапазонов

Актуальность исследования зеленого и среднего ультрафиолетового (СУФ) диапазонов в настоящее время связана с отсутствием промышленно выпускаемых, компактных полупроводниковых лазеров в этих диапазонах [74, 79-81]. Прежде чем перейти к рассмотрению потенциальных путей освоения зеленого и СУФ диапазонов, отметим некоторые возможные области применения этих двух диапазонов.

К основным применениям источников зеленого диапазона относятся следующие [74, 79-81]: 1) проекционные устройства (лазерное проекционное телевидение) - пикопроекторы смартфонов, лэптопов (прямая передача информации с проектора телефона на большой экран); 2) есть окно прозрачности в морской воде – подводная связь, снятие рельефа морского дна; 3) флуоресцентные исследования в биологии и медицине; 4) системы оптической связи малого радиуса – пластиковые ВОЛС (550 нм); 5) измерительные системы и целеуказание – максимум чувствительности человеческого глаза; 6) всепогодное обеспечение навигационной безопасности транспортных средств.

Основные области применения источников СУФ диапазона (~200-300 нм) следующие [74, 81-87]: 1) очистка (дезинфекция) воды, воздуха, продуктов питания, предметов (264 нм – линия «убийца» бактерий); 2) отсутствие солнечного шума в этом диапазоне позволяет различить УФ сигналы, например, запуск ракет на фоне солнечного спектра, поскольку атмосфера земли полностью поглощает излучение солнца в этом диапазоне; 3) спектроскопия – обнаружение биологических угроз, идентификация биологических молекул (компонент биологического и химического оружия); 4) люминесцентная микроскопия; 5) производство медикаментов, витаминов; 6) медицина (лечение, дерматология, стоматология - фотополимеризация пломб); 7) лакокрасочная промышленность; 8)

передача информации на относительно короткие расстояния; 9) при изготовлении оптоволоконных элементов, в частности брэгговских решеток; 10) фотолитография, лазерная гравировка, печать.

В настоящее время принимают ряд попыток по освоению СУФ диапазона путем создания компактных полупроводниковых лазеров и светодиодов. По сравнению с другими известными источниками, такими как ртутные и эксимерные лампы, эксимерные лазеры, высокие гармоники твердотельных лазеров, полупроводниковые источники обладают рядом преимуществ. Они в принципе могут непрерывно охватить весь этот диапазон, потенциально имеют более высокий КПД и значительно меньшие размеры и вес.

Видимый диапазон в принципе относительно легко можно перекрыть, используя как внутривибраторное удвоение частоты ПДЛ, работающего вблизи 1 мкм, так и с помощью ЛД на основе соединений A^3N . В связи с появлением в последнее время довольно мощных ЛД на основе InGaN, другим направлением освоения видимого диапазона в целом, и зеленого в частности, может стать ПДЛ на основе соединений A^2B^6 . ЛД на основе полупроводников A^2B^6 до сих пор отсутствуют из-за ненадежности *p*-типа легирования и контактов.

СУФ диапазон в перспективе может быть освоен в основном следующими способами:

1) С помощью создания лазера на основе AlGaN (основная частота) или InGaN (частота 2-й гармоники).

AlN является также, как GaN прямозонным материалом, и имеет широкую запрещенную зону ~6.1 эВ, что соответствует излучению с длиной волны вблизи ~200 нм. У GaN, E_g ~3.4 эВ (365 нм), и, следовательно, твердый раствор AlGaN полностью может перекрыть средний ультрафиолетовый диапазон. С точки зрения инжекционных лазеров на AlGaN в этом диапазоне до сих пор не решены проблемы, связанные с *p*-типом легирования и контактов. В отличие от твердого раствора AlGaN, инжекционные лазеры на основе InGaN в настоящее время эффективно работают. Однако, преобразование частоты во вторую гармонику вне резонатора ЛД на основе InGaN затруднено по причине низкого качества пучка. Для генерации

2-й гармоники необходим достаточно сильно коллимированный тонкий пучок. Это можно достичь в лазерах с внешним зеркалом. Создание ЛД с внешним зеркалом также затруднено, что связано с трудностью попадания генерируемого излучения обратно в структуру с толщиной ~ 1 мкм. Кроме того, ЛД с внешним зеркалом довольно чувствительны к внешним воздействиям. Наиболее эффективным и простым способом удвоения частоты является нелинейное преобразование внутри резонатора ПДЛ. В нем, мощность внутри резонатора в ~ 100 раз выше по сравнению с мощностью излучения, выходящего наружу при оптимальных зеркалах. При создании ПДЛ на основе данного материала, имеется проблема, связанная с изготовлением БЗ высокого качества. Кроме того, данные соединения практически невозможно отделить от ростовой подложки, что ограничивает их использование в ПДЛ «мембранного» типа с двумя внешними зеркалами.

2) С помощью создания ПДЛ на соединениях A^3B^5 , с последующим внутрирезонаторным преобразованием частоты в третью и четвертую гармонику. Оптическая схема таких лазеров сложная, прецизионная и с низким значением КПД.

3) С помощью реализации ПДЛ, работающего в сине-зеленом диапазоне спектра на основной частоте, с перспективой последующего внутрирезонаторного удвоения частоты. В этом случае целесообразно использовать соединения A^2B^6 , что связано с отсутствием принципиальных физических ограничений по сравнению с соединениями A^3N .

1.5 Перспективы использования ГС с разрывами зон 2-го типа в ПДЛ

Известно, что ГС 2-го типа, в отличие от ГС 1-го типа, более перспективны не с точки зрения создания лазеров на их основе, а с точки зрения накопления зарядов, – то есть в фотоприемниках. Однако, в отдельных случаях они также эффективно могут применяться в качестве АО полупроводниковых лазеров. Использование ГС с разрывами зон 2-го типа в полупроводниковых лазерах, в целом может потенциально снять ограничение, связанное с тем, что длина волны излучения определяется шириной запрещенной зоны материала КЯ.

ГС-ы 2-го типа из соединений A^3B^5 ранее уже использовались в ПДЛ [4, 88-91]. В частности, в [88] реализован ПДЛ на основе улучшенной конфигурации ГС 2-го типа (GaAs/(GaIn)As/Ga(AsSb)/(GaIn)As/GaAs), имеющую «W» - образную форму зонной диаграммы (рисунок 4). Сообщалось о получении до 4 Вт выходной мощности в непрерывном режиме, используя такую конфигурацию зонной диаграммы ГС.

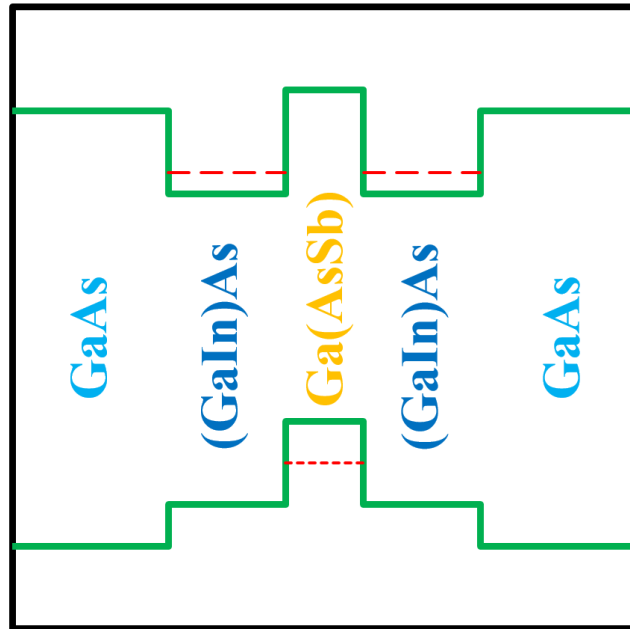


Рисунок 4 - ГС 2-го типа с «W» - образной конфигурацией ЗД, использованная в ПДЛ [88].

ГЛАВА 2. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА НОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР 2-ГО ТИПА Cd(Zn)S/Zn(S)Se ИЗ СОЕДИНЕНИЙ A²B⁶ ДЛЯ ПДЛ

2.1 ГС CdZnS/ZnSSe, излучающая в голубой области спектра

Основываясь на диаграмме « $E_g - a$ » (ширина запрещенной зоны - параметр решетки) полупроводниковых соединений, которая представлена на рисунке 5, полупроводниковые лазеры сине-зеленого диапазона в основном можно реализовать на основе следующих ГС из соединений A²B⁶: ZnCdSe/ZnSSe//GaAs, CdSSe/CdZnS//CdS, CdZnS/ZnSSe//GaAs, ZnCdSe/ZnSe//ZnSe, ZnCdSe/ZnMgCdSe//InP, CdSSe/ZnSSe//GaAs, ZnTe/ZnMgSeTe//GaSb, ZnCdSe/ZnMgSSe//GaAs, ZnSe/ZnMgSSe//ZnSe, CdS/CdZnMgSe//CdS, ZnCdSe/ZnMgSe//CdS, ZnTe/ZnMgSeTe//GaSb.

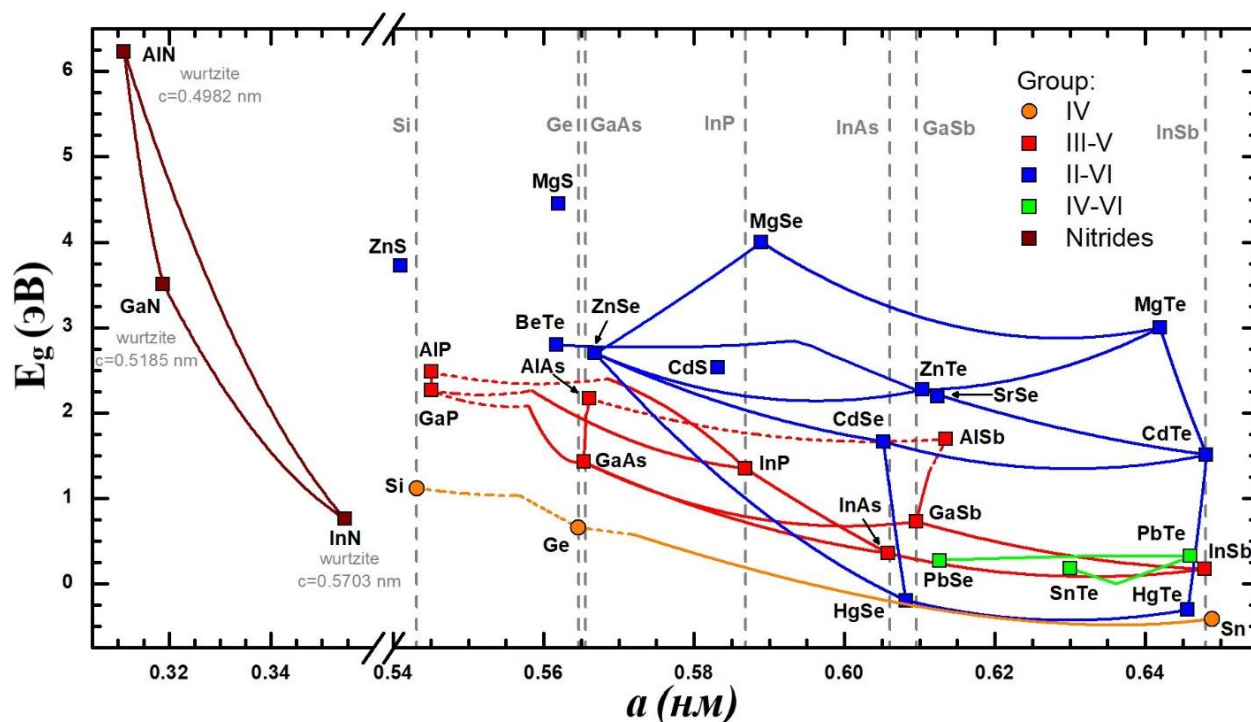


Рисунок 5 - Диаграмма « $E_g - a$ » (ширина запрещенной зоны - параметр решетки) для некоторых бинарных (A²B⁶, A³B⁵, A⁴B⁶) и элементарных (Si, Ge) полупроводников.

Большинство из вышеперечисленных ГС широко изучены в работах [57, 74, 79, 81, 92-100], однако ПДЛ реализован лишь на основе ГС Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с накачкой электронным пучком [57]. В связи с рядом преимуществ, перечисленных ниже, наибольший интерес представляет ГС 2-го типа Cd(Zn)S/Zn(S)Se. На основе данной ГС также не реализован ПДЛ. В работах [74, 99, 100] исследован лишь

частный случай данной ГС, когда параметры решеток всех слоев структуры близки к параметру решетки ростовой подложки GaAs. Поэтому, для создания ПДЛ, излучающего в сине-зеленом диапазоне спектра, в настоящей работе выбрана малоизученная ГС 2-го типа Cd(Zn)S/Zn(S)Se.

К преимуществам выбранной ГС Cd(Zn)S/Zn(S)Se по сравнению с широко исследованными гетероструктурами (ZnCdSe/ZnSe, ZnSe/ZnMgSSe) относятся следующие:

1) Малое внутреннее поглощение при неоднородной накачке КЯ. Данное преимущество связано со слабым поглощением излучения возбужденных КЯ в невозбужденных КЯ из-за слабого перекрытия волновых функций носителей заряда в невозбужденных КЯ.

2) Достижимо полное согласование всех слоев ГС с подложкой. ГС Cd(Zn)S/Zn(S)Se интересна тем, что при использовании составов Zn в $\approx 44\%$ и S в $\approx 8\%$ в твердых растворах CdZnS и ZnSSe соответственно ($\text{Zn}_{0.44}\text{Cd}_{0.56}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$), можно получить практически полностью согласованную структуру по параметру решетки с ростовой подложкой GaAs.

3) Более устойчива к взаимной диффузии атомов. Из-за более прочных серных химических связей по сравнению с селеновыми связями, предполагается, что ГС Cd(Zn)S/Zn(S)Se в отличие от ранее изученных ГС типа Zn(Cd)Se/Zn(Mg)SSe, менее подвержена твердотельной диффузии при температурах эпитаксиального роста и интенсивном возбуждении.

Недостаток рассматриваемой ГС заключается в том, что она относится к ГС-м с разрывами зон 2-го типа (рисунок 6). В ГС 2-го типа наблюдается пространственное разделение генерируемых накачкой носителей заряда. Вследствие этого, в них перекрытие волновых функций электрона и дырки много меньше единицы, что приводит к меньшей скорости излучательной рекомбинации и низкому значению коэффициента усиления по сравнению с аналогичными параметрами в гетероструктурах 1-го типа при одинаковой концентрации неравновесных носителей. Однако, если в гетероструктуре нет других конкурирующих каналов рекомбинации, то при одной и той же интенсивности

накачки, в гетероструктуре 2-го типа концентрация неравновесных носителей будет выше, чем в гетероструктуре 1-го типа. Поэтому порог генерации может быть примерно одинаков. Различие будет лишь в том, что пороговая концентрация неравновесных носителей будет выше в гетероструктуре 2-го типа. Следует отметить, что в настоящее время в лазерах в основном используются структуры с разрывами зон 1-го типа, где перекрытие волновых функций электрона и дырки близко к единице.

В ГС CdZnS/ZnSSe, при низком уровне возбуждения вовсе отсутствуют КЯ для дырок. Они появляются лишь при высоких уровнях возбуждения за счет искривления зон. При малой концентрации неравновесных носителей, электроны локализируются в слоях ZnCdS, а дырки - в широких барьерных слоях ZnSSe. Поэтому перекрытие волновых функций мало. При достаточно высокой концентрации носителей происходит искривление зон вблизи гетерограниц КЯ из-за возникновения кулоновского поля между разделенными в пространстве электронами и дырками. Это приводит к образованию квазитреугольных КЯ для дырок вблизи гетерограниц КЯ, уменьшению залегания квантового уровня для электронов относительно края зоны проводимости барьерных слоев и к увеличению перекрытия волновых функций электрона и дырки (см. гл. 3). Перекрытие волновых функций растет с увеличением концентрации неравновесных носителей. Однако, рост этой концентрации и перекрытия волновых функций ограничен подъемом квантового уровня до уровня края зоны проводимости барьерного слоя, что и приводит к ограничению коэффициента усиления КЯ. В связи с этим, при условии, что основные потери лазера связаны с пропусканием выходного зеркала, при типичных значениях коэффициента пропускания выходного зеркала ПДЛ (~1 %), для преодоления оптического усиления над потерями в лазере на основе данной ГС, необходимо либо увеличивать число КЯ до ~40, либо использовать более добротный резонатор и меньшее (типично ~10 КЯ) количество КЯ. Структуру с ~30-40 КЯ практически невозможно оптически однородно возбуждать, поэтому в лазерах с оптической накачкой обычно используются структуры с ~10 КЯ. По этой причине, в настоящей

работе для исследования лазерных характеристик данной ГС, в качестве источника накачки использовался электронный пучок (см. гл. 5).

Следует отметить, что спектральный диапазон лазера на основе ГС CdZnS/ZnSSe при составах, близких по параметру решетки с ростовой подложкой сильно ограничен (~470-490 нм), что также является ее недостатком. Длина волны излучения лазера на основе этой ГС снизу ограничена краем поглощения барьерного слоя ZnSSe с учетом правила Урбаха (краю собственного поглощения ZnS_{0.08}Se_{0.92} при КТ без учета правила Урбаха соответствует значение ≈453 нм), а сверху - максимальной глубиной залегания квантового уровня в зоне проводимости, зависящей от концентрации неравновесных носителей, при котором достигается оптическое усиление. Далее, в §3.2.2 настоящей работы будут приведены результаты расчета, в частности зависимости спектра излучения (усиления) от уровня возбуждения для гетероструктуры Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}, когда все слои структуры практически полностью согласованы по параметру решетки с ростовой подложкой GaAs. Там же будет рассмотрен случай ГС с толщиной ZnCdS слоя 5 нм, на основе которой нами был реализован полупроводниковый лазер с МР и продольной накачкой электронным пучком (см. гл. 5). Это значение толщины было выбрано с точки зрения достижения наиболее длинноволнового (близкого к зеленой области) излучения. При толщине КЯ выше данного значения, линия спонтанного излучения практически не сдвигается в длинноволновую сторону (см. §3.2.2), что связано с ослаблением квантовых эффектов с толщиной КЯ выше этого значения в данной ГС. Будет показано, что несмотря на то, что при толщине КЯ $h_{\text{КЯ}}=5$ нм, линия излучения при низкой накачке находится в зеленой области спектра, вследствие существенного (~40 нм) сдвига спектра в коротковолновую область с увеличением уровня накачки до порогового значения, генерацию можно достигать лишь в голубой области спектра.

На рисунке 6 представлено схематическое изображение 3Д ГС-ы Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}, согласованной по параметру решетки с ростовой подложкой GaAs при низком уровне возбуждения. При ее построении использовались данные ($U_{\text{C,V}}$, E_{g} , b), приведенные в работах [101-105] (таблица 1) и

методику построения ЗД для твердых растворов [106]. Ширины запрещенных зон твердых растворов при низкой температуре (НТ) и комнатной температуре (КТ) определялись из квадратичной зависимости [103]:

$$E_g(AB_xC_{1-x}) = E_g(AB) \cdot x + E_g(AC) \cdot (1-x) - b \cdot x \cdot (1-x) \quad (1)$$

где b – параметр нелинейности.

Пересчет разрывов зон с одной температуры на другую (с НТ на КТ) производился основываясь на [106]. В таблице 2 представлены итоговые значения разрывов и ширин запрещенных зон для ГС $Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}$ при низкой и комнатной температуре.

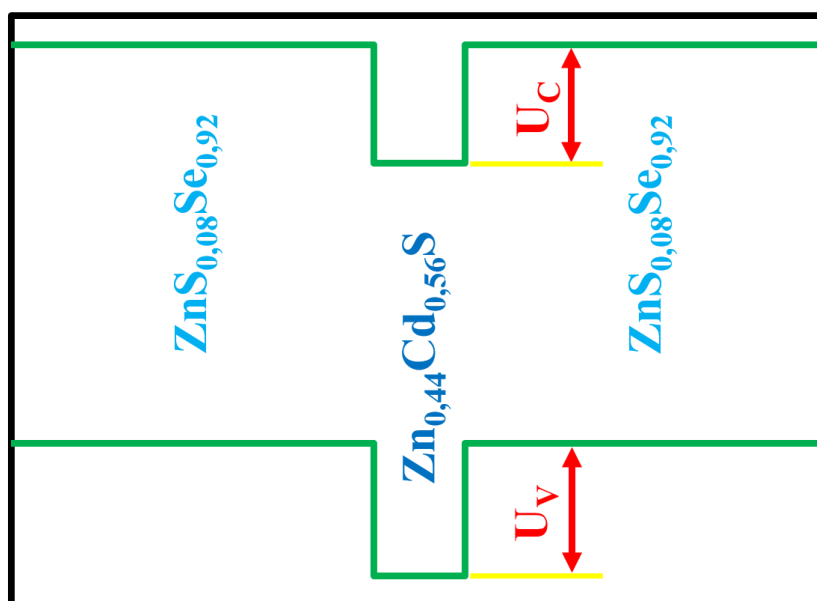


Рисунок 6 - Схематическое изображение ЗД ГС $Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}$, согласованной с ростовой подложкой GaAs при низком уровне возбуждения.

Таблица 1 - Параметры, использованные при построении ЗД исследуемых ГС при низкой (НТ) и комнатной (КТ) температурах.

НТ; КТ			НТ, КТ		НТ		
E_g , эВ			b , эВ		U_c , эВ	U_v , эВ	U_c/U_v
CdS	ZnSe	ZnS	ZnSSe	ZnCdS	CdS/ZnSe		ZnSe/ZnS
2.49 [101]; 2.38 [102]	2.82; 2.7 [103]	3.84; 3.74 [103]	0.57 [103, 104]	0.45 [103, 104]	0.8 [101]	0.47 [101]	0.4 [105]

Таблица 2 - Итоговые значения разрывов и ширин запрещенных зон для ГС $Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}$ при низкой и комнатной температурах.

E_g , эВ				U_C , эВ		U_V , эВ	
$Zn_{0.44}Cd_{0.56}S$		$ZnS_{0.08}Se_{0.92}$		$Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}$			
НТ	КТ	НТ	КТ	НТ	КТ	НТ	КТ
2.97	2.87	2.86	2.74	0.42	0.45	0.54	0.58

В связи с вышеуказанными недостатками, как для продвижения в более длинноволновую (зеленую) область спектра, так и для увеличения перекрытия волновых функций электрона и дырки (соответственно и коэффициента усиления), в данной работе осуществлен переход к исследованию другой ГС $CdS/ZnSe/ZnSSe$, где для неравновесных дырок имеются относительно надежные КЯ даже при низком уровне возбуждения.

2.2 ГС $CdS/ZnSe/ZnSSe$, излучающая в зеленой области спектра

Наши исследования показали, что на основе ГС $Cd_{0.56}Zn_{0.44}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}$ можно создать лазеры, излучающие лишь в спектральном диапазоне $\sim 470-490$ нм, который соответствует голубой области спектра (см. §3.2.2). Более длинноволновую (зеленую) область спектра можно освоить путем уменьшения концентрации Zn в КЯ $CdZnS$ вплоть до бинарного состава CdS . В связи с этим, далее была исследована ГС $CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}$, позволяющая освоить более длинноволновый (весь зеленый) спектральный диапазон (в целом от $\sim 470-575$ нм, см. §3.2.1.1).

К преимуществам ГС $CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}$, по сравнению с $ZnCdS/ZnSSe$ ($Cd_{0.56}Zn_{0.44}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}$) можно отнести следующее:

1) Простота технологии выращивания, благодаря бинарности слоев КЯ (CdS и $ZnSe$). При росте согласованной ГС $Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}$, трудно контролировать состав $ZnCdS$ слоев, особенно при условии, когда соотношение VI/II потоков приближается к единице.

2) Перекрытие большого спектрального диапазона. В зависимости лишь от толщины слоя CdS, лазеры на основе данной ГС могут излучать в довольно широком спектральном диапазоне, от голубого до желтого (~470-575 нм, см. §3.2.1.1). Спектральный диапазон лазера на основе ГС CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}, при условии отсутствия Zn в КЯ CdS, в основном определяется толщиной слоя CdS с учетом концентрационного сдвига линии излучения (усиления) ГС с накачкой, при которой достигается оптическое усиление, достаточное для реализации лазера на ее основе. Длина волны излучения лазера на основе ГС CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x} также, как и для ГС Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}, снизу ограничена краем собственного поглощения барьерного слоя ZnSSe с учетом правила Урбаха (~470 нм). Для определения спектральной границы лазера с длинноволновой стороны, необходимо выбрать критическую толщину слоя CdS с учетом двух соседних слоев ZnSe. В §3.2.1.1 приводится теоретическое обоснование возможности реализации лазера на основе ГС CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x} вблизи длины волны ~575 нм.

3) Минимальный скачок показателя преломлений на гетерограницах (<0.1). Благодаря близким показателям преломлений слоев данной периодической структуры, в данной ГС значительно подавлен эффект вытеснения моды резонатора за пределы запрещенной зоны фотонного кристалла, образуемого в периодической многоямной ГС, а также и из центра линии усиления.

4) Существуют относительно надежные КЯ для дырок в отличие от ГС Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92} (см. рисунок 7). Благодаря этому интеграл перекрытия волновых функций, а также соответственно и коэффициент усиления в данной ГС, заметно выше соответствующих величин в ГС Zn_{0.44}Cd_{0.56}S/ZnS_{0.08}Se_{0.92}.

Однако, следует отметить, что данная ГС также относится к ГС-м с разрывами зон 2-го типа, что также приводит к пространственному разделению генерируемых накачкой носителей заряда. Тем не менее, далее в главе 3 будет показано теоретическое обоснование возможности использования данной ГС в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой. Будет показано, что несмотря на недостаток ГС CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}, связанный с низким значением скорости излучательной рекомбинации из-за меньшего значения перекрытия волновых

функций электрона и дырки в ГС-х 2-типа по сравнению со структурами 1-го типа, коэффициент оптического усиления в ней может достигать величин ($\sim 5000 \text{ см}^{-1}$), достаточных для реализации полупроводниковых лазеров с оптической накачкой, в частности ПДЛ на ее основе, при оптимальных (типичных) значениях коэффициента пропускания выходного зеркала. В главе же 5 настоящей работы показано экспериментальное обоснование возможности использования данной ГС в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой.

Схематическое изображение зонной диаграммы ГС $\text{CdS/ZnSe/ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$, построенное аналогично 3Д ГС $\text{Zn}_{0.44}\text{Cd}_{0.56}\text{S/ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$ с помощью обобщения литературных данных работ [101-105], при низком уровне возбуждения, представлено на рисунке 7. Для данной ГС значения разрывов и ширин запрещенных зон при низкой и комнатной температурах представлены в таблице 3 ($x \approx 0.1$, см. §3.1.3). Коррекция разрывов зон при переходе от одной температуры на другую (с НТ на КТ) осуществлялась аналогично случаю ГС $\text{Zn}_{0.44}\text{Cd}_{0.56}\text{S/ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$ (см. §2.1). Барьерными слоями в ГС $\text{CdS/ZnSe/ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ также, как и в CdZnS/ZnSSe являются твердые растворы ZnSSe . Однако, в случае ГС $\text{CdS/ZnSe/ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$, в отличие от согласованной с подложкой ГС $\text{Zn}_{0.44}\text{Cd}_{0.56}\text{S/ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$, состав серы в барьерных слоях должен быть несколько выше, и подбирается из условия компенсации упругих напряжений в ГС (см. гл. 3).

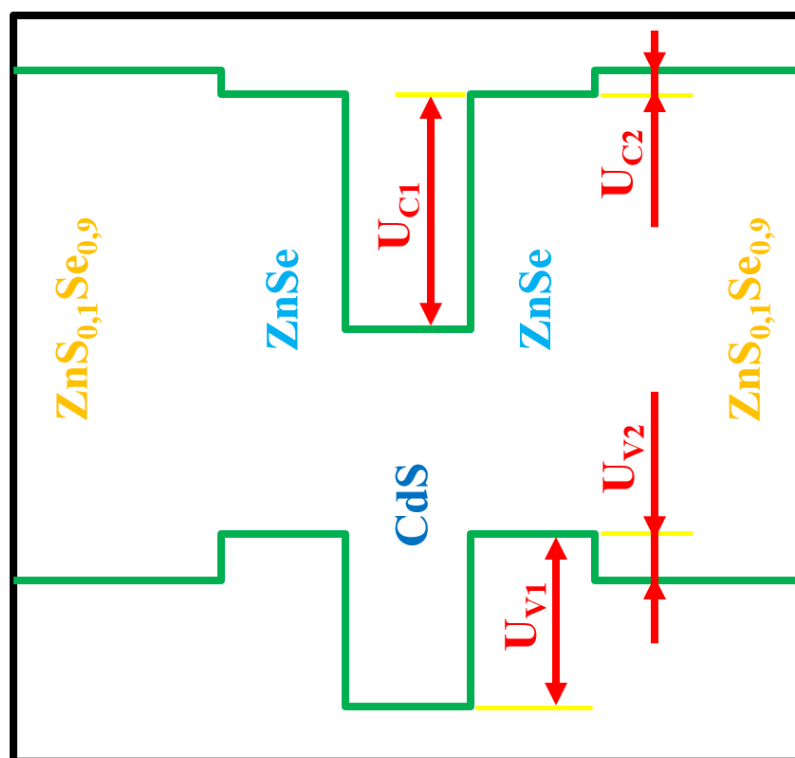


Рисунок 7 - Схематическое изображение 3Д ГС CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x} при низком уровне возбуждения.

Таблица 3 - Значения разрывов и ширины запрещенных зон слоев ГС CdS/ZnSe/ZnS_{0.1}Se_{0.9} при низкой и комнатной температурах.

При НТ						
$E_g(A)$, эВ	$E_g(B)$, эВ	$E_g(C)$, эВ	$U_{C1}(A/B)$, эВ	$U_{C2}(B/C)$, мэВ	$U_{V1}(A/B)$, эВ	$U_{V2}(B/C)$, мэВ
2.49	2.82	2.87	0.8	14	0.47	36
При КТ						
$E_g(A)$, эВ	$E_g(B)$, эВ	$E_g(C)$, эВ	$U_{C1}(A/B)$, эВ	$U_{C2}(B/C)$, мэВ	$U_{V1}(A/B)$, эВ	$U_{V2}(B/C)$, мэВ
2.38	2.7	2.75	0.78	15	0.46	36

Здесь: А - CdS; В - ZnSe; С - ZnS_{0.1}Se_{0.9}.

В рамках настоящей работы были выращены и исследованы различные модификации исследуемой ГС 2-го типа CdS/ZnSe, в частности - структуры с одиночными (один слой CdS) КЯ (ОКЯ) и двойными (два слоя CdS) КЯ (ДКЯ). Дизайны структур типа ОКЯ и ДКЯ представлены на рисунке 8. КЯ в структуре типа ОКЯ состоит из трех слоев (ZnSe/CdS/ZnSe), тогда как в структуре с ДКЯ их пять (ZnSe/CdS/ZnSe/CdS/ZnSe). Структура с ДКЯ позволяет увеличить

суммарную длину усиления АО, а также интеграл перекрытия волновых функций электрона и дырки.

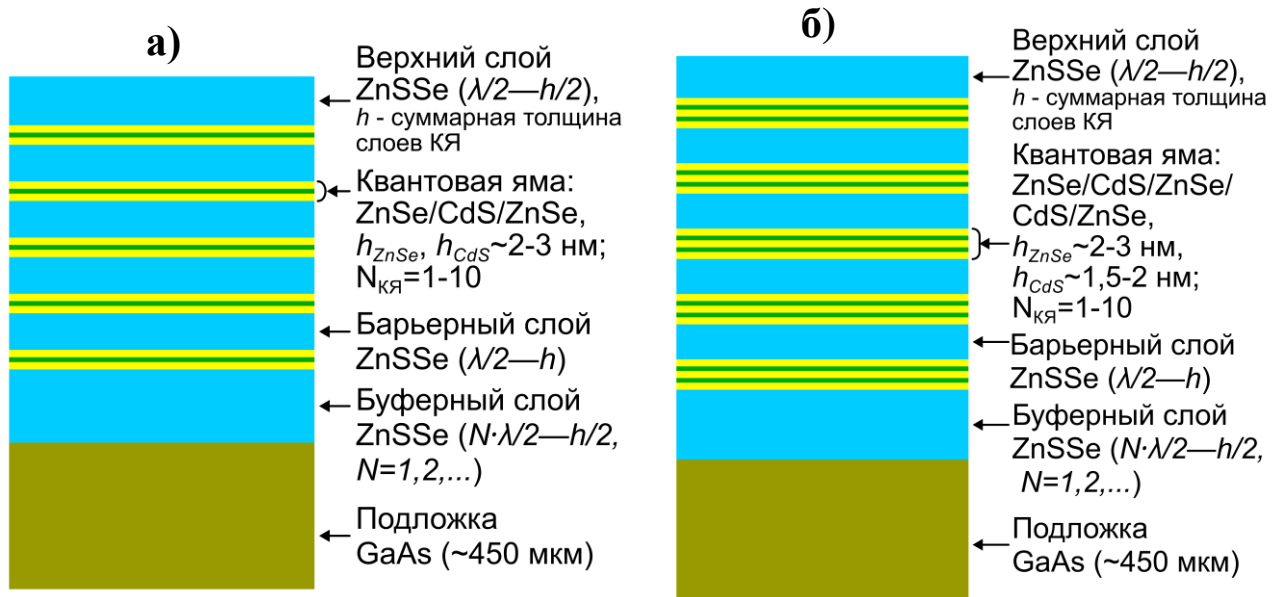


Рисунок 8 - Дизайн ГС с ОКЯ (а) и с ДКЯ (б).

ГЛАВА 3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ГС 2-ГО ТИПА CdS/ZnSe/ZnSSe (CdZnS/ZnSSe).

3.1 Составы и толщины слоев исследуемых ГС 2-го типа CdS/ZnSe/ZnSSe для ПДЛ с учетом компенсации упругих напряжений и достижения резонансно-периодического усиления

3.1.1 Теоретические оценки критических толщин слоев ГС CdS/ZnSe

Одним из самых важных параметров при эпитаксиальном выращивании гетероструктур является критическая толщина эпитаксиального слоя. При толщине выше данной толщины, в слое ГС появляются дислокации несоответствия. В целом, для оценки теоретических значений критических толщин эпитаксиальных слоев существуют различные теории. Здесь, для оценки данных значений используется формула Меттьюза-Блейкли для случая приближения псевдоморфного роста. По данному приближению предполагается, что все слои многослойной эпитаксиальной ГС имеют тот же параметр решетки в плоскости слоя, что и подложка. Тогда, критическая толщина произвольного слоя в ГС определяется следующим выражением [107]:

$$h_{i,кр.} = \frac{b_i \cdot [1 - \nu_i \cdot (\cos(\varphi))^2] \cdot (\ln(\frac{h_{i,кр.}}{b_i}) + 1)}{4 \cdot \pi \cdot (1 + \nu_i) \cdot |\varepsilon_i^{\parallel}| \cdot \cos(\theta)} \quad (2)$$

где b_i - величина вектора Бюргерса (дислокации) ($b_i = a_i/\sqrt{2}$), φ -угол между вектором Бюргерса и линией дислокации ($\varphi=\pi/3$), θ - угол между вектором Бюргерса и лежащим в плоскости границы раздела перпендикуляром к пересечению плоскости скольжения дислокации и поверхности подложки ($\theta=\pi/3$), ν_i - коэффициент Пуассона материала выбранного слоя ($\nu_i=(C_{12}/(C_{11}+C_{12}))$), $\varepsilon_i^{\parallel}$ - относительная упругая деформация (напряжение) в слое ГС, возникающая из-за различия параметров кристаллической решетки слоя и подложки.

Следует отметить, что формулы для критической толщины, приведенные в разных источниках, довольно сильно отличаются друг от друга. Здесь выбрана формула, которая приведена в [107] и является более подходящей, поскольку критическая толщина для слоя CdS, определенная с использованием данной

формулы наиболее близка к экспериментально измеренному в [108] значению критической толщины ($h_{кр.(\text{эксп.})} \approx 4.5$ нм).

Выражение для $\varepsilon_i^{\parallel}$ в плоскости роста в приближении псевдоморфного роста имеет следующий вид [109]:

$$\varepsilon_i^{\parallel} = \frac{a_i^{\parallel} - a_i^{\text{релакс.}}}{a_i^{\text{релакс.}}}, \quad a_i^{\parallel} = a_{\text{подл.}} \quad (3)$$

где $a_i^{\text{релакс.}}$ – параметр решетки релаксированного (свободного) слоя ГС, $a_{\text{подл.}}$ – параметр решетки подложки.

Основываясь на том, что механические напряжения несоответствия возникают в основном непосредственно при температуре роста, расчет критических толщин целесообразно проводить именно для этой температуры.

Исследуемые в настоящей работе наноразмерные ГС-ы состоят из слоев бинарных соединений ZnSe, CdS, ZnS (компенсирующий напряжения слой), а также из твердого раствора $\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$. В связи с этим, целесообразно оценить критические толщины данных слоев.

Сначала рассмотрим бинарные соединения ZnSe, CdS, ZnS. Прежде чем перейти к расчету критических толщин, необходимо пересчитать известные из литературы постоянные решетки на температуру роста ($T \approx 725$ К) как вышеприведенных слоев, так и подложки.

В литературе хорошо известны постоянные решетки полупроводниковых соединений при комнатной температуре: $a(\text{ZnSe})=0.56687$, $a(\text{ZnS})=0.54105$, $a(\text{GaAs})=0.565325$ - [109]; $a(\text{CdS})=0.5825$ - [106]. Для пересчета постоянных решеток ZnSe, ZnS, а также подложки GaAs на температуру роста можно использовать выражение, приведенное в [109] и которое имеет следующий вид:

$$a(T) = a(300\text{K}) \cdot [1 + A + B \cdot T + C \cdot T^2 + D \cdot T^3] \quad (4)$$

где A, B, C, D – эмпирические коэффициенты температурного расширения (таблица 4) [109].

Таблица 4 - Значения коэффициентов A , B , C и D для слоев ZnSe, ZnS и GaAs.

	$A, 10^{-2}$	$B, 10^{-6} \cdot K^{-1}$	$C, 10^{-9} \cdot K^{-2}$	$D, 10^{-12} \cdot K^{-3}$	Температурный диапазон, К
ZnSe	-0.1566	3.044	8.25	-3.33	(293-870)
ZnS	-0.2173	6.628	2.15	-0.333	(293-820)
GaAs	-0.147	4.239	2.916	-0.936	(200-1000)

В случае отсутствия коэффициентов A , B , C , D для CdS кубической решетки, для пересчета параметра решетки данного слоя использовалось выражение, приведенное в [110]:

$$a(T) = 0.583 + 0.4 \cdot 10^{-5} \cdot T \quad (5)$$

Таким образом, из выражений (4–5) можно получить значения для постоянных решеток при температуре роста $T \approx 725$ К (таблица 5).

Таблица 5 - Значения постоянных решеток слоев ZnSe, ZnS, CdS и GaAs при температуре роста $T \approx 725$ К.

	ZnSe	ZnS	GaAs	CdS
$a(T)$, нм	0.56897	0.54302	0.5669	0.5859

Подставив значения всех необходимых величин в (2), получим следующие значения критических толщин: ZnSe – ≈ 71 нм, CdS – ≈ 4.3 нм, ZnS – ≈ 2.5 нм. Данные значения необходимо учитывать при росте лазерных эпитаксиальных ГС.

Теперь остановимся на расчете критической толщины твердого раствора ZnS_xSe_{1-x} при составе, отличного от согласованного с GaAs. Следует отметить, что при согласованном составе, слой ZnS_xSe_{1-x} теоретически не имеет критической толщины. Однако, в случае, отличного от согласованного состава, данный слой также имеет критическую толщину, выше которой возникают дислокации несоответствия в слое. В частности, при составе серы 10 %, критической толщине соответствует значение ≈ 350 нм. На рисунке 9 представлена зависимость критической толщины слоя ZnS_xSe_{1-x} от состава серы в нем ($T \approx 725$ К). Все необходимые параметры (параметр решетки, коэффициент Пуассона) для данного

твердого раствора определены линейной интерполяцией соответствующих параметров бинарных компонентов, входящих в данный твердый раствор. Как видно из данного рисунка, при составе серы около 8 %, значение критической толщины асимптотически стремится к бесконечности, что свидетельствует о согласованности данного твердого раствора при этом составе по параметру решетки с подложкой.

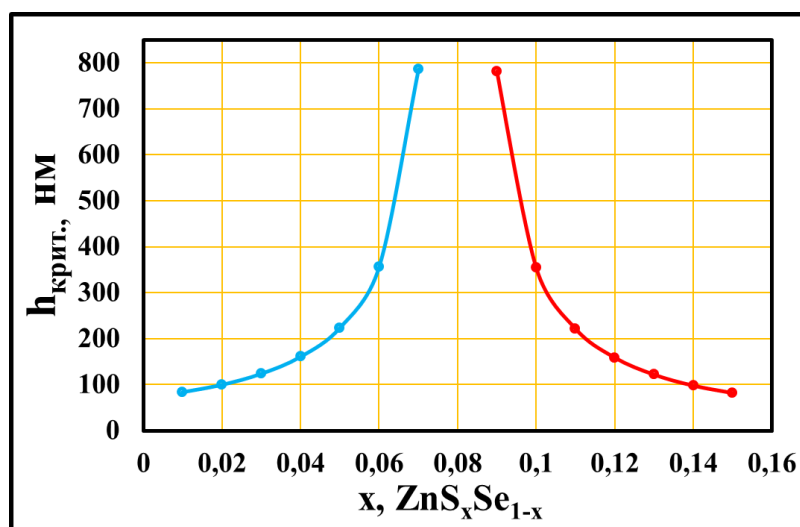


Рисунок 9 - Зависимость критической толщины от состава серы в твердом растворе ZnS_xSe_{1-x} ($T \approx 725$ K).

3.1.2 Изоморфный рост слоев ZnS_xSe_{1-x} и $Zn_xCd_{1-x}S$

Для твердых растворов ZnS_xSe_{1-x} и $Zn_xCd_{1-x}S$, при определенных составах имеется возможность изоморфного роста на подложке GaAs. Остановимся на расчете данных составов. Расчеты проводились с помощью закона Вегарда [103]. Для данных твердых растворов закон Вегарда записывается следующим образом:

$$a(ZnS_xSe_{1-x}) = a(ZnS) \cdot x + a(ZnSe) \cdot (1-x) \quad (6)$$

$$a(Zn_xCd_{1-x}S) = a(ZnS) \cdot x + a(CdS) \cdot (1-x) \quad (7)$$

Расчеты показывают, что изоморфным составам твердых растворов ZnS_xSe_{1-x} и $Zn_xCd_{1-x}S$ на подложке GaAs при комнатной температуре соответствуют содержания серы и цинка примерно в 6 % и 41 % соответственно. Однако, при

температуре роста $T \approx 725$ К данные значения имеют несколько повышенные значения, в ≈ 8 % и ≈ 44 % соответственно.

3.1.3 Упругие напряжения в ГС CdS/ZnSe

Основной причиной, приводящей к появлению дислокаций несоответствия в полупроводниковых квантоворазмерных ГС в процессе роста, является недостаточная компенсация упругих механических напряжений. Кроме того, качество ГС, а также выходные характеристики лазера на ее основе, во многом определяются остаточными упругими механическими напряжениями в структуре. В связи с этим, вопрос компенсации упругих механических напряжений при эпитаксиальном выращивании ГС занимает особое место. Ниже приведены результаты расчета условий для компенсации упругих механических напряжений в исследованных в данной работе ГС. Данные условия были учтены при их выращивании.

Расчет упругих напряжений в ГС также проводился с учетом приближения псевдоморфного роста и основывался на правиле баланса относительных деформаций в ГС, которое вытекает из следующего выражения для средней (эффективной) деформации многослойной ГС [111]:

$$\varepsilon_{\text{эфф.}}^{\parallel} = \frac{\sum_{i=1}^n (\varepsilon_i^{\parallel} \cdot h_i)}{\sum_{i=1}^n h_i}; \quad \sum_{i=1}^n (\varepsilon_i^{\parallel} \cdot h_i) = 0 \quad (8)$$

где h_i – толщина i - слоя ГС.

Следует отметить, что по указанной в подразделе §3.1.1 причине, расчет упругих напряжений также проводился при температуре роста ($T \approx 725$ К).

Для наиболее исследованных модификаций ГС 2-го типа CdS/ZnSe (ОКЯ и ДКЯ), при условии, что упругие напряжения компенсируются повышением состава серы в барьерных слоях, условие (8) записывается в виде выражения (9) и (10), соответственно для ГС с ОКЯ и ДКЯ:

$$\varepsilon_5 \cdot h_5 + (N - 1) \cdot \varepsilon_6 \cdot h_6 + N \cdot (\varepsilon_1 \cdot h_1 + 2 \cdot \varepsilon_3 \cdot h_3) + \varepsilon_8 \cdot h_8 = 0 \quad (9)$$

$$\varepsilon_5 \cdot h_5 + (N - 1) \cdot \varepsilon_6 \cdot h_6 + N \cdot (2 \cdot \varepsilon_1 \cdot h_1 + 2 \cdot \varepsilon_3 \cdot h_3 + \varepsilon_7 \cdot h_7) + \varepsilon_8 \cdot h_8 = 0 \quad (10)$$

где слою CdS соответствует $i = 1$; ZnSe – $i = 3$ и 7 (среднему слою ZnSe в ГС с ДКЯ соответствует $i = 7$); буферному слою $\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ – $i = 5$; барьерному слою – $i = 6$; верхнему слою – $i = 8$; N - число КЯ.

Расчеты показывают, что при типичных толщинах слоев КЯ ($\text{ZnSe}(\sim 3 \text{ нм})/\text{CdS}(\sim 2-3 \text{ нм})/\text{ZnSe}(\sim 3 \text{ нм})$), содержание состава серы в барьерах должно составлять около $(10 \pm 0.5) \%$. В расчетах, проведенных в настоящей работе, для определенности выбрано значение 10% (см. гл. 2 и 3). Следует также отметить, что для исследуемых ГС, имеется возможность компенсации упругих напряжений с помощью введения дополнительных вставочных слоев из ZnS, с толщиной ниже критической. В этом случае содержание серы в барьерах может быть снижено до $\sim 5 \%$. Однако дальнейшее снижение состава серы в барьерах не считается целесообразным, иначе глубины КЯ для дырок уменьшаются.

3.1.4 Условие резонансно-периодического усиления в лазерной ГС

Для работы лазеров с вертикальным излучением (VCSEL, ПДЛ), необходимо выполнение условия резонансного периодического усиления. Согласно данному условию, квантовые ямы в лазерной ГС должны размещаться в пучностях стоячей волны резонатора. Период лазерной ГС при этом должен быть кратен $\lambda/2n$. В связи с этим, целесообразно рассчитать период исследуемой лазерной ГС 2-го типа CdS/ZnSe.

Процесс контроля эпитаксиального выращивания ГС методом ГФЭЭОС в реальном времени, в нашей установке осуществлялся с помощью оптической рефлектометрии, которая основана на анализе изменения интенсивности излучения, отраженного от границ воздух-ЭП и ЭП-ростовая подложка (рисунок 10,а - пример роста слоя ZnSSe). При этом на зависимости интенсивности излучения от времени, благодаря интерференции между данными отраженными

лучами, возникают осцилляции (рисунок 10,б). Толщина слоя d , соответствующая одной осцилляции при перпендикулярном падении излучения, можно определить из условия интерференции между данными отраженными лучами:

$$2 \cdot d \cdot n = m \cdot \lambda; \quad d = \frac{\lambda}{2 \cdot n}, \quad m = 1 \quad (11)$$

где λ – длина волны падающего излучения, n – показатель преломления растущего слоя.

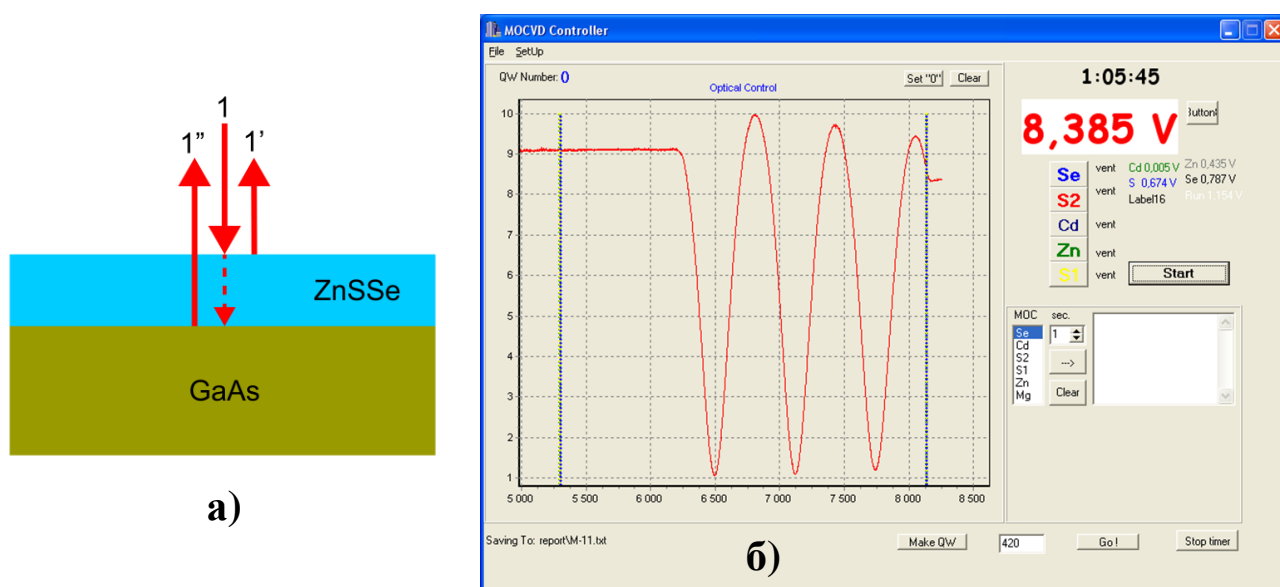


Рисунок 10 - а) Отражение падающего излучения от границ воздух-ЭП ZnSSe и ЭП ZnSSe-ростовая подложка; б) осцилляции сигнала отражения в процессе роста однородной пленки - фрагмент оптического контроля в процессе роста слоя ZnSSe (справа).

Основываясь на том, что для оптического контроля толщин слоев в процессе эпитаксиального выращивания ГС использовался ЛД с длиной волны излучения 650 нм, сначала необходимо определить показатель преломления слоя ZnSSe при температуре роста ($T \approx 450$ °С) для данной длины волны.

Период (расстояние между соседними КЯ) исследуемых в данной работе лазерных ГС в основном определяется барьерным слоем ZnSSe. Для расчета показателя преломления ZnSSe использовалось соотношение (закон дисперсии) Кеттелера-Гельмгольца [112]:

$$n(E) = \sqrt{a + \frac{b \cdot E^2}{1 - \frac{E^2}{c^2}}} \quad (12)$$

где $E(\text{эВ}) = 1240/\lambda(\text{нм})$; $a(E_g) = 9.4 - 1.26 \cdot E_g$; $b(E_g) = 0.335 - 0.076 \cdot E_g$; $c(E_g) = 1.28 \cdot E_g$.

Ширина запрещенной зоны твердого раствора $\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ при низкой температуре и при комнатной температуре определялась следующим соотношением [103]:

$$E_g(\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}) = E_g(\text{ZnS}) \cdot x + E_g(\text{ZnSe}) \cdot (1-x) - b \cdot x \cdot (1-x) \quad (13)$$

где $E_g(\text{ZnS}, T = 0 \text{ К}) = 3.84$; $E_g(\text{ZnSe}, T = 0 \text{ К}) = 2.82$; $b = 0.57$; $E_g(\text{ZnS}, T = 300 \text{ К}) = 3.74$; $E_g(\text{ZnSe}, T = 300 \text{ К}) = 2.7$; $x = 0.1$ для ГС $\text{CdS}/\text{ZnSe}/\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$.

Пересчет ширины запрещенной зоны ZnSSe на температуру роста проводился с помощью формулы Варшни [112]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha \cdot T^2}{\beta + T} \quad (14)$$

где $\alpha = 7.8 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$, $\beta = 282 \text{ К}$.

Расчеты показали следующие значения показателей преломлений для ZnSSe на длине волны контроля $\lambda_1 = 650 \text{ нм}$ и $T = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ и на длине волны предполагаемой генерации $\lambda_2 = 510 \text{ нм}$ при $T \sim 25 \text{ }^\circ\text{C}$: $n_1(\lambda_1) \approx 2.67$; $n_2(\lambda_2) \approx 2.71$. В результате, для толщины слоя, соответствующей одной осцилляции на сигнале оптического контроля, получим значение $h_1 \approx 122 \text{ нм}$ ($\lambda_1/2n_1$). Период же лазерной ГС $\text{CdS}/\text{ZnSe}/\text{ZnSSe}$ на длину волны 510 нм должен быть равен $h_2 \approx 94 \text{ нм}$ ($\lambda_2/2n_2$). Зная толщину слоя h_1 , соответствующую одной осцилляции, и время его роста t_1 , можно определить, как скорость роста ГС V , так и полную толщину структуры:

$$V = \frac{h_1}{t_1}; \quad h_{\text{полн.}} = \frac{h_1}{t_1} \cdot t \quad (15)$$

где t – полное время роста ГС.

Необходимое же время роста t_2 , соответствующее периоду лазерной структуры h_2 , определяется соотношением:

$$t_2 = \frac{h_2}{h_1} \cdot t_1 = \frac{\frac{\lambda_2}{2 \cdot n_2}}{h_1} \cdot t_1 = \frac{h_2}{V} \quad (16)$$

где λ_2 – длина волны излучения, на которая рассчитана выращиваемая ГС; n_2 – показатель преломления ГС при длине волны λ_2 .

3.2 Расчет оптических переходов в гетероструктурах 2-го типа. Коэффициент усиления.

3.2.1 ГС CdS/ZnSe с разрывом зон 2-го типа

3.2.1.1 Расчет ГС CdS/ZnSe с резкими гетерограницами

В данном подразделе проводится теоретический расчет коэффициента оптического усиления ГС 2-го типа CdS/ZnSe, с целью определения возможности ее использования в полупроводниковых лазерах зеленого диапазона с оптической накачкой, в частности в ПДЛ. Расчет основывался на согласованном решении уравнений Пуассона и Шредингера.

Особенностью гетероструктур 2-го типа является зависимость энергетических уровней квантования и перекрытия волновых функций электрона и дырки, входящего в матричный элемент перехода, от концентрации неравновесных носителей. В связи с этим, для нахождения данных параметров, необходимо произвести согласованное решение уравнений Пуассона и Шредингера.

Рассмотрим случай гетероструктуры с одиночными КЯ, когда ширина слоя CdS равна 2 нм и ширина слоев ZnSe равна 3 нм. Для сокращения записей обозначим слои данной ГС следующим образом: CdS – А, ZnSe – В. Для простоты, будем предполагать, что основной вклад в линию усиления дают переходы из нижайшей подзоны зоны проводимости в верхнюю подзону тяжелых дырок в валентной зоне. Это хорошо выполняется при низкой температуре. Также, энергетические зоны будем считать параболическими. Тогда, коэффициент

усиления $g(\hbar\omega)$ и скорость рекомбинации $R(\hbar\omega)$ КЯ записываются следующим образом [113, 114]:

$$g(\hbar\omega) = C_g(\hbar\omega) \cdot \int_{E_{cv}}^{\infty} |M|^2 \cdot \rho_r^{QW} \cdot I^2 \cdot (f_e(E) + f_h(E) - 1) \cdot L(\hbar\omega, E) \cdot dE \quad (17)$$

$$R(\hbar\omega) = C_R(\hbar\omega) \cdot \int_{E_{cv}}^{\infty} |M|^2 \cdot \rho_r^{QW} \cdot I^2 \cdot f_e(E) \cdot f_h(E) \cdot L(\hbar\omega, E) \cdot dE \quad (18)$$

где коэффициенты $C_g(\hbar\omega)$ и $C_R(\hbar\omega)$, часть матричного элемента $|M|^2$ (без интеграла перекрытия волновых функций I^2), приведенная плотность состояний ρ_r^{QW} , функции распределения Ферми для электронов и дырок $f_e(E)$ и $f_h(E)$, и форма линии $L(\hbar\omega, E)$ записываются в виде:

$$C_g(\hbar\omega) = \frac{\pi \cdot q_e^2 \cdot \hbar}{c_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot n_r \cdot \hbar\omega} \quad (19)$$

$$C_R(\hbar\omega) = \frac{n_r \cdot q_e^2 \cdot \hbar\omega}{\pi \cdot c_0^3 \cdot \varepsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot \hbar^2} \quad (20)$$

$$|M|^2 = C_m \cdot \left(\frac{E_g^{AB} + \Delta_s^B}{E_g^{AB} + \frac{2}{3} \cdot \Delta_s^B} \right) \cdot \left(\frac{1 - \frac{m_e^A}{m_0}}{6 \cdot \frac{m_e^A}{m_0}} \right) \cdot m_0 \cdot E_g^{AB} \cdot F_m \cdot P \quad (21)$$

$$\rho_r^{QW} = \frac{m_e^A \cdot m_h^B}{\pi \cdot \hbar^2 \cdot (m_h^B \cdot L^A + m_e^A \cdot L^B)} \quad (22)$$

$$f_e(E) = \left[1 + \exp \left(\frac{(E - E_{cv}) \cdot \frac{\mu_r}{m_e^A} + E_{e1} - F_e}{k_b \cdot T} \right) \right]^{-1} \quad (23)$$

$$f_h(E) = \left[1 + \exp \left(\frac{(E - E_{cv}) \cdot \frac{\mu_r}{m_h^B} + E_{h1} - F_h}{k_b \cdot T} \right) \right]^{-1} \quad (24)$$

$$L(\hbar\omega, E) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\left(\frac{\hbar}{\tau_i} \right)}{\left[(\hbar\omega - E)^2 + \left(\frac{\hbar}{\tau_i} \right)^2 \right]} \quad (25)$$

где $E_{cv} = E_g^{AB} + E_{el} + E_{hl}$, E_g^{AB} – энергетический зазор между дном зоны проводимости слоя CdS и потолком валентной зоны слоя ZnSe, с учетом ее сужения при высоких

концентрациях неравновесных носителей, E_{e1} – энергия 1-го уровня квантования в зоне проводимости CdS, E_{h1} – энергия 1-го уровня квантования в валентной зоне ZnSe, q_e – заряд электрона, c_0 – скорость света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, m_0 – масса электрона, \hbar – постоянная Планка, C_m – постоянная близкая к единице ($C_m = 1.27$), m_e^A – эффективная масса электрона в слое CdS, m_h^B – эффективная масса дырки в слоях ZnSe, Δ_s^B – энергия спин-орбитального расщепления ZnSe, L^A и L^B – толщины слоев CdS и ZnSe соответственно, $n_r = (n^A \cdot L^A + 2 \cdot n^B \cdot L^B) / (L^A + 2 \cdot L^B)$ – средний показатель преломления слоев CdS и ZnSe, $\mu_r = m_e^A \cdot m_h^B / (m_e^A + m_h^B)$ – приведенная масса электрона и дырки, k_b – постоянная Больцмана, τ_i – время внутризонной релаксации, T – температура.

Зависящий от поляризации излучения коэффициент F_m для ТЕ моды и ориентации поверхности структуры (001) представляется в виде:

$$F_m = \frac{3}{4} \cdot \left(1 + \frac{E_{h1}}{E_{h1} + \frac{\mu_r}{m_h^B} (E - E_{cv})} \right) \quad (26)$$

При использовании разориентированных подложек при выращивании ГС, коэффициент P может заметно превышать единицу [115].

Приведенную плотность состояний можно преобразовать к виду:

$$\rho_r^{QW} = \frac{\mu_r}{\pi \cdot \hbar^2 \cdot L_{ef}} \quad (27)$$

где эффективная ширина КЯ представляется в виде:

$$L_{ef} = \frac{(m_h^B \cdot L^A + m_e^A \cdot L^B)}{m_e^A + m_h^B} \quad (28)$$

Уровни Ферми F_e и F_h отсчитываются соответственно от дна зоны проводимости и от потолка валентной зоны, и находятся из уравнений:

$$F_e = E_{e1} - k_b \cdot T \cdot \ln \left[\exp \left(\frac{\pi \cdot \hbar^2 \cdot \sigma}{m_e^A \cdot k_b \cdot T} \right) - 1 \right] \quad (29)$$

$$F_h = E_{h1} - k_b \cdot T \cdot \ln \left[\exp \left(\frac{\pi \cdot \hbar^2 \cdot \sigma}{m_h^B \cdot k_b \cdot T} \right) - 1 \right] \quad (30)$$

где σ – поверхностная плотность неравновесных носителей.

Энергетический зазор E_g^{AB} между дном зоны проводимости слоя CdS и потолком валентной зоны слоя ZnSe можно представить, как функцию концентрации неравновесных носителей следующим образом [116]:

$$E_g^{AB}(\sigma) = E_g^{AB}(0) - C_r \cdot \sigma^\alpha \quad (31)$$

где для известной ГС GaAs/AlGaAs с шириной КЯ больше 8 нм коэффициенты C_r и α соответственно равны $2.2 \cdot 10^{-3}$ и 0.32, если изменение ширины запрещенной зоны измерять в мэВ, а поверхностную концентрацию неравновесных носителей в см^{-2} . При концентрации $\sigma = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, получаем сужение запрещенной зоны всего на 31 мэВ. Для ГС-р 2-го типа с более узкой эффективной шириной КЯ, следует ожидать меньшее корреляционное и обменное взаимодействие между неравновесными носителями из-за их пространственного разделения. Поэтому, далее в расчетах не будет учитываться эффект сужения запрещенной зоны с увеличением концентрации носителей.

Для нахождения уровней E_{e1} , E_{h1} и интеграла перекрытия волновых функций I , необходимо решить систему уравнений Шредингера и Пуассона (32-34):

$$\frac{\hbar^2}{2} \cdot \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m_e^*} \cdot \frac{d\psi_e(z)}{dz} \right) \right] + [E_{e1} - U_e(z)] \cdot \psi_e(z) = 0 \quad (32)$$

$$\frac{\hbar^2}{2} \cdot \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m_h^*} \cdot \frac{d\psi_h(z)}{dz} \right) \right] + [E_{h1} - U_h(z)] \cdot \psi_h(z) = 0 \quad (33)$$

$$\frac{d}{dz} \left[\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{dV(z)}{dz} \right] + q_e \cdot \sigma \cdot \left[\frac{|\psi_e(z)|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_e(z)|^2 \cdot d(z)} - \frac{|\psi_h(z)|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_h(z)|^2 \cdot d(z)} \right] = 0 \quad (34)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость структуры, $U_e(z) = U_{oe}(z) + V(z)$, $U_h(z) = U_{oh}(z) + V(z)$, $U_{oe}(z)$ и $U_{oh}(z)$ – потенциальная энергия соответственно для электрона и дырки, согласно с 3Д невозбужденной ГС. Исходная 3Д ГС CdS/ZnSe/ZnS_{0.1}Se_{0.9} имеет вид, представленный в §2.2 настоящей работы (см. рисунок 7).

Далее, для простоты будем считать, что m_e и m_h не зависят от координаты z и равны соответственно m_e^A и m_h^B , и $\varepsilon = n_r^2$. В расчетах за начало координаты z принимался центр слоя CdS. При расчете ГС предполагалось, что гетерограницы между слоями в КЯ плавные, и потенциалы для электрона и дырки, которые отсчитываются соответственно от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны барьерного слоя ZnSSe описываются непрерывной супергауссовой функцией $A(z) = A_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{z}{z_0}\right)^N\right]$. Для определенности возьмем степень супергауссовой функции $N=20$, которая достаточно удовлетворяет условию резкости гетерограниц между слоями КЯ. Тогда, исходные потенциалы для электрона и дырки в структуре с ОКЯ (ZnS_{0.1}Se_{0.9}/ZnSe/CdS/ZnSe/ZnS_{0.1}Se_{0.9}) можно представить следующими выражениями:

$$U_e(z) = -(U_{C1} + U_{C2}) \cdot \exp\left[-\left(\frac{z}{L^A/2}\right)^{20}\right] - U_{C2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{z-(L^B+L^A)/2}{L^B/2}\right)^{20}\right] - U_{C2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{z+(L^B+L^A)/2}{L^B/2}\right)^{20}\right] + V(z) \quad (35)$$

$$U_h(z) = -(U_{V1} - U_{V2}) \cdot \exp\left[-\left(\frac{z}{L^A/2}\right)^{20}\right] + U_{V2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{z-(L^B+L^A)/2}{L^B/2}\right)^{20}\right] + U_{V2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{z+(L^B+L^A)/2}{L^B/2}\right)^{20}\right] + V(z) \quad (36)$$

где U_{C1} и U_{V1} – соответственно разрывы зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице ZnSe/CdS, U_{C2} и U_{V2} – соответственно разрывы зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице ZnSe/ZnSSe. При этом, уровням с нулевым потенциалом для $U_e(z)$ и $U_h(z)$ соответствуют дно зоны проводимости ZnSSe и потолок валентной зоны ZnSSe соответственно.

Волновые функции электрона и дырки искались в виде:

$$\psi_e(z) = \exp\left[-\left(\frac{|z|}{a}\right)^b\right] \quad (37)$$

$$\psi_h(z) = \exp \left[- \left(\frac{|z-z_0|}{c} \right)^d \right] + \exp \left[- \left(\frac{|z+z_0|}{c} \right)^d \right] \quad (38)$$

где параметры a , b , c , d и z_0 – являлись параметрами подгонки. Изначально брались значения $b = d = 2$ и $a = 0.5 \cdot L^A$, $c = 0.5 \cdot L^B$ и $z_0 = 0.5 \cdot (L^A + L^B)$. Самосогласованное решение уравнений (32-34) достигалось последовательным решением уравнений до достижения сходимости, с помощью математического пакета Mathcad. Сначала решалось уравнение Пуассона, затем уравнение Шредингера. Полученные зависимости для волновых функций сравнивались с исходными. В результате сравнения выбирались новые параметры a , b , c , d и z_0 и цикл решения уравнений повторялся. Достаточно было провести две или три итерации, чтобы полученные при решении уравнений волновые функции практически совпадали с исходными распределениями.

Следует отметить, что при низких уровнях возбуждения ($\leq \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$), можно ограничиться лишь решением уравнений Шредингера (32, 33) для нахождения энергетических уровней электрона и дырки. При высоких ($\geq \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$) же уровнях возбуждения ГС, необходимо решить систему уравнений Шредингера и Пуассона (32-34).

В таблице 6 представлены параметры, которые использовались в расчетах.

Таблица 6 - Параметры, использованные в расчетах.

При НТ													
$E_g^{AB}(0)$, эВ	U_{C1} , эВ	U_{V1} , эВ	U_{C2} , эВ	U_{V2} , эВ	m_e^A/m_0	m_h^B/m_0	Δ_s^B , эВ	L^A , нм	L^B , нм	n_r	C_r	τ_i , с	P
2.02	0.8	0.47	0.014	0.036	0.18 [101]	0.6 [117]	0.42 [117]	2	3	2.6	0	10^{-13} [118]	1
При КТ													
$E_g^{AB}(0)$, эВ	U_{C1} , эВ	U_{V1} , эВ	U_{C2} , эВ	U_{V2} , эВ	m_e^A/m_0	m_h^B/m_0	Δ_s^B , эВ	L^A , нм	L^B , нм	n_r	C_r	τ_i , с	P
1.9	0.77	0.45	0.014	0.036	0.18 [101]	0.6 [117]	0.42 [117]	2	3	2.7	0	10^{-13} [118]	1

Для определения среднего показателя преломления слоев CdS и ZnSe, сначала в отдельности были найдены показатели преломления этих слоев. Расчет показателя преломления слоя ZnSe осуществлялся с помощью соотношения Кеттелера-Гельмгольца, которое представлено в §3.1.4 настоящей работы (см. (12)). Для слоя же CdS, он был найден с помощью известного соотношения Мосса [119-121]:

$$n^4 \cdot E_g = K; \quad K = 108 \quad (39)$$

Параметры C_r и α в (31) для исследуемой ГС не известны. Если для оценки сужения ширины запрещенной зоны использовать данные для КЯ GaAs/AlGaAs, то изменение в ширине запрещенной зоны будет примерно 31 мэВ при концентрации 10^{13} см^{-2} . Этот сдвиг на порядок меньше коротковолнового сдвига линий излучения и усиления, обусловленного искривлением ЗД в ГС с разрывами зон 2-го типа. Поэтому в данных расчетах положено $C_r = 0$. Расчет проводился для ориентации структуры (001), поэтому $P = 1$.

Расчеты проводились при низкой ($T \sim 15 \text{ К}$) и комнатной ($T \sim 300 \text{ К}$) температурах для следующих уровней возбуждения ГС-ы: 1 – $0.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 2 – $0.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 3 – $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 4 – $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 5 – $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 6 – $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 7 – $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 8 – $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 9 – $10 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 10 – $15 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Расчетная длина волны излучения данной ГС при НТ и при концентрации неравновесных носителей $\sigma_{e-h} \approx 0.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, рассчитанная по соотношению $\lambda(\text{нм}) = 1240 / (E_g^{AB}(\text{эВ}) + E_{el}(\text{эВ}) + E_{hl}(\text{эВ}))$ равна $\approx 544 \text{ нм}$ (E_{el} , E_{hl} – уровни размерного квантования электронов и дырок, отсчитанные соответственно от края зоны проводимости и валентной зоны слоев CdS и ZnSe). Интеграл перекрытия волновых функций электрона и дырки, рассчитанная по соотношению $I = \int \psi_e(z) \cdot \psi_h(z) dz$ для данного уровня возбуждения ГС равен $I \approx 0.25$ ($I^2 \approx 0.063$).

При высоком же уровне возбуждения ($\sigma_{e-h} \approx 10 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), расчетное значение длины волны излучения равно $\approx 511 \text{ нм}$. Интеграл перекрытия волновых функций электрона и дырки для данного уровня возбуждения ГС равен $I \approx 0.48$ ($I^2 \approx 0.23$). Увеличение уровня накачки приводит к характерному для ГС 2-го типа сдвигу

линии излучения в коротковолновую сторону, что связано в первую очередь с искривлением ЗД вблизи гетерограниц КЯ из-за пространственного разделения неравновесных электронов и дырок. Данный сдвиг является характерным признаком ГС 2-го типа. Повышение уровня накачки также приводит к увеличению интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки.

Для рассматриваемой ГС расчетные значения величин λ , I , I^2 при КТ и двух крайних значениях концентраций неравновесных носителей приведены в таблице 7.

Таблица 7 - Расчетные значения величин λ , I , I^2 для ГС ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм) при КТ и двух крайних значениях концентраций неравновесных носителей.

При КТ					
$\sigma_{e-h} \approx 0.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$			$\sigma_{e-h} \approx 15 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$		
λ нм	I	I^2	λ нм	I	I^2
574	0.25	0.063	531	0.47	0.22

На рисунке 11 представлена расчетная ЗД рассматриваемой ГС (ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм)) для двух уровней возбуждения (10^{11} см^{-2} и 10^{13} см^{-2}) при НТ.

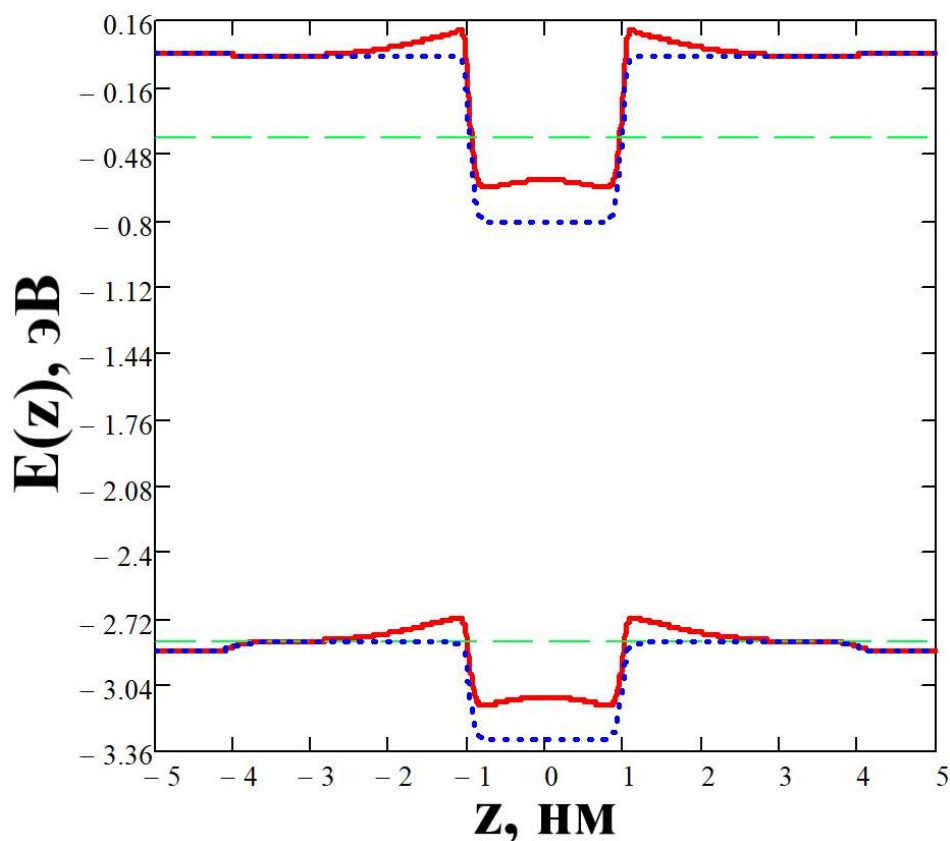


Рисунок 11 - 3Д ГС ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм) при малой ($\sigma_{e-h} = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ – синяя пунктирная линия) и большой ($\sigma_{e-h} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ – красная сплошная линия) концентрации неравновесных носителей и при НТ. Штриховые зеленые линии соответствуют нижайшим уровням размерного квантования для электрона и дырки при $\sigma_{e-h} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Распределения волновых функций электрона и дырки (а) и вероятности их нахождения на данной координате (б) для рассматриваемой ГС (ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм)) при двух уровнях возбуждения (10^{11} см^{-2} и 10^{13} см^{-2}) и при НТ представлены на рисунках 12 и 13.

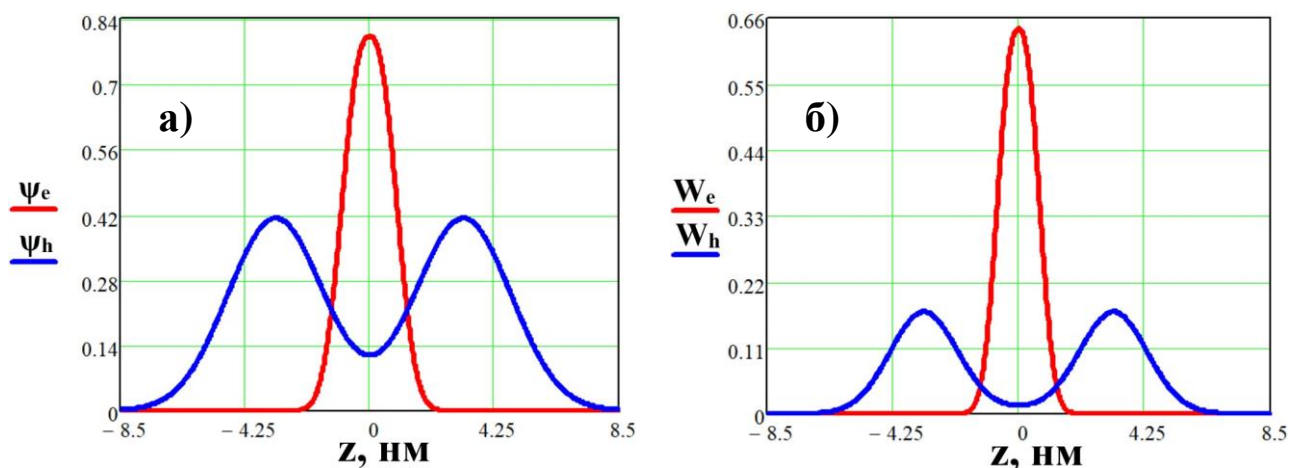


Рисунок 12 - Распределения волновых функций электрона и дырки (а) и вероятности их нахождения на данной координате (б) при $\sigma_{e-h} = 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

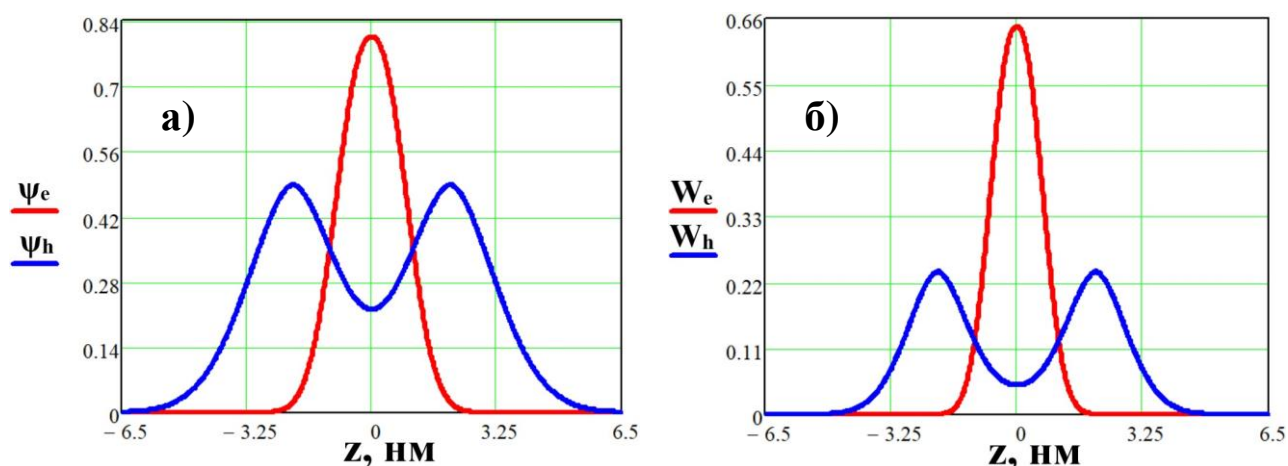


Рисунок 13 - Распределения волновых функций электрона и дырки (а) и вероятности их нахождения на данной координате (б) при $\sigma_{e-h} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

На рисунке 14 представлены расчётные спектры спонтанного излучения ГС $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~90 нм)/ ZnSe (3 нм)/ CdS (2 нм)/ ZnSe (3 нм)/ $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~90 нм) для двух температур, при различных концентрациях неравновесных носителей.

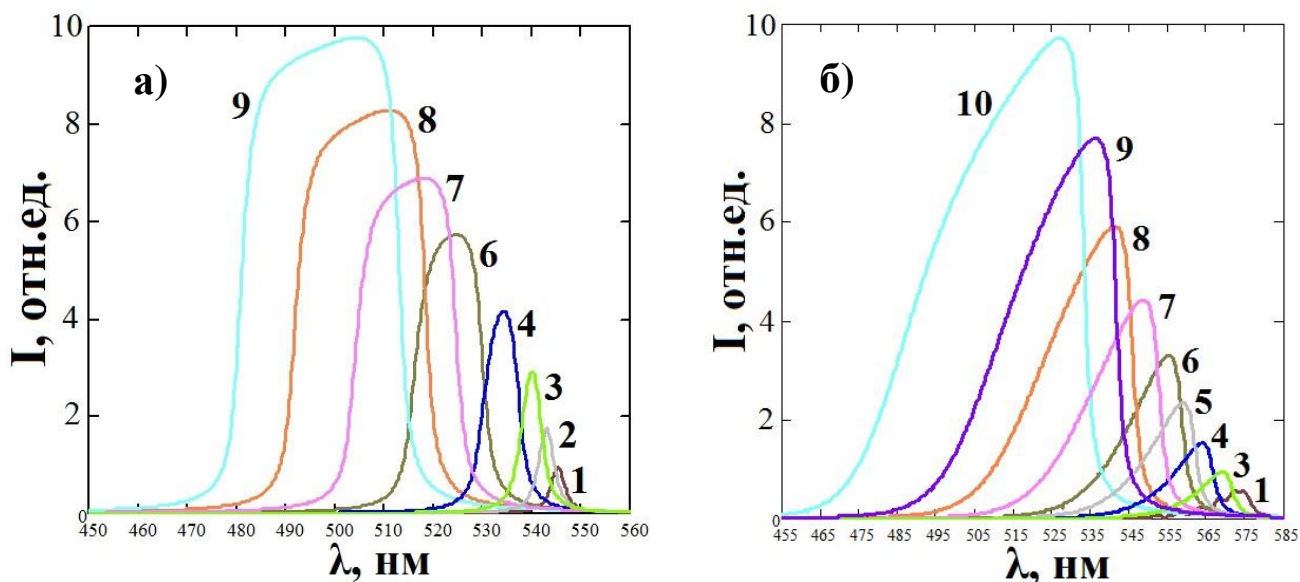


Рисунок 14 - Расчётные спектры спонтанного излучения ГС $\text{ZnSSe}/\text{ZnSe}/\text{CdS}/\text{ZnSe}/\text{ZnSSe}$ с эффективной шириной КЯ $L_{ef} = 2.23 \text{ нм}$ при температуре 15 К (а) и 300 К (б) и различных концентрациях неравновесных носителей: 1 – $0.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 2 – $0.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 3 – $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 4 – $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 5 – $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 6 – $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 7 – $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 8 – $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 9 – $10 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 10 – $15 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

На рисунке 15 представлены расчётные спектры оптического усиления ГС $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~90 нм)/ ZnSe (3 нм)/ CdS (2 нм)/ ZnSe (3 нм)/ $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~90 нм) для двух температур при различных концентрациях неравновесных носителей. При НТ максимальный коэффициент усиления превышает 6000 см^{-1} при концентрации 10^{13}

см⁻². К спектрам коэффициента усиления, рассчитанным при КТ, нужно относиться осторожно, поскольку из-за относительно неглубокой энергетической ямы для дырок, особенно при относительно низких концентрациях неравновесных носителей, трудно предположить, что все дырки находятся в нижней подзоне, как предполагается при НТ. Тем не менее, при высоких концентрациях ($\sim 10^{13}$ см⁻² и выше) за счет искривления зон и увеличения глубины КЯ для дырок, данное предположение может выполняться. Поэтому, можно предположить, что при концентрации $1.5 \cdot 10^{13}$ см⁻², вполне может достигаться коэффициента усиления выше 5000 см⁻¹, достаточного для реализации полупроводниковых лазеров на основе данной ГС. Возможность достижения столь высокого значения коэффициента усиления связано с тем, что при одном и том же уровне накачки, в ГС 2-го типа в отличие от ГС 1-го типа, будет создаваться более высокая концентрация неравновесных электронно-дырочных пар из-за большего времени жизни неравновесных носителей, что связано с меньшим значением перекрытия волновых функций электрона и дырки. Это может привести к тому, что порог генерации лазера будет примерно таким же, как в гетероструктурах 1-го типа. Единственное отличие состоит в том, что пороговая концентрация неравновесных носителей будет выше в гетероструктурах 2-го типа. Однако, это возможно, если ГС бездефектная, и в ней отсутствуют другие конкурирующие безызлучательные каналы рекомбинации. Вышеизложенные соображения обосновывают перспективность выбранной ГС 2-го типа CdS/ZnSe в качестве АО полупроводниковых лазеров с оптической накачкой, в частности для АО ПДЛ.

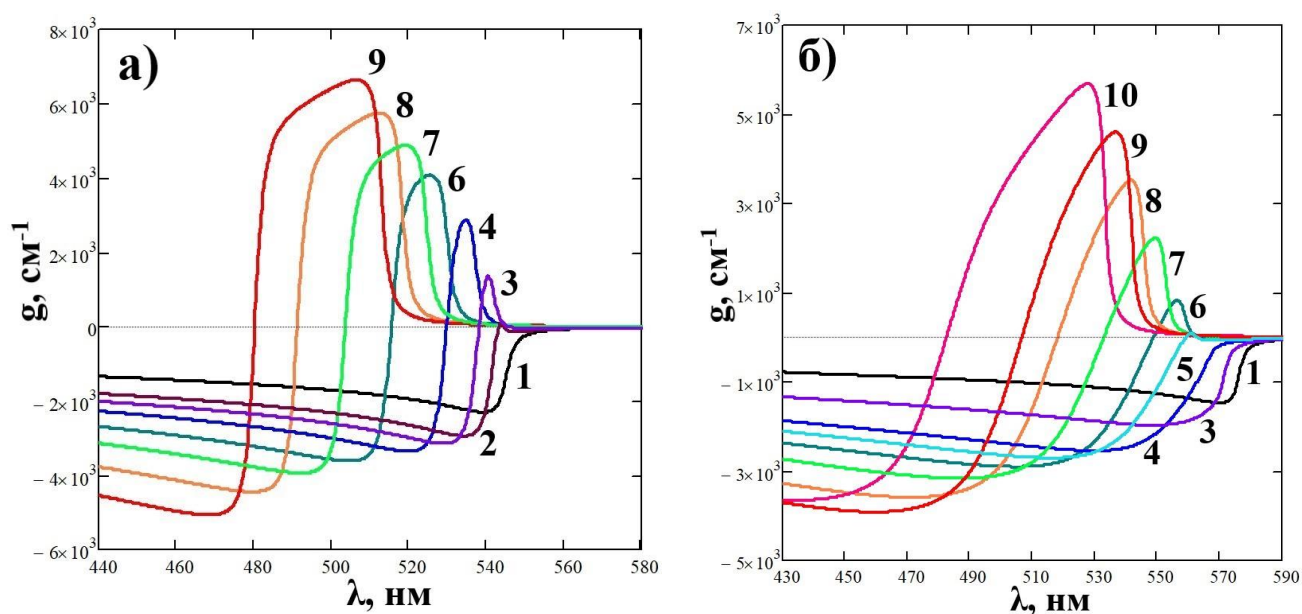


Рисунок 15 - Расчётные спектры оптического усиления ГС ZnSSe/ZnSe/CdS/ZnSe/ZnSSe с эффективной шириной КЯ $L_{ef} = 2.23$ нм при температуре 15 К (а) и 300 К (б) и различных концентрациях неравновесных носителей: 1 – $0.1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 2 – $0.5 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 3 – $1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 4 – $2 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 5 – $3 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 6 – $4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 7 – $6 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 8 – $8 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 9 – $10 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, 10 – $15 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$.

Как уже указывалось выше, данные расчеты были проведены для структур, выращенных на подложках GaAs строгой ориентации (001). Мы в своих экспериментах использовали разориентированные подложки на 10^0 к плоскости (111)А. Это позволило нам получить линейно поляризованное лазерное излучение. Кроме этого, использованная разориентация структуры может существенно повысить коэффициент усиления [115].

Отметим также, что несмотря на то, что с увеличением уровня накачки (концентрации неравновесных носителей), спектр усиления ГС 2-го типа существенно сдвигается в коротковолновую сторону, это смещение не приводит к существенному поглощению излучения в ненакаченных КЯ. Эта особенность является преимуществом ГС 2-го типа перед ГС-й 1-го типа в случае неоднородной накачки как по глубине, так и по поверхности структуры.

Теперь оценим возможность достижения высокой концентрации неравновесных носителей в наших экспериментах. В квазинепрерывном режиме накачки, однородной по глубине, и в предположение, что внутренний квантовый выход излучения близок к единице, можно записать следующее соотношение:

$$\int_{E_{AB}}^{\infty} R(\sigma, E) \cdot d(E) = \frac{I_p}{N_{КЯ} \cdot L_{ef} \cdot \hbar \omega_p} = \frac{\sigma}{\tau \cdot L_{ef}} \quad (40)$$

где $R(\sigma, E)$ – скорость рекомбинации при $\hbar \omega = E$, зависящая от концентрации неравновесных носителей по формуле (18), I_p – интенсивность накачки, $N_{КЯ}$ – число КЯ, σ – поверхностная концентрация носителей. $\hbar \omega_p$ – энергия кванта накачки, τ – эффективное время рекомбинации. Из формулы (40) при $\sigma = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, получаем оценку для времени жизни $\tau = 4.3 \text{ нс}$ и оценку для интенсивности накачки $I_p = 8.4 \text{ кВт/см}^2$. При этой концентрации, коэффициент оптического усиления может достигать 4700 см^{-1} . В наилучшем микрорезонаторе на ГС с аналогичными толщинами (см. §5.2.3, МР с улучшенными характеристиками), мы оценили пороговую интенсивность накачки значением $I_{th} \approx 25 \text{ кВт/см}^2$, что соответствует $g_{\max} = 8000 \text{ см}^{-1}$, $\sigma = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $\tau = 2.5 \text{ нс}$. Однако, при высоких уровнях накачки возможно часть неравновесных носителей могут не успевать диффундировать в КЯ и будут рекомбинировать в барьерных слоях. В этом случае внутренний квантовый выход излучения будет меньше единицы. Интересно отметить, что при накачке $I_p \approx 2 \text{ кВт/см}^2$, из формулы (40) получается оценка $\tau = 12 \text{ нс}$, что близко к измеренному нами значению 9.5 нс в [122].

Ниже, на рисунке 16 приведена зависимость расчетных значений линий излучения от толщины слоя CdS при низком ($\sigma = 10^{11} \text{ см}^{-2}$) уровне возбуждения (ZnSe(3 нм)/CdS($h_{КЯ}$ нм)/ZnSe(3 нм)) и при двух температурах (15 К и 300 К).

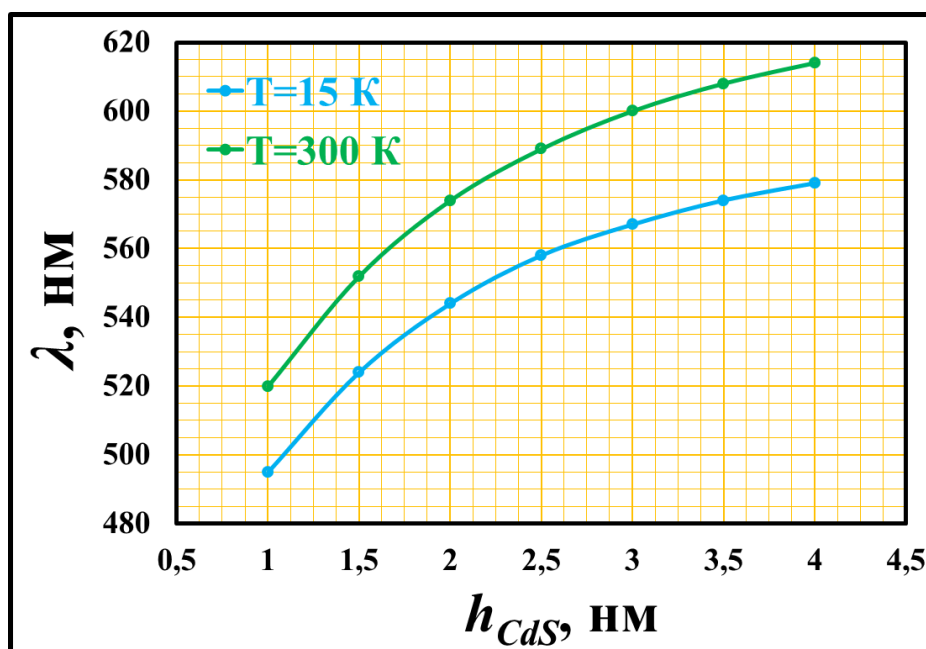


Рисунок 16 - Зависимость расчетных значений линий излучения от толщины слоя CdS при низком ($\sigma = 10^{11} \text{ см}^{-2}$) уровне возбуждения (ZnSe(3 нм)/CdS($h_{КЯ}$ нм)/ZnSe(3 нм)) и при двух температурах (15 К и 300 К).

Теперь остановимся на определении теоретического значения длины волны излучения, которая максимально может быть достигнута в лазере на основе ГС 2-го типа CdS/ZnSe. Сначала определим предельную ширину слоя CdS с учетом двух соседних слоев ZnSe. Ранее мы оценили критическую толщину слоя CdS при росте на подложке GaAs величиной $h_{CdS}^{кр.} \approx 4.3$ нм (см. §3.1.1), которая примерно соответствует экспериментальному значению, измеренному в [108]. Предполагая толщины слоев ZnSe равными 3 нм, с помощью следующего простейшего соотношения $h_{CdS}^{кр.} \cdot \varepsilon_1 = 2 \cdot h_{ZnSe} \cdot \varepsilon_2 + h_{CdS} \cdot \varepsilon_1$, можно оценить максимальное значение толщины слоя CdS ($\varepsilon_1 \approx 3.2\%$ и $\varepsilon_2 = 0.36\%$ - относительные упругие деформации (напряжения) соответственно в слоях CdS и ZnSe относительно подложки GaAs). Расчет дает значение $h_{CdS} \approx 3.6$ нм. При данной толщине слоя CdS (ZnSe(3 нм)/CdS(3.6 нм)/ZnSe(3 нм)), как видно из рисунка 16, длина волны излучения данной ГС, рассчитанная по соотношению $\lambda(\text{нм}) = 1240 / (E_g^{AB}(\text{эВ}) + E_{el}(\text{эВ}) + E_{hl}(\text{эВ}))$, при низком уровне возбуждения и при КТ равна ≈ 610 нм. Для оценки же максимального значения длины волны излучения, на которой может быть достигнута лазерная генерация, необходимо рассчитать спектры оптического усиления. При этом, можно предположить, что для

достижения генерации в ПДЛ на структуре с ~ 10 КЯ, необходимый коэффициент усиления составляет $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$ при типичных ($\sim 1\%$) значениях пропускания выходного зеркала. Здесь учтено, что основные потери приходятся на пропускание выходного зеркала, а отражение глухого зеркала равно около 100% . Также предположим, что АО ПДЛ содержит 10 КЯ и все они находятся в пучностях моды резонатора и участвуют в генерации.

На рисунке 17 представлены расчётные спектры оптического усиления (а) и спонтанного излучения (б) ГС $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ ($\sim 90 \text{ нм}$)/ ZnSe (3 нм)/ CdS (3.6 нм)/ ZnSe (3 нм)/ $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ ($\sim 90 \text{ нм}$) при комнатной температуре и различных концентрациях неравновесных носителей.

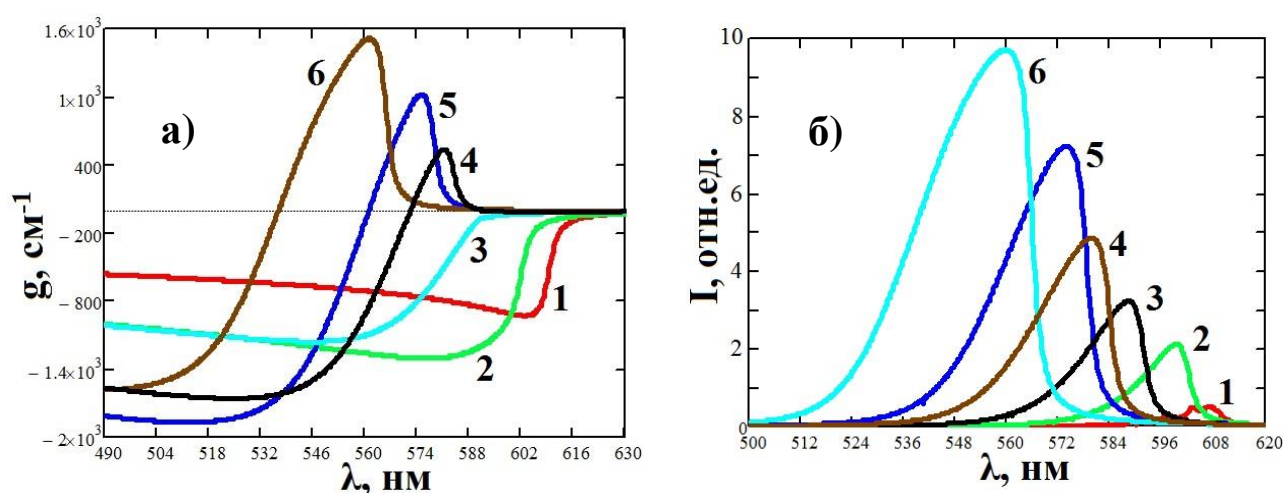


Рисунок 17 - Расчётные спектры оптического усиления (а) и спонтанного излучения (б) ГС $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ ($\sim 90 \text{ нм}$)/ ZnSe (3 нм)/ CdS (3.6 нм)/ ZnSe (3 нм)/ $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ ($\sim 90 \text{ нм}$) при комнатной температуре и различных концентрациях неравновесных носителей: 1 – $0.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 2 – $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 3 – $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 4 – $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 5 – $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 6 – $7.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Как видно из рисунка 17, наиболее длинноволновое лазерное излучение на основе данной ГС может быть достигнуто вблизи $\sim 575 \text{ нм}$ при концентрации неравновесных носителей $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Пропускание выходного зеркала резонатора при этом должно составлять $\approx 0.7\%$, что следует из следующего порогового условия лазерной генерации (внутренние потери $Loss$ в ГС при этом должны быть менее $\sim 10 \text{ см}^{-1}$):

$$g \cdot N_{ef} \cdot L_{ef} = Loss - \frac{1}{2} \cdot \ln(R_1 R_2) \quad (41)$$

где N_{ef} - эффективное число КЯ ГС, участвующих в генерации, L_{ef} – эффективная ширина КЯ (в данном случае она ≈ 3.46 нм), g – коэффициент оптического усиления, который достигается в одной КЯ, R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора.

Таким образом, можно отметить, что с учетом коротковолнового сдвига линии излучения с накачкой, в целом (теоретически) на основе исследуемой ГС 2-го типа CdS/ZnSe можно реализовать полупроводниковые лазеры с оптической накачкой (ПДЛ, лазер с МР), излучающие в диапазоне ~ 470 - 575 нм при КТ.

3.2.1.2 Расчет ГС CdS/ZnSe с учетом взаимной диффузии Cd и Zn

Проведенные в рамках настоящей работы экспериментальные исследования свидетельствовали о температурной нестабильности КЯ в ГС CdS/ZnSe, выращенных при оптимальной температуре роста ~ 450 °С и при обычных условиях роста структур A^2B^6 , когда VI/II для всех слоев ГС $\gg 1$ (~ 10). Было обнаружено, что происходит взаимная диффузия атомов Cd и Zn в КЯ ГС, что приводит к диффузионному размыванию ее гетерограниц.

Ниже анализируется, к чему может привести данное диффузионное размывание гетерограниц. В данном случае рассматривается только диффузия атомов металла, поскольку коэффициенты диффузии атомов халькогена существенно ниже [123].

Для простоты рассмотрим КЯ, которая формируется тонким слоем CdS в широких обкладках ZnSe. Найдем сначала, как будет изменяться профиль КЯ за счет взаимной диффузии атомов Cd и Zn. В результате диффузии, в изначальном слое CdS образуется твердый раствор $Cd_xZn_{1-x}S$ неоднородный по координате z – глубине ГС, а в широких обкладках ZnSe образуется твердый раствор $Zn_{1-x}Cd_xSe$. Поместим начало координат z в центр слоя CdS. Тогда решение нестационарного уравнения диффузии относительно концентрации x можно представить в виде [124]:

$$x(z, t) = \frac{1}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot D \cdot t}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} x_0(\varepsilon) \cdot \exp\left[-\frac{(z-\varepsilon)^2}{4 \cdot D \cdot t}\right] \cdot d\varepsilon \quad (42)$$

где в качестве начального распределения концентрации Cd можно взять распределение с практически вертикальными гетерограницами:

$$x_0(z) = \exp\left[-\left(\frac{z}{h}\right)^{20}\right] \quad (43)$$

где h – ширина слоя CdS.

На рисунке 18 представлены результаты расчета по формуле (42) для коэффициента диффузии $D = 0.06$ нм²/мин и ширины КЯ $h = 3$ нм. Это значение D мы выбрали из следующих соображений. По данным работы [125], при отжиге структуры $Zn_{1-x}Cd_xSe/ZnSe$ при $T = 400$ °С, коэффициент диффузии атомов Cd в начальный момент отжига составляет значение $11.5 \cdot 10^{-3}$ нм²/мин при $x \approx 0.4$. Далее, энергия активации процесса диффузии, определенная в работе [123] составляет величину 1.7 эВ. При изменении температуры от 400 °С до 440 °С, это дает увеличение D в 5.2 раза. Исходя из этих данных, получается указанная выше оценка для D при $T = 440$ °С. В нашем случае исходная концентрация Cd в КЯ выше, $x = 1$. Поэтому согласно работе [125], следует ожидать больший коэффициент диффузии. Однако, там же показано, что средний коэффициент диффузии падает при увеличении длительности отжига. Здесь не будем учитывать эти эффекты.

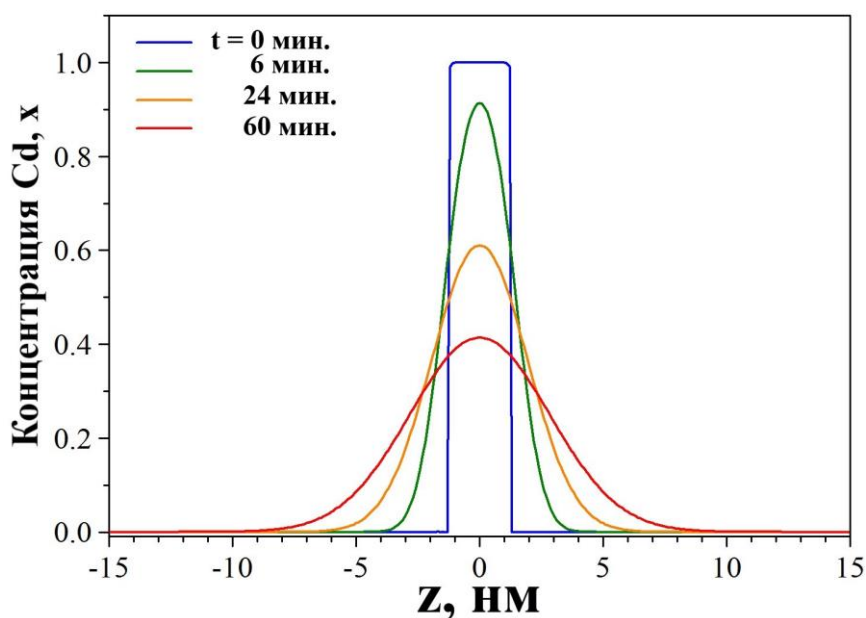


Рисунок 18 - Профиль распределения атомной доли Cd в КЯ после термического отжига в течение 0, 6, 24 и 60 мин, что соответствует исходному распределению и временам отжига первой, четвертой и десятой КЯ в процессе роста.

Изменение ширины запрещенной зоны твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и $Zn_{1-x}Cd_xS$ можно записать в виде:

$$E_{g1}(x) = E_g(ZnSe) - (1 - x) \cdot [E_g(ZnSe) - E_g(CdSe)] - x \cdot (1 - x) \cdot b \quad (44)$$

$$E_{g2}(x) = E_g(ZnS) - (1 - x) \cdot [E_g(ZnS) - E_g(CdS)] - x \cdot (1 - x) \cdot b_1 \quad (45)$$

где значение параметра изгиба b довольно сильно различается в разных публикациях для $Zn_{1-x}Cd_xSe$ [126]. Здесь мы берем среднее значение $b = 0.5$ эВ. Для твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xS$ параметр b_1 равен 0.45 эВ (см. §2.1).

Воспользовавшись данными уравнениями (44-45) для $E_g(Zn_{1-x}Cd_xSe)$ и $E_g(Zn_{1-x}Cd_xS)$, а также принимая следующие значения разрывов и ширин запрещенных зон бинарных соединений кубической модификации при НТ: $U_c(ZnCdSe/ZnSe) = 0.8 \cdot \Delta E_g$, $U_c(CdS/ZnSe) = 0.8$ эВ, $U_c(ZnSe/ZnS) = 0.4 \cdot \Delta E_g$, $E_g(ZnSe) = 2.82$ эВ, $E_g(CdSe) = 1.77$ эВ, $E_g(ZnS) = 3.84$ эВ и $E_g(CdS) = 2.49$ эВ, получаем положения зон проводимостей для твердых растворов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и $Zn_{1-x}Cd_xS$ (рисунок 19).

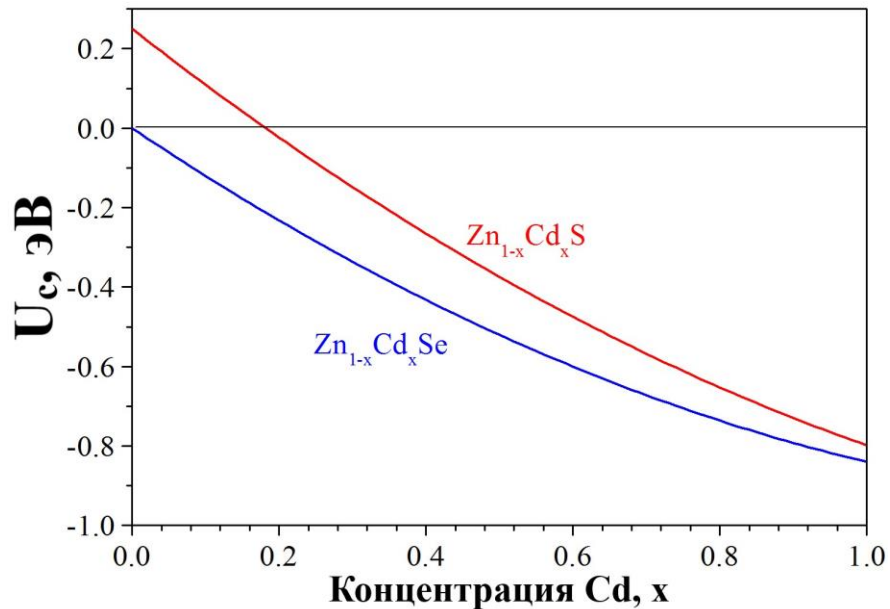


Рисунок 19 - Зависимость положения минимума зоны проводимости для твердых растворов ZnCdS и ZnCdSe относительно минимума зоны проводимости ZnSe.

Здесь мы не учитывали упругие напряжения в слоях ZnCdS и ZnCdSe, которые возникают в реальной структуре. Аналогично можно найти разрыв валентной зоны в зависимости от x . Теперь, объединяя результаты, представленные на рисунках 18 и 19, можно найти ЗД вблизи КЯ, подверженной процессу диффузии атомов Cd и Zn. Этот профиль представлен на рисунке 20 для двух значений времени отжига КЯ. Время отжига 6 минут соответствует времени нахождения последней КЯ при температуре $440\text{ }^{\circ}\text{C}$ в процессе роста, а время отжига 60 минут – времени нахождения первой выращенной КЯ (всего 10 КЯ).

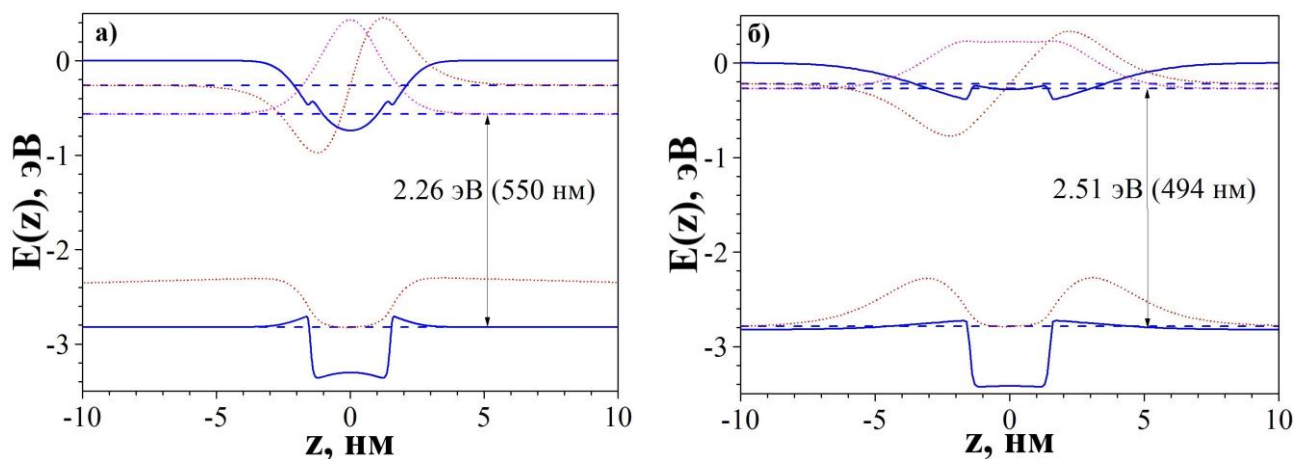


Рисунок 20 - ЗД КЯ (сплошные линии), уровни квантования (штриховые линии) и волновые функции электрона и дырки (пунктирные линии) при отжиге 6 (а) и 60 (б) минут.

Из рисунка 20 видно, что волновые функции электрона расширяются в соответствие с расплыванием КЯ и их перекрытие с волновой функцией дырки существенно увеличивается. Это в свою очередь увеличивает коэффициент усиления при заданной концентрации неравновесных носителей. Происходит плавная перестройка от диаграммы с разрывами зон 2-го типа в диаграмму с разрывами зон 1-го типа. Если электроны в последней КЯ в основном сосредоточены вблизи $z = 0$, то в 1-й КЯ распределение электронов уже может иметь два максимума, вне исходного слоя CdS.

Конечно, неодинаковость КЯ приводит к существенному неоднородному уширению линии излучения и, следовательно, к увеличению порога генерации лазера на таких ГС. Мы рассмотрели случай, когда коэффициент диффузии не зависит от концентрации Cd. Разброс характеристик КЯ по глубине может быть заметно меньше, если учесть зависимость коэффициента диффузии от концентрации Cd, что наблюдалось в ГС ZnCdSe/ZnSe [125]. Следует также отметить, что структура CdS/ZnSe отличается от структуры ZnCdSe/ZnSe тем, что диффузия Cd сначала идет из упруго сжатого слоя CdS в практически не сжатый слой ZnSe. Однако, по мере уменьшения концентрации Cd в КЯ и соответствующего увеличения концентрации Cd в соседних слоях ZnCdSe, напряжения в этих слоях могут даже превышать напряжение в слое КЯ. Это может быть дополнительным фактором, ограничивающим диффузию.

3.2.1.3 Расчет ГС CdS/ZnSe с учетом ее легирования донорной примесью

Расчеты, выполненные в предыдущем подразделе, показывают, что при низком уровне накачки длина волны излучения должна сдвигаться в коротковолновую сторону с увеличением взаимной диффузии атомов Cd и Zn. Однако, даже в гетероструктурах, где удалось существенно понизить взаимную диффузию, максимум спектра излучения при низких накачках все равно сдвинут в коротковолновую сторону по сравнению с расчетным значением. Еще одной причиной коротковолнового сдвига может являться непреднамеренное легирование структуры донорной примесью Ga из подложки GaAs. Действительно,

по исследованиям структур на АСМ, всегда в структуре можно увидеть присутствие равновесных электронов даже без освещения. В связи с этим, в данном подразделе проводится расчет исследуемой ГС с учетом непреднамеренного легирования структуры донорной примесью Ga из подложки GaAs. Целью данного расчета является оценка сдвига линии излучения КЯ в коротковолновую сторону в зависимости от уровня легирования структуры донорной примесью Ga из подложки GaAs.

Для простоты расчета, здесь рассмотрим случай НТ и низкого уровня возбуждения ГС с ОКЯ при толщинах слоев: ZnSe(3нм)/CdS(3нм)/ZnSe(3нм). В §2.2 было приведено схематическое изображение 3Д такой структуры при низкой накачке. Для нелегированной ГС, решение уравнения Шредингера дает значение линии излучения в ≈ 567 нм. Однако, если учитывать, что структура легируется от подложки, линия излучения КЯ может сдвигаться в коротковолновую сторону на величину, зависящей от уровня концентрации донорных примесей в структуре.

Для расчета ГС с учетом легирования, предположим, что вся структура равномерно по глубине легирована донорной примесью. Поскольку нижняя подзона зоны проводимости нелегированного слоя CdS ниже уровня энергетического уровня электрона на доноре, то ближайшие к слою CdS доноры отдают свои электроны слою CdS. При этом распределение положительного заряда за счет ионизованных доноров плавно нарастает к слою CdS. Это приводит к искривлению зон вблизи слоя CdS таким образом, чтобы уровень Ферми в слое CdS определялся положением электрона на донорном уровне вдали от слоя CdS. Расчетное значение энергии связи электрона на донорном уровне для ZnSe равен ≈ 26 мэВ в приближение эффективной массы [127]. Искривление зон ГС находилось в результате решения уравнения Пуассона. При этом предполагалось, что накачка предельно слабая, так что неравновесные носители не изменяют 3Д. Для полученной 3Д с учетом искривления зон находились волновые функции и уровни квантования для электронов и дырок. В результате, основываясь на выражения, приведенные в §3.2.1.1, находились спектры спонтанного излучения в зависимости от концентрации донорной примеси. На рисунке 21 представлены расчётные

спектры спонтанного излучения ГС $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~100 нм)/ ZnSe (3 нм)/ CdS (3 нм)/ ZnSe (3 нм)/ $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~100 нм) для низкой температуры при различных (1 – нелегированная ГС, 2 – $1.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 – $2.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 4 – $1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 5 – $3.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 6 – $7.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 7 – $1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, 8 – $4.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) уровнях легирования структуры донорной примесью Ga из подложки GaAs. Результирующая ЗД, которая получается при расчёте рассматриваемой ГС с учетом легирования, представлена на рисунке 22 (концентрация доноров равна $7.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

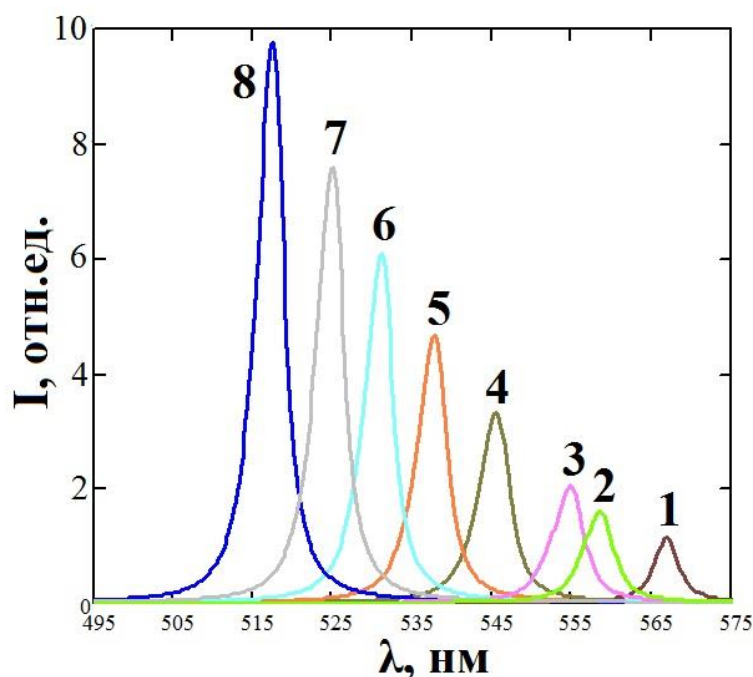


Рисунок 21 - Расчётные спектры спонтанного излучения ГС $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~100 нм)/ ZnSe (3 нм)/ CdS (3 нм)/ ZnSe (3 нм)/ $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ (~100 нм) для низкой температуры при следующих уровнях легирования структуры донорной примесью Ga из подложки GaAs: 1 – нелегированная ГС, 2 – $1.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 – $2.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 4 – $1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 5 – $3.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 6 – $7.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 7 – $1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, 8 – $4.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

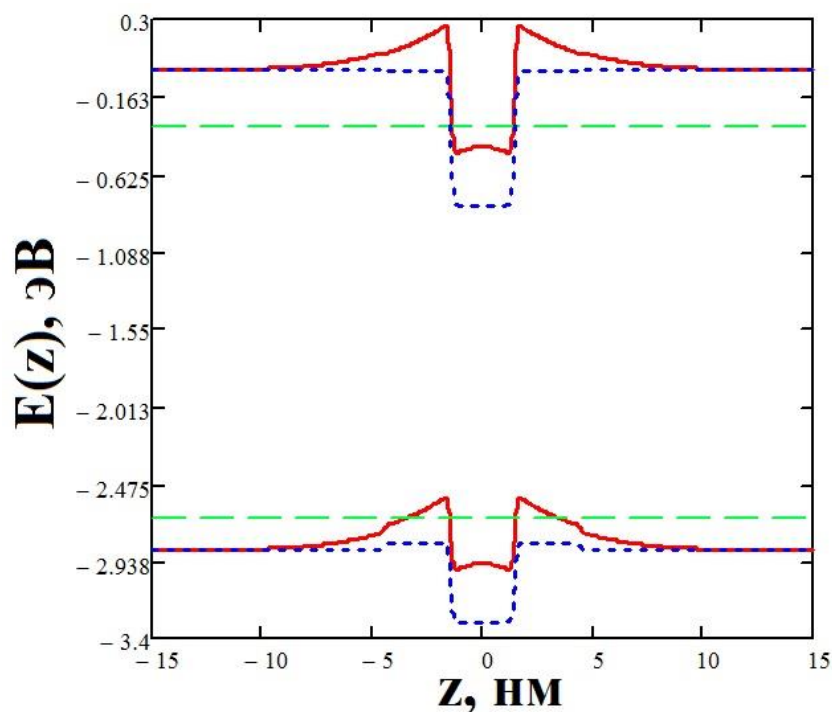


Рисунок 22 - Исходная 3Д ГС ZnSe(3нм)/CdS(3нм)/ZnSe(3нм) (синяя пунктирная линия). Красная сплошная линия соответствует 3Д, полученной после расчета с учетом влияния подложки на выращенную структуру (концентрация легирования равна $7.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Штриховые зеленые линии соответствуют нижайшим уровням размерного квантования для электрона и дырки при учете легирования структуры.

3.2.2 ГС CdZnS/ZnSSe с разрывом зон 2-го типа

В данном подразделе приводятся результаты расчета наиболее интересного случая ГС 2-го типа $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$, все слои которого имеют составы, практически согласованные с ростовой подложкой GaAs. Расчеты проводились аналогично ГС CdS/ZnSe (см. 3.2.1.1). Ниже будет оценена максимально возможная длина волны излучения, которая может быть теоретически достигнута в лазере на основе ГС $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$ при КТ. Кроме того, также продемонстрируется коротковолновый сдвиг линии излучения (усиления) с повышением уровня накачки. В расчетах предполагалось, что ноль оси z находится в центре слоя ZnCdS. Здесь также предполагалось, что потенциалы для электрона и дырки при малом уровне накачки, можно описать непрерывными функциями. Тогда, основываясь на 3Д, построенную в §2.1 (см. рисунок б), исходные потенциалы для электрона и дырки при малом уровне накачки можно представить следующими выражениями:

$$U_e(z) = -U_c \cdot \exp\left[-\left(\frac{z}{L/2}\right)^{20}\right] + V(z) \quad (46)$$

$$U_h(z) = -U_v \cdot \exp\left[-\left(\frac{z}{L/2}\right)^{20}\right] + V(z) \quad (47)$$

где U_c и U_v – соответственно разрывы зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице CdZnS/ZnSSe. Нулевым потенциалам для $U_e(z)$ и $U_h(z)$ соответствуют дно зоны проводимости ZnSSe и потолок валентной зоны ZnSSe соответственно, L – толщина слоя CdZnS.

Волновые функции для данной ГС отыскивались в следующем виде:

$$\psi_e(z) = \exp\left[-\left(\frac{|z|}{a}\right)^b\right] \quad (48)$$

$$\psi_h(z) = \exp\left[-\left(\frac{|z|}{c}\right)^d\right] - \exp\left[-\left(\frac{|z|}{c_1}\right)^{d_1}\right] \quad (49)$$

где a, b, c, d, c_1, d_1 – параметры подгонки.

Ниже на рисунке 23 представлена зависимость расчетных значений линий излучения от толщины слоя Cd_{0.56}Zn_{0.44}S при низком (10^{11} см⁻²) уровне возбуждения и при двух температурах (15 К и 300 К).

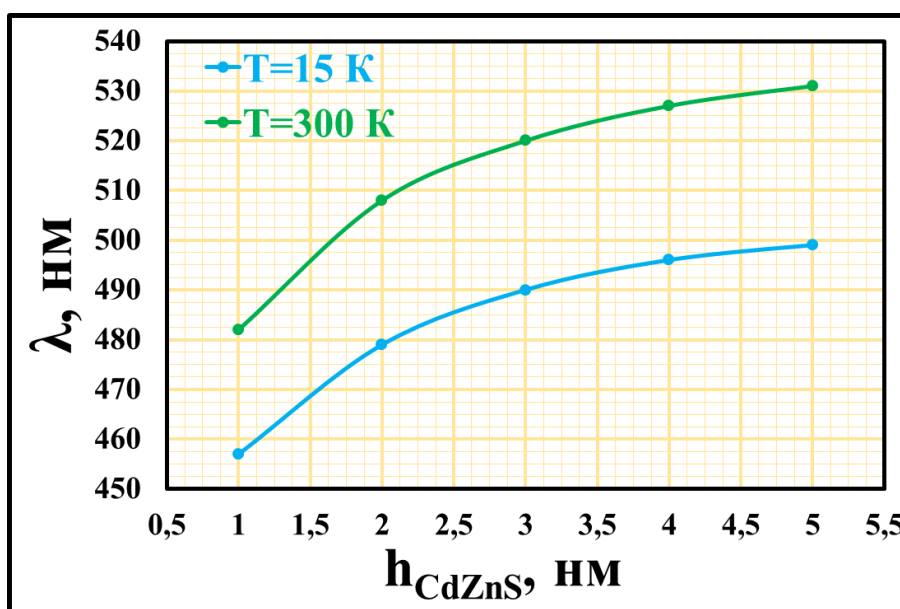


Рисунок 23 - Зависимость расчетных значений линий излучения от толщины слоя Cd_{0.56}Zn_{0.44}S при низком (10^{11} см⁻²) уровне возбуждения и при двух температурах (15 К и 300 К).

Ниже приводятся результаты расчета ГС $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$, которые были проведены с целью оценки максимально возможной длины волны излучения, которая может быть теоретически достигнута в лазере на ее основе. Для этого необходимо рассчитать спектры оптического усиления. По указанным в §2.1 причинам, для ширины КЯ $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}$ выбрано значение в 5 нм.

На рисунке 24 представлены расчётные спектры оптического усиления для данной ГС с толщиной КЯ $L = 5$ нм при двух температурах (15 К и 300 К) и при нескольких значениях (10^{11} см^{-2} , $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 10^{13} см^{-2}) концентрации неравновесных носителей. Соответствующие спектры спонтанного излучения приведены на рисунке 25. Как видно из данных рисунков, с повышением интенсивности накачки, спектры излучения (а также усиления) сдвигаются в коротковолновую сторону, что связано с искривлением ЗД ГС вблизи КЯ. При этом интеграл (а также квадрат интеграла) перекрытия волновых функций электрона и дырки увеличивается. В частности, квадрат интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки, в случае низкой температуры, с повышением концентрации неравновесных носителей с 10^{11} см^{-2} до 10^{13} см^{-2} при толщине КЯ $L = 5$ нм, повысился от $\approx 1.5\%$ до $\approx 7\%$ ($I \approx 0.27$), что все же в ~ 3 раза ниже соответствующего значения по сравнению с ГС $\text{ZnSe}(3\text{нм})/\text{CdS}(2\text{нм})/\text{ZnSe}(3\text{нм})$ (см. §3.2.1.1). Поэтому, безразмерный коэффициент усиления также низок по сравнению с ГС CdS/ZnSe (при КТ: $\sim 550 \text{ см}^{-1} \cdot 4.3 \text{ нм} < \sim 5000 \text{ см}^{-1} \cdot 2.2 \text{ нм}$).

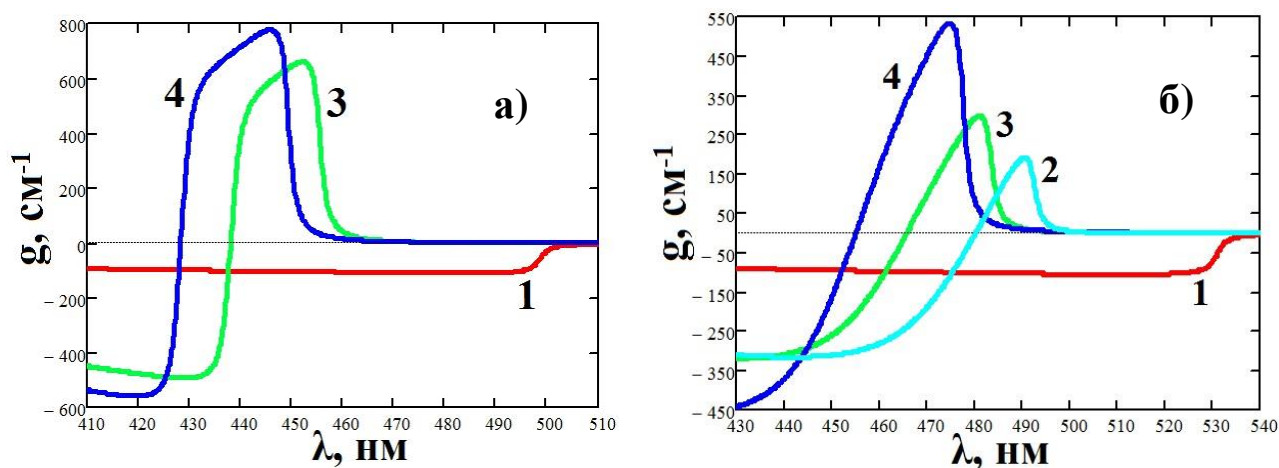


Рисунок 24 - Расчётные спектры оптического усиления ГС $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$ с толщиной КЯ $L = 5$ нм (эффективная ширина КЯ $L_{ef} = 4.3$ нм) при низкой (а) и комнатной (б) температурах и следующих значениях концентраций неравновесных носителей: 1 – 10^{11} см^{-2} , 2 – $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 3 – $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 4 – 10^{13} см^{-2} .

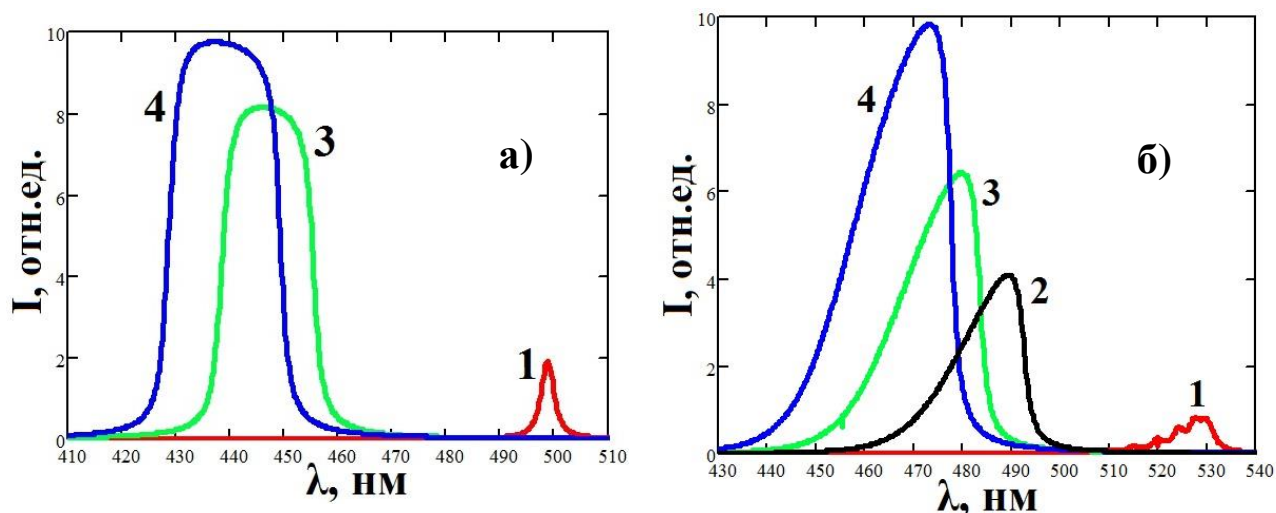


Рисунок 25 - Расчётные спектры спонтанного излучения ГС $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$ с толщиной КЯ $L = 5$ нм при низкой (а) и комнатной (б) температурах и следующих значениях концентраций неравновесных носителей: 1 – 10^{11} см^{-2} , 2 – $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 3 – $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 4 – 10^{13} см^{-2} .

На рисунке 26 представлены распределения волновых функций электрона и дырки (а) и вероятности их нахождения на данной координате (б) при поверхностной концентрации неравновесных носителей $\sigma_{e-h} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ($T=15$ К).

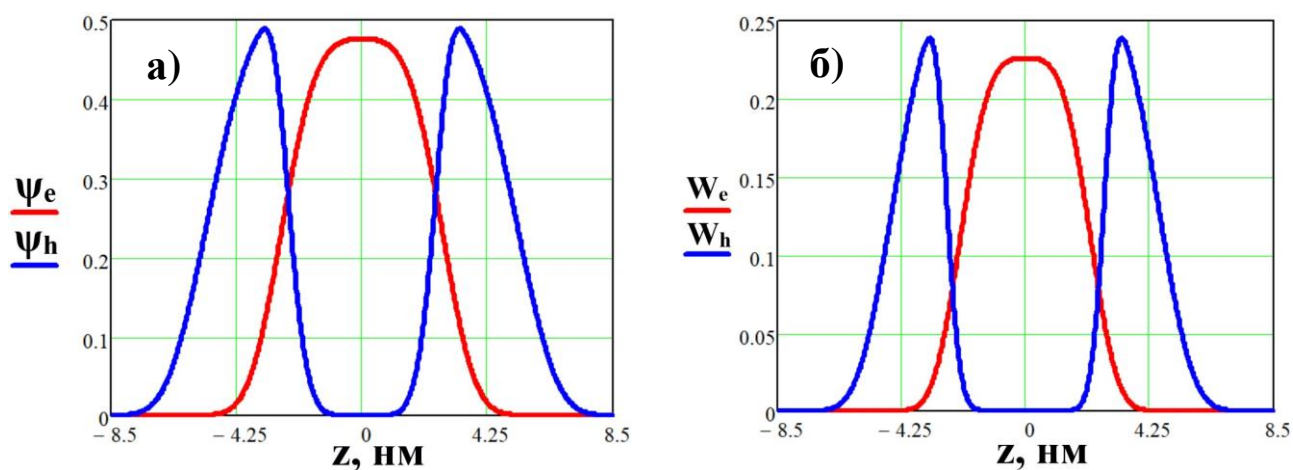


Рисунок 26 - Распределения волновых функций электрона и дырки (а) и вероятности их нахождения на данной координате (б) при $\sigma_{e-h} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ($T=15$ К).

Расчетная ЗД ГС $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$ с толщиной КЯ $L = 5$ нм при НТ для двух крайних уровней возбуждения (10^{11} см^{-2} и 10^{13} см^{-2}) представлена на рисунке 27.

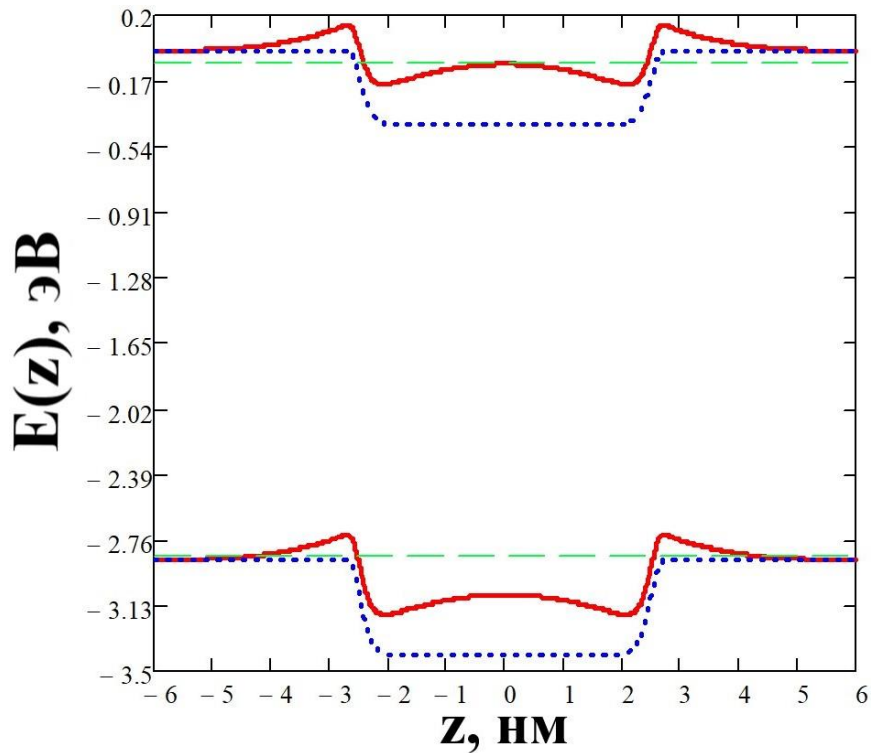


Рисунок 27 - 3Д ГС $\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$ с толщиной КЯ $L = 5$ нм при НТ и при малой ($\sigma_{e-h} = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ – синяя пунктирная линия) и большой ($\sigma_{e-h} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ – красная сплошная линия) концентрации неравновесных носителей. Штриховые зеленые линии соответствуют нижайшим уровням размерного квантования для электрона и дырки при $\sigma_{e-h} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Из рисунка 24,б видно, что относительно заметный коэффициент усиления в $\sim 200 \text{ см}^{-1}$ при КТ достигается вблизи 492 нм, при концентрации неравновесных носителей $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Для реализации ПДЛ с длиной волны ≈ 492 нм на основе данной ГС при условии, что АО содержит 10 КЯ, согласно выражению для порогового условия лазерной генерации (см. выражение (41) в §3.2.1.1), необходимо чтобы пропускание выходного зеркала резонатора составляло $\approx 0.2 \%$, а внутренние потери $Loss$ в ГС при этом были менее $\sim 10 \text{ см}^{-1}$. Данное условие трудно выполнить в реальном лазере, поэтому на основе этой ГС при толщине КЯ 5 нм, целесообразно реализовать лазеры, излучающие вблизи ~ 475 нм, где коэффициент усиления достигает более высокого значения $\sim 500 \text{ см}^{-1}$ при КТ. При этом можно выбрать менее добротный резонатор с коэффициентом пропускания выходного зеркала $\approx 0.5 \%$.

Таким образом, можно отметить, что с учетом коротковолнового сдвига линии излучения с накачкой, в целом (теоретически) на основе ГС 2-го типа

$\text{Cd}_{0.56}\text{Zn}_{0.44}\text{S}/\text{ZnS}_{0.08}\text{Se}_{0.92}$, можно реализовать лазеры, излучающие в диапазоне ~470-490 нм при КТ.

3.3 Расчет поглощения излучения накачки в лазерной ГС CdS/ZnSe

Известно, что в отличие от ГС с множественными КЯ, которые используются в ЛД, в структурах, используемых в ПДЛ, КЯ довольно сильно расставлены, что связано с требованием выполнения условия резонансного-периодического усиления. Для работы ПДЛ необходимо, чтобы эффективное число КЯ, участвующих в генерации, было равно общему числу КЯ в структуре. В этой связи, необходимым условием при накачке АО ПДЛ является максимально однородное возбуждение всех КЯ. Выполнение данного условия легко можно достигнуть при накачке АО с двух противоположных сторон. Это можно осуществить в ПДЛ «мембранного» типа. При накачке структуры же с одной стороны, данное условие можно приближенно выполнить с помощью использования двухполосного встроенного брэгговского зеркала (как для накачки, так и для генерируемого излучения).

На однородность возбуждения АО ПДЛ не меньше влияет также длина волны излучения накачки (поглощение сильно зависит от длины волны излучения), поэтому необходимо согласовать ее значение с АО ГС ПДЛ. В связи с этим, целесообразно оценить количество КЯ, участвующих в генерации при используемых нами длинах волн накачки.

Предположим, что после изготовления АЭ ПДЛ, на поверхность со стороны покровного слоя падает излучение с длиной волны λ ($T = 300$ К). Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего на ГС кванта света с учетом коэффициента собственного поглощения для прямых разрешенных переходов выражается следующей формулой [128]:

$$\alpha = A \cdot (E - E_g)^{1/2}, E > E_g; \quad \alpha = 0, E \leq E_g \quad (50)$$

где $A = \frac{\pi \cdot e^2 \cdot [2 \cdot m_n^* \cdot m_p^* / (m_n^* + m_p^*)]^{3/2}}{h^2 \cdot c \cdot m_n^* \cdot \epsilon_r \cdot n}$.

Предположим, что интенсивность накачки в барьерных слоях $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ изменяется по закону Бугера:

$$I_p(h) = I_{p0} \cdot e^{-\alpha(E) \cdot h} \quad (51)$$

где h – глубина ГС со стороны покровного слоя, откуда осуществляется накачка.

Ширина запрещенной зоны твердого раствора $\text{ZnS}_{0.1}\text{Se}_{0.9}$ при КТ равна ≈ 2.75 эВ.

Далее рассмотрим два случая длин волн (337 нм и ~ 435 нм), которые нами использовались для накачки полупроводниковых лазеров с оптической накачкой на основе ГС CdS/ZnSe. Графики, отражающие поглощение излучения накачки с длинами волн 337 нм и 435 нм по глубине ГС представлены на рисунке 28.

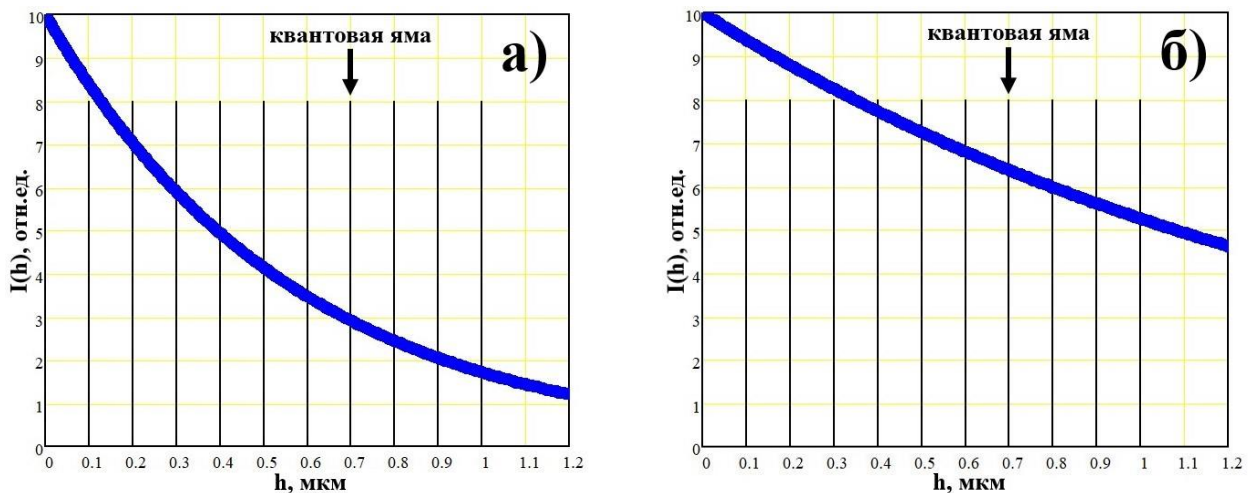


Рисунок 28 - Зависимость интенсивности накачки от глубины ГС при оптической накачке ГС излучением с длинами волн 337 нм (а) и 435 нм (б).

Из сравнения рисунка 28,а и 28,б, видно, что использование «фиолетового» ЛД (~ 435 нм), длина волны которого не сильно превышает край поглощения барьера, более однородно возбуждает лазерную ГС. Это дает надежду на то, что при прочих равных условиях, в случае накачки лазерной структуры «фиолетовым» ЛД (~ 435 нм), не только уменьшается квантовый дефект, но и более однородно возбуждаются КЯ, что тем самым может увеличить коэффициент усиления структуры лазера в целом и снизить порог генерации.

ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА И ОБОРУДОВАНИЕ. ВЫРАЩИВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГС 2-ГО ТИПА CdS/ZnSe.

4.1 Технология роста ГС CdS/ZnSe

4.1.1 Выращивание ГС CdS/ZnSe методом ГФЭЭОС

Выращивание наноразмерных ГС CdS/ZnSe, в настоящей работе производилось на лабораторной установке, методом ГФЭЭОС в потоке водорода при атмосферном давлении в кварцевом реакторе. Установка нами была собрана из комплектующих, разработанных в ФИРЭ РАН. Газовая система данной установки в основном состоит из двух подсистем: система очистки водорода и система газораспределения. Схема данной установки подробно представлена на рисунке 29. Установка работает следующим образом. Исходный технический водород с точкой росы $\sim +20$ °С, имеющийся в сжатом баллоне (до ~ 150 атм), после понижения избыточного давления до $\sim 5-7$ атм с помощью редуктора давления (Р-1 на схеме), сначала поступает в систему водородной очистки, которая состояла из двух баллонов с общей ёмкостью в ~ 10 литр, заполненных силикагелем типа активированного оксида алюминия (АОА). Эти баллоны были последовательно соединены с палладиевым фильтром. Один баллон стоял перед палладиевым фильтром, а второй после. Установка была несколько модернизирована и в ней имелась возможность для проведения периодического отжига силикагеля, не вскрывая газовую систему установки. Силикагель адсорбирует воду, содержащуюся в водороде, тем самым очищая его. Точка росы водорода, после прохождения системы очистки имеет значение $\sim \ll -65$ °С». При значениях точки росы хуже чем $\sim \ll -40$ °С», нецелесообразно проведение ростового процесса, так как в этом случае в системе может происходить реакция $(C_2H_5)_2Zn + H_2O = ZnO \downarrow + 2C_2H_6$, в результате чего продукт этой реакции ZnO осаждается и забивает газораспределительные трубки установки. Кроме того, данный продукт реакции также может адсорбировать на себя ЭОС, что ухудшит как контроль потоков водорода, так и изменить концентрацию ЭОС в реакторе.

8 – датчик водорода, ОРВ – общий резервуар с водородом, РРГ – регулятор расхода газа, БУР – блок управления регулятором, ПК – пневмоклапан, БУТБ – блок управления температурой барботера, БУПК – блок управления ПК, П – призма, Л – линза, ЭП – электрическая печь, БУТП – блок управления температурой подложки, 1 – модулятор света; 2 – фотодетектор; 3 – синхродетектор.

Остаточный кислород также может ухудшить качество ЭП. Однако, он для соединений A^2B^6 мало вреден по сравнению с соединениями A^3B^5 . Это связано с тем, что кислород так же, как и халькогены принадлежит к 6-й группе элементов таблицы Менделеева. Поэтому его небольшое включение в эпитаксиальный слой не приводит к значительному ухудшению качества слоя.

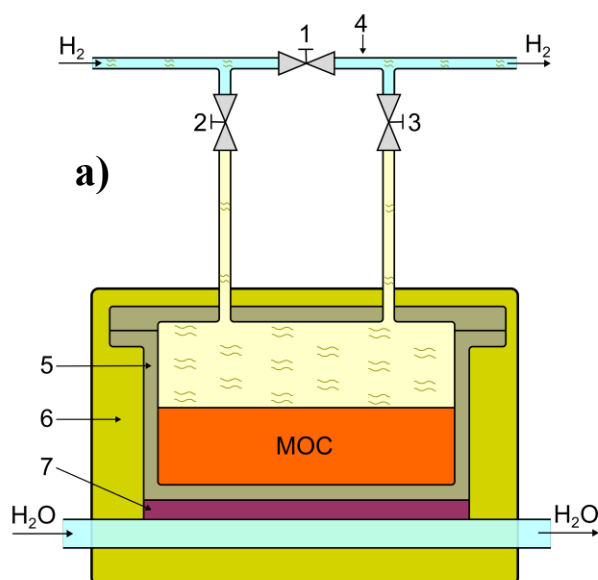
Точка росы водорода после очистки измеряется датчиком Ива-8, который вмонтирован на входе в систему газораспределения. Очищенный от воды и кислорода, водород после системы очистки, через манометр поступает в систему газораспределения. Манометр понижает давление водорода до нужного значения (~1.1 атм) на входе газораспределительной подсистемы. После манометра и датчика Ива-8, водород поступает в небольшой резервуар (ОРВ на схеме), от которого исходит распределение потоков водорода между каналами. Данное распределение потоков водорода осуществляется с помощью РРГ, установленных для каждого канала после данного резервуара. РРГ предназначены для регулирования потоков водорода и представляют собой электрические газовые краны. Они предназначены для измерения, установки и поддержания заданного расхода газа. Принцип действия РРГ заключается в том, что встроенный электромотор по сигналу заданного напряжения, соответствующему необходимому расходу, перемещает клапан, регулирующий расход газа, до тех пор, пока сигнал с датчика расхода не примет заданное значение. Работа РРГ управляется персональным компьютером.

Прошедший через РРГ водород, далее поступает в барботеры с соответствующими элементоорганическими веществами. В качестве источников для роста исследуемых в данной работе ГС $Cd(Zn)S/Zn(S)Se$ использовались следующие элементоорганические соединения: диметил селенид $(CH_3)_2Se$, диметил кадмий $(CH_3)_2Cd$, диэтил сульфид $(C_2H_5)_2S$ и диэтил цинк $(C_2H_5)_2Zn$. Для

роста структур использовались два одинаковых источника $(C_2H_5)_2S$. Один использовался для выращивания барьерных слоев ZnSSe, а другой для тонких слоев CdS. Потоки $(C_2H_5)_2S$ сильно отличались, поэтому использовать один барботер крайне затруднительно, поскольку в этом случае пришлось бы потоки изменять очень быстро, что трудно при выращивании тонких слоев.

При выращивании тонких слоев CdS при температуре ~ 450 °C, оптимальной для выращивания слоев ZnSe и ZnSSe, необходимо использовать интенсивные потоки $(CH_3)_2Cd$ и $(C_2H_5)_2S$, поскольку равновесное давление паров Cd и S при этой температуре довольно высокое [129]. Оптимальная температура роста слоя CdS существенно ниже 450 °C. Кроме того, высокие потоки соединений с Cd и S способствуют подавлению вхождения остаточных веществ из объема реактора в КЯ. Именно такой подход позволил нам получить гетероструктуры с более высокой интенсивностью люминесценции.

Барботер представляет собой герметичную камеру, изготовленную из нержавеющей стали с устройством входа и выхода газоносителя. Схема устройства барботера и его внешний вид представлены на рисунке 30. Внутри барботера, водород может проходить как через линию «by pass», обходя соответствующую элементорганику, так и над ее поверхностью, унося при этом с собой насыщенные пары соответствующего вещества. В первом случае, первый кран должен быть открытым, а второй и третий закрытыми. А во втором случае, – наоборот. С помощью линии «by pass» устанавливаются начальные значения потоков водорода через соответствующие элементорганики. Кроме того, с помощью данной линии осуществляется процесс продувки системы перед и после роста.



б)



Рисунок 30 - а) Схематический вид барботера вместе с термокамерой: 1, 2, 3 – краны, 4 – линия «by pass», 5 – барботер, 6 – теплоизоляция, 7 – элемент Пельтье; б) внешний вид барботера.

Процесс регулирования концентрации элементоорганики, в целом можно осуществлять как с помощью изменения потока водорода через РРГ, так и с помощью изменения температуры вещества. Однако, повсеместно для простоты, в экспериментах концентрация регулируется лишь изменением исходного потока водорода через барботер при фиксированных значениях температур используемых веществ. Температуры веществ в данной установке регулировались с помощью термокамер, в которых температура поддерживалась с помощью Пельтье элементов. Они позволяют устанавливать температуры барботеров в пределах от $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ с точностью в $\sim 0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

После прохождения барботеров, водород, который обогащен насыщенными парами соответствующей элементоорганики, поступает в систему пневмоклапанов. Пневмоклапан задает направление потоку водорода с элементоорганикой. Внутри пневмоклапанов водород может проходить двумя путями: по линии «Run» - поток направляется в кварцевый реактор для осаждения слоя на ростовую подложку с последующим сбросом водорода в атмосферу после осаждения в выходном угольном фильтре продуктов распада реакций и непрореагировавших элементоорганик; или по линии «Vent» - поток напрямую сбрасывается в

атмосферу через выходной угольный фильтр. Для переключения пневмоклапан используется инертный газ (N_2) под давлением $\sim 2-5$ атм. Управление пневмоклапанами осуществлялось с помощью ЭВМ.

Как видно из рисунка 29, кроме каналов через барботеры с элементоорганиками, имеются еще два дополнительных канала (также «Run» и «Vent») с соответствующими РРГ. Они предназначены для ускорения продувки линий «Run» и «Vent» системы. Кроме того, увеличение потока водорода по дополнительному каналу «Run» позволяет увеличить площадь области однородного осаждения на ростовой подложке, хотя при этом уменьшается скорость роста и увеличивается расход элементоорганических веществ.

После прохождения линий «Run», водород, обогащенный соответствующими веществами, попадает в кварцевый реактор, в результате чего продукты химических реакций элементоорганических веществ с водородом, проходящих вблизи поверхности подложки, нагретой до определенной температуры, осаждаются на нее. Химические реакции, протекающие вблизи подложки на примере роста слоя ZnSSe следующие: $(C_2H_5)_2Zn + H_2 \rightarrow Zn + 2 C_2H_6\uparrow$; $(CH_3)_2Se + 2H_2 \rightarrow H_2Se + 2 CH_4\uparrow$; $(C_2H_5)_2S + 2H_2 \rightarrow H_2S + 2 C_2H_6\uparrow$; $H_2Se + H_2S + Zn \rightarrow ZnSSe + 2H_2\uparrow$.

Реактор имеет вид, который представлен на рисунке 31. Он представляет собой параллелепипед с высотой 10 мм и шириной 120 мм, с входной расширяющейся воронкой и широкой выходной трубой. Кроме того, он имеет оптическое окно в виде усеченного цилиндра для контроля за эпитаксиальной структурой в реальном времени. Усеченный цилиндр имеет примерно следующие размеры: диаметр ~ 4 см, высоты ~ 3 и 5 см. Для проведения эпитаксиального процесса, напротив оптического окна, на дне реактора размещается тонкая сапфировая подложка с диаметром ~ 30 мм и толщиной ~ 1 мм, а на нем размещается ростовая подложка (GaAs) площадью ~ 4 см². Сапфир осуществляет выравнивание температуры на ростовой подложке. Угол между осью воронки и нормалью к поверхности подложки составляет $\sim 45^\circ$. В случае отсутствия данного оптического

окна, реактор в процессе роста быстро загрязняется, что сильно затрудняет проведение оптического контроля роста ГС.

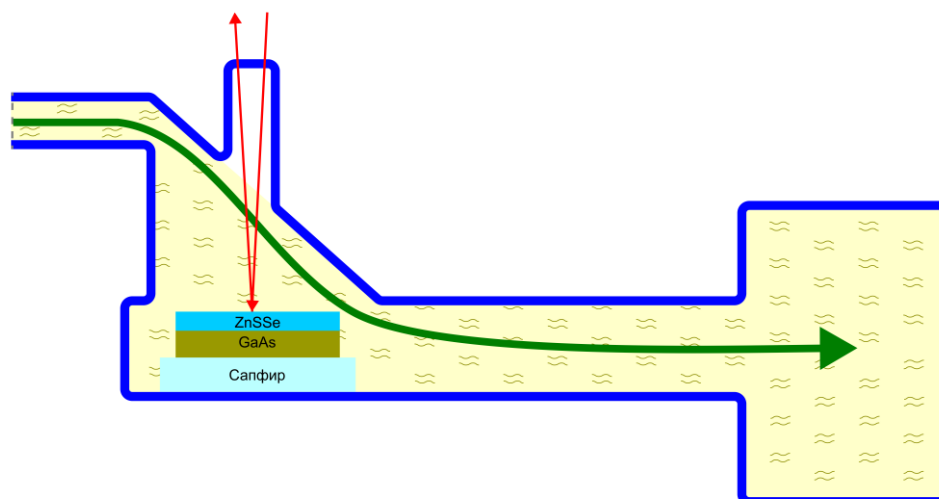


Рисунок 31 - Схема реактора (вид сбоку).

Подложка внутри реактора нагревалась при помощи плоской спиральной электрической печи, оснащенной блоком терморегулирования. Блок терморегулирования представляет собой программируемый тиристорный источник тока, который служит для поддержания требуемой температуры печи или нагрева с заданной скоростью.

Рост исследуемых ГС $\text{Cd}(\text{Zn})\text{S}/\text{Zn}(\text{S})\text{Se}$ проводился на подложках GaAs, которые были на 10^0 разориентированы от плоскости (001) к плоскости (111)A. Разориентация, с одной стороны, позволяла достигнуть меньшую шероховатость ростовой поверхности, а с другой стороны обеспечивала устойчивую линейную поляризацию излучения лазера на основе выращенных ГС. Для выращивания ГС, в основном использовались четверть двухдюймовой подложки. Данная установка не позволяла осуществить вращение подложки в процессе роста. Для предотвращения взаимодействия Se с GaAs, после высокотемпературного срыва окисла с подложки, ее температура уменьшалась до ~ 350 °C, и зарождался низкотемпературный буферный слой ZnSSe. Затем температура подложки постепенно повышалась до ростовой температуры ~ 450 °C. Между слоями ГС делалось прерывание на $\sim 5-10$ с, что улучшало резкость гетерограниц.

Температура роста $T_{\text{подл}}$ исследуемых ГС в целом варьировалась в диапазоне $\sim 430\text{-}470$ °С. Реальная температура на поверхности подложки калибровалась экспериментальным путем и контролировалась условной температурой $T_{\text{усл.}}$, заданной на индикаторе терморегулятора электрической печи с помощью следующей зависимости: $T_{\text{подл.}} \approx 0.78 \cdot T_{\text{усл.}} - 1.9$. Для определения температуры на подложке был проведен калибровочный процесс с помощью использования образцов материалов Se, Zn, Cd, Al массой ~ 1 мг, которые в одном процессе были размещены на поверхность тонкого (~ 1 мм) сапфира с ростовой подложкой GaAs (~ 450 мкм). При типичных ростовых потоках, далее осуществлялся плавный нагрев (~ 10 °С/мин) сапфира с GaAs, в результате чего, по точкам температур плавлений данных материалов была построена зависимость реальной температуры на поверхности подложки от заданной температуры на индикаторе терморегулятора электрической печи.

4.1.2 Оптический контроль роста ГС CdS/ZnSe

Для контроля толщины и шероховатости ЭП, в установках ГФЭЭОС, как правило используется метод рефлектометрии. С этой целью, в процессе роста ГС, нами непосредственно в процессе роста осуществлялся контроль над изменением интенсивности отраженного излучения от поверхности гетероструктуры со временем. В качестве источника излучения использовался ЛД с длиной волны 650 нм. Излучение данного ЛД сфокусировалось в пятно 2 мм на ростовой подложке.

На рисунке 32 представлены фрагменты зависимости интенсивности отраженного сигнала от времени роста при выращивании одиночной и двойной КЯ. На рисунке 32,а, пунктир соответствует временной зависимости сигнала отражения без формирования КЯ.

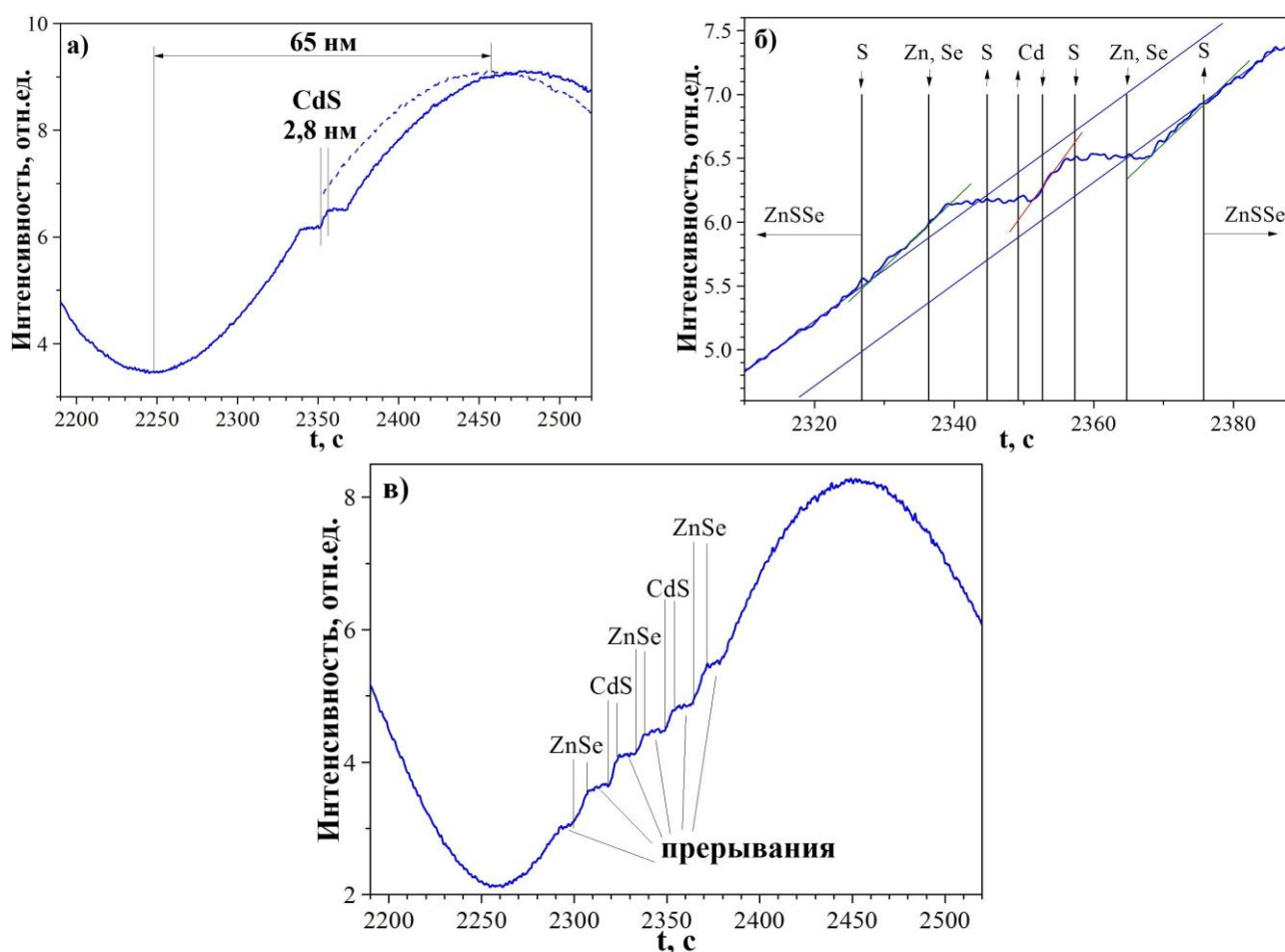


Рисунок 32 - Фрагменты зависимости интенсивности отраженного сигнала от поверхности структуры, от времени в процессе роста структуры М-8 с одиночными (а,б) и структуры М-2 с двойными (в) КЯ.

Толщина тонких слоев оценивалась из расстояния между минимумом и максимумом зависимости сигнала отражения от времени с учетом изменения скорости роста слоев ZnSe и CdS по сравнению со скоростью роста слоев ZnSSe (см. рисунок 32,а). Скорость роста слоев ZnSSe была равна примерно 0.3 нм/с. Для структуры, представленной на рисунке 32,а, толщина слоя CdS оценивается значением $2.8 \text{ нм} \pm 0.3 \text{ нм}$.

На рисунке 32,б представлен оптический контроль ОКЯ более детально. Здесь, вертикальными отрезками и стрелками указаны моменты включения или выключения потоков элементоорганических соединений, содержащих элементы S, Se, Cd и Zn. Наклонными линиями демонстрируется качественное изменение скорости роста барьерных слоев ZnSSe, слоев ZnSe, локализирующих дырки, и слоев CdS, локализирующих электроны. Видно, что скорость роста слоев ZnSe выше, чем при росте ZnSSe, и еще выше скорость роста у слоя CdS. В процессе выращивания

КЯ, на представленной структуре сначала выключается поток, содержащий S, и таким образом формируется слой ZnSe. Затем закрываются потоки Zn и Se, тем самым прекращается рост для освобождения элементоорганических соединений из реактора. При выращивании слоя CdS сначала открывается поток с S, а затем - поток с Cd. После выращивания этого слоя сначала выключается поток с Cd, а затем - поток с S. Делается это для того, чтобы убедиться в отсутствие потока Zn, который может поступать в камеру со стенок подводящих трубок, и отсутствие избыточного Zn на поверхности ZnSe. Таким образом, мы убеждаемся, что в слое CdS в процессе выращивания нет примеси Zn. После повторного прерывания включаются одновременно потоки Zn и Se, и через некоторое время поток S. Отметим, что поток S в КЯ CdS существенно превышает поток S при выращивании слоев ZnSSe, и поэтому используется отдельный барботер. Из рисунка 32,б видно, что изменения в ростовом процессе происходят с задержкой в ~2-3 с. Это время необходимо для доставки потоков от барботеров до реактора и его заполнения.

На рисунке 32,в представлен оптический контроль ДКЯ, содержащей два слоя CdS толщиной примерно 2 нм, разделенных слоем ZnSe толщиной 2 нм. Кроме того, до 1-го слоя CdS и после последнего слоя CdS сформированы два слоя ZnSe, имеющие толщины примерно 3 нм. Между всеми слоями и барьерными слоями ZnSSe, было проведено прерывание процесса роста. Видно, что при прерывании, сигнал отражения не изменяется, что свидетельствует об отсутствие испарения верхнего слоя.

Отметим, что из приведенных показаний оптического контроля не видно сколько-нибудь существенной асимметрии в ростовом процессе, что позволяет надеяться, что обменные реакции (реакции замещения S и Se) на гетерограницах практически не изменяют состав КЯ. Действительно, обменные реакции должны происходить более активно на 2-й гетерогранице, когда происходит наращивание ZnSe на CdS из-за меньшего равновесного парциального давления у H_2S , чем у H_2Se .

4.1.3 Условия эпитаксиального выращивания ГС CdS/ZnSe

Одним из самых важных параметров в процессе эпитаксиального выращивания полупроводниковых ГС с заданными характеристиками, наряду с температурой роста и давлением в реакторе, является мольные соотношения между элементоорганическими компонентами, используемыми для роста ГС. В рамках данной работы были подобраны оптимальные условия роста для исследуемой ГС 2-го типа CdS/ZnSe. Основываясь на том, что в процессе роста ГС методом ГФЭЭОС на установке, описанной выше (см. §4.1.1), контролировались потоки (расходы) газа-носителя (водорода) через соответствующие РРГ (а также соответственно и через барботеры с веществами), остановимся на расчете мольных соотношений между компонентами в газовой смеси. На выходе барботеров с элементоорганикой, в нашей установке отсутствовали специальные датчики, определяющие концентрацию элементоорганики в потоке газа. В процессе роста ГС, с блоков управления РРГ, непосредственно с помощью внешнего вольтметра измерялось выходное напряжение, соответствующее определенному расходу газа-носителя (водорода). На рисунке 33 представлен график зависимости (калибровка) расхода газа-носителя (водорода) от выходного напряжения на РРГ.

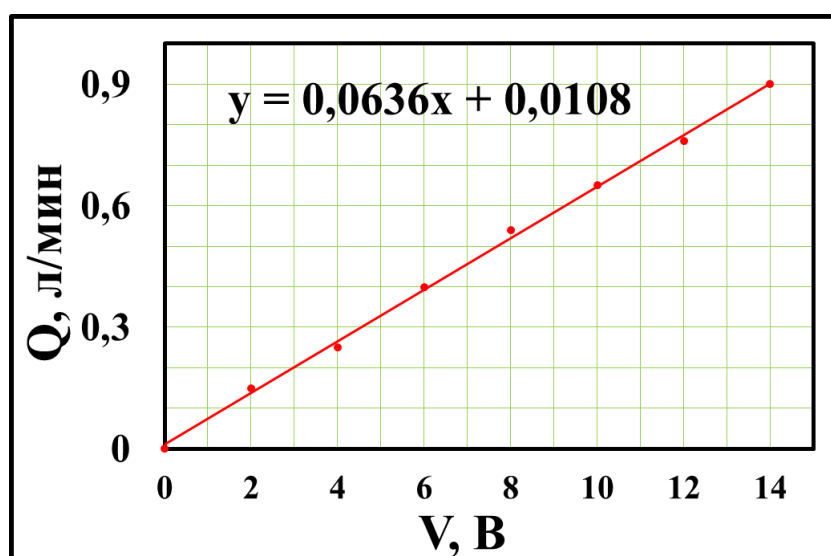


Рисунок 33 - График зависимости (калибровка) расхода газа-носителя (водорода) от выходного напряжения на РРГ.

Как видно из рисунка 33, расход газа-носителя (водорода) связано с выходным напряжением на РРГ соотношением $Q(\text{л/мин}) = 0.0636 \cdot V(\text{В}) + 0.0108$.

Определив расход водорода через РРГ соответствующего компонента, можно рассчитать реальный мольный расход элементоорганики.

Мольный расход элементоорганического соединения (ЭОС) в выходной газовой смеси, в случае использования жидких элементоорганических соединений, определяется следующим выражением [130]:

$$n_{\text{ЭОС}} = \frac{Q}{22.4} \cdot \frac{P_{\text{ЭОС}}(T)}{P_{\text{ГС}} - P_{\text{ЭОС}}(T)} \quad (52)$$

где n – мольный расход элементоорганики, моль/мин; Q – объемный расход водорода через РРГ (а также через барботер), л/мин; $P_{\text{ГС}}$ – давление в газовой системе, торр; $P_{\text{ЭОС}}$ – парциальное давление паров ЭОС при заданной температуре термостатирования, торр.

Как видно из (52), мольный расход ЭОС в выходной газовой смеси зависит от расхода водорода через РРГ, давления в газовой системе и давления насыщенных паров $P_{\text{ЭОС}}(T)$. Данное выражение устанавливает линейную зависимость между расходом водорода через барботер и мольным расходом ЭОС. Однако, следует отметить, что экспериментально, ростовой процесс практически всегда контролируется расходом газа-носителя через барботер при фиксированных значениях остальных параметров.

Температурная зависимость равновесного давления насыщенных паров ($P_{\text{ЭОС}}(T)$) ЭОС определяется выражением [130]:

$$P_{\text{ЭОС}}(T) = 10^{A - \frac{B}{T}} \quad (53)$$

где $[P_{\text{ЭОС}}(T)]$ – торр; T – температура термостатирования барботера, К.

В таблице 8 приведены значения параметров A и B ЭОС, использованных для роста ГС 2-го типа CdS/ZnSe [131, 132].

Таблица 8 - Значения параметров A и B ЭОС, использованных для роста ГС 2-го типа CdS/ZnSe.

ЭОС	$(C_2H_5)_2Zn$ [131]	$(CH_3)_2Cd$ [131]	$(C_2H_5)_2S-1$ [132]	$(C_2H_5)_2S-2^*$ [132]	$(CH_3)_2Se$ [132]
A	8.28	7.764	8.184	8.184	7.98
B, K	2109	1850	1907	1907	1678

* Для роста КЯ использовался отдельный источник $(C_2H_5)_2S-2$ (краткое обозначение S^2).

На рисунке 34 представлены итоговые зависимости мольных расходов ЭОС в выходной газовой смеси от напряжения на РРГ.

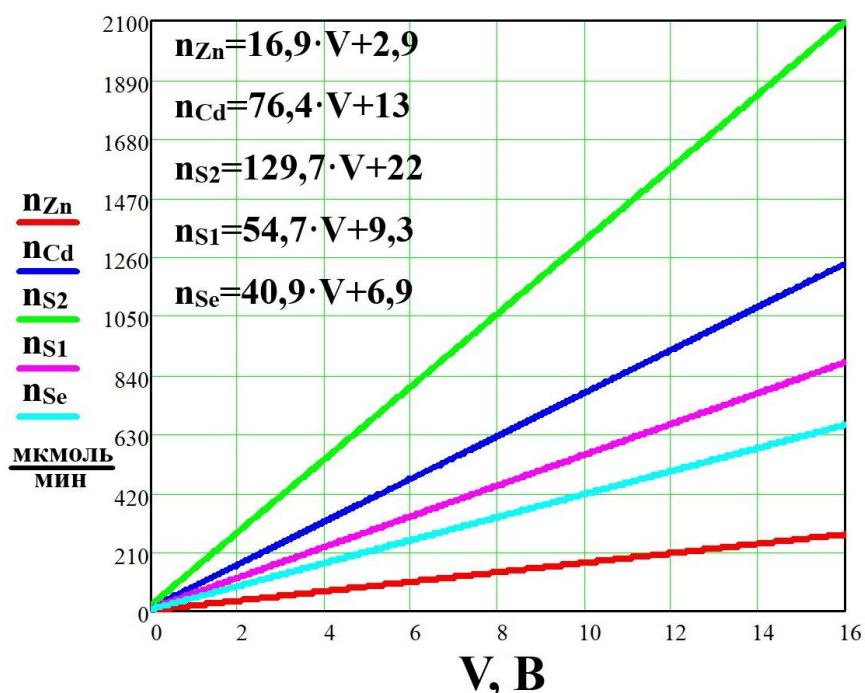


Рисунок 34 - График зависимости (калибровка) мольных расходов ЭОС в выходной газовой смеси от напряжения на РРГ.

В ходе исследований по росту ГС 2-го типа CdS/ZnSe, были подобраны оптимальные ростовые условия. В таблице 9 приведены значения мольных расходов ЭОС в газовой смеси (выходного напряжения на РРГ), использованные при выращивании некоторых наилучших ГС (М-6, М-7, М-8, М-10) как с точки зрения интенсивности люминесценции, так и однородности КЯ по глубине структуры. На основе некоторых (М-6, М-10) из этих ГС были реализованы полупроводниковые лазеры с оптической накачкой (см. гл. 5).

Таблица 9 - Мольные расходы ЭОС, а также их соотношения между компонентами в газовой смеси при выращивании некоторых наилучших ГС (М-6, М-7, М-8, М-10).

ЭОС	$(C_2H_5)_2Zn$	$(CH_3)_2Cd$	$(C_2H_5)_2S-1$	$(C_2H_5)_2S-2$	$(CH_3)_2Se$
№ ГС	М-6				
<i>n</i> , мкмоль/мин (В)	≈74 (4.24)	≈538 (6.87)	≈742 (13.39)	≈1513 (11.5)	≈313 (7.49)
Run, л/мин (В)	≈0.6 (≈10)				
Vent, л/мин (В)	≈0.2 (≈3)				
S^2/Cd	≈2.8				
$(S^1+Se)/Zn$	≈14.2				
Se/Zn	≈4.2				
№ ГС	М-7				
<i>n</i> , мкмоль/мин (Вольт)	≈77 (4.42)	≈554 (7.08)	≈742 (13.39)	≈1607 (12.22)	≈321 (7.67)
Run, л/мин (Вольт)	≈0.65 (≈10)				
Vent, л/мин (Вольт)	≈0.2 (≈3)				
S^2/Cd	≈2.9				
$(S^1+Se)/Zn$	≈13.7				
Se/Zn	≈4.1				
№ ГС	М-8				
<i>n</i> , мкмоль/мин (Вольт)	≈86 (4.9)	≈590 (7.56)	≈742 (13.39)	≈1786 (13.6)	≈350 (8.38)
Run, л/мин (Вольт)	≈0.7 (≈11)				
Vent, л/мин (Вольт)	≈0.2 (≈3)				
S^2/Cd	≈3				
$(S^1+Se)/Zn$	≈12.8				
Se/Zn	≈4.1				
№ ГС	М-10				
<i>n</i> , мкмоль/мин (Вольт)	≈91 (5.22)	≈640 (8.21)	≈739 (13.34)	≈1375 (10.43)	≈324 (7.75)
Run, л/мин (Вольт)	≈0.9 (≈14)				
Vent, л/мин (Вольт)	≈0.3 (≈4)				
S^2/Cd	≈2.1				
$(S^1+Se)/Zn$	≈11.7				
Se/Zn	≈3.6				

При росте большинство ГС, в том числе ГС М-6, М-7, М-8, М-10 были

фиксированы некоторые ростовые параметры, а процесс контролировался в основном мольными расходами ЭОС. Данные параметры были выбраны основываясь на литературные данные для роста соединений A^2B^6 . Однако, с точки зрения исследуемой ГС, они были также несколько оптимизированы экспериментальным путем. В таблице 10 приведены значения фиксированных ростовых параметров, использованных при росте ГС 2-го типа CdS/ZnSe.

Таблица 10 - Значения фиксированных ростовых параметров $T_{барб}$, $T_{роста}$ и $P_{ГС}$, использованных при росте ГС 2-го типа CdS/ZnSe (М-6, М-7, М-8, М-10).

№ ГС	М-6, М-7, М-8, М-10				
	$(C_2H_5)_2Zn$	$(CH_3)_2Cd$	$(C_2H_5)_2S-1$	$(C_2H_5)_2S-2$	$(CH_3)_2Se$
$T_{барб}, ^\circ C$	~5	~15	~0	~15	~ -30
$T_{роста}, ^\circ C$	~450				
$P_{ГС}, атм$	~1.1				

Схема подачи исходных реагентов при росте исследуемой ГС CdS/ZnSe на примере структуры с ОКЯ представлена на рисунке 35. Как видно, между слоями КЯ осуществлены прерывания (~8 с) с тем, чтобы улучшить резкость гетерограниц.

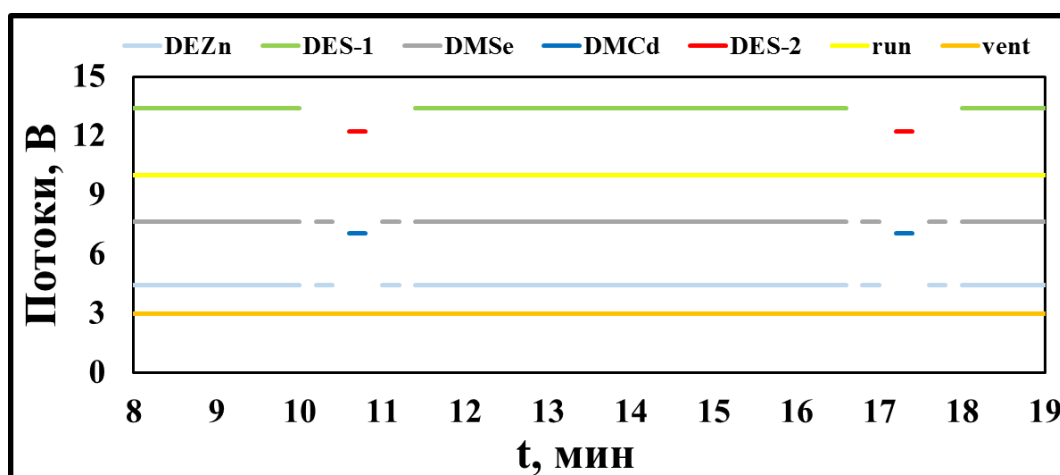


Рисунок 35 - Фрагмент временной диаграммы подачи реагентов в реактор (ГС с ОКЯ).

Основываясь на том, что процесс роста ГС методом ГФЭЭОС обычно контролируется мольными соотношениями компонент в газовой фазе, целесообразно рассмотреть взаимосвязь данных соотношений в газовой смеси с соотношениями тех же компонент в твердой фазе.

При росте бинарных слоев CdS и ZnSe в ГС 2-го типа $CdS/ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}$,

соотношения между потоками компонентов (Cd с S и Zn с Se) подбирались экспериментально с точки зрения достижения максимальной интенсивности люминесценции и однородности КЯ по глубине ГС. Для определения соотношения мольных расходов диэтил серы n_{DES} и диметил селена n_{DMSe} в газовой смеси, при росте барьерных слоев ZnS_xSe_{1-x} с необходимым составом серы в них, мы воспользовались следующей формулой [130]:

$$\frac{x}{1-x} = K \cdot \frac{n_{DES}}{n_{DMSe}} \quad (54)$$

где K – коэффициент пропорциональности, зависящий от ростовой установки (реактора), условий эксперимента и системы материалов.

Сначала было найдено оптимальное (с точки зрения скорости роста) при температуре роста соотношение между компонентами для роста бинарного соединения ZnSe. Затем зафиксировав потоки цинка и селена, проводился тестовый процесс с целью определения K для данного твердого раствора (ZnS_xSe_{1-x}).

Эксперименты по росту бинарного соединения ZnSe показали, что оптимальному соотношению между мольными расходами Zn и Se в газовой фазе, в нашей установке соответствует значение $n_{DMSe}/n_{DEZn} \approx 4$. Зафиксировав мольные расходы Zn и Se ($n_{DMSe}=320$ мкмоль/мин, $n_{DEZn}=80$ мкмоль/мин), при определенном значении мольного расхода S ($n_{DES}=200$ мкмоль/мин) проводился один тестовый опыт. В результате был получен твердый раствор $ZnS_{x_0}Se_{1-x_0}$ с определенным составом серы. Определив состав серы в данном твердом растворе, можно найти значение коэффициента пропорциональности K . Состав серы определялся с помощью спектра низкотемпературной катодолюминесценции и был равен $x_0 \approx 0.04$. Тогда, согласно выражению (54), коэффициент K будет равен:

$$K = \frac{x_0}{1-x_0} \cdot \frac{n_{DMSe}^0}{n_{DES}^0} \approx 0,067 \quad (55)$$

После определения коэффициента K , можно установить теоретическую зависимость между $x/(1-x)$ и n_{DES}/n_{DMSe} в соответствии с выражением (54). На

рисунке 36 представлена данная зависимость.

После нахождения коэффициента K , при неизменных условиях роста проводилась серия опытов с постепенным увеличением потока серы от опыта к опыту. При этом поток серы в газовую смесь был увеличен с определенным шагом, таким образом, что отношение n_{DES}/n_{DMSe} изменялось от опыта к опыту на 0.5. В результате, согласно выражению (54), была установлена экспериментальная зависимость между соотношениями составов серы и селена в твердом растворе ZnS_xSe_{1-x} , $x/(1-x)$, и соотношениями мольных расходов ЭОС этих же компонент в газовой фазе (n_{DES}/n_{DMSe}). На рисунке 36 также представлена данная зависимость ($K \approx 0.067$).

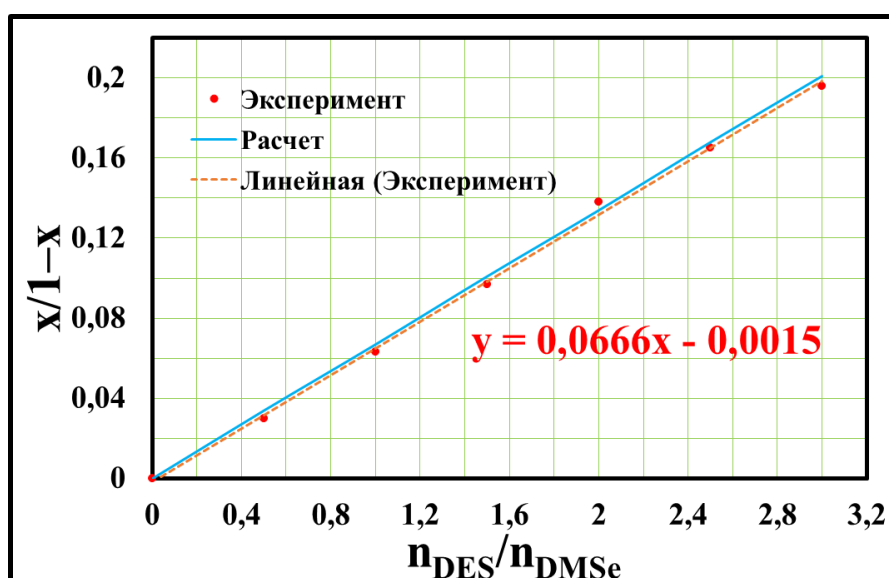


Рисунок 36 - Зависимость между соотношениями составов серы и селена в твердом растворе ZnS_xSe_{1-x} и соотношениями мольных расходов этих компонент в газовой фазе ($K \approx 0.067$).

Таким образом, основываясь на довольно приемлемом соответствии экспериментальных данных с теоретическим ожиданием (см. рисунок 36), можно прогнозировать состав серы x в зависимости от ее мольного расхода при неизменных потоках селена и цинка (рисунок 37). Этот состав будет соответствовать решению системы уравнений (56-57), решением которого является выражение (58) [130]:

$$\frac{x_0}{1-x_0} = K \cdot \frac{n_{DES}^0}{n_{DMSe}^0} \quad (56)$$

$$\frac{x}{1-x} = K \cdot \frac{n_{\text{DES}}}{n_{\text{DMSe}}^0} \quad (57)$$

$$x = \frac{1}{1 + \frac{1-x_0}{x_0} \cdot \frac{n_{\text{DES}}}{n_{\text{DES}}^0}} \quad (58)$$

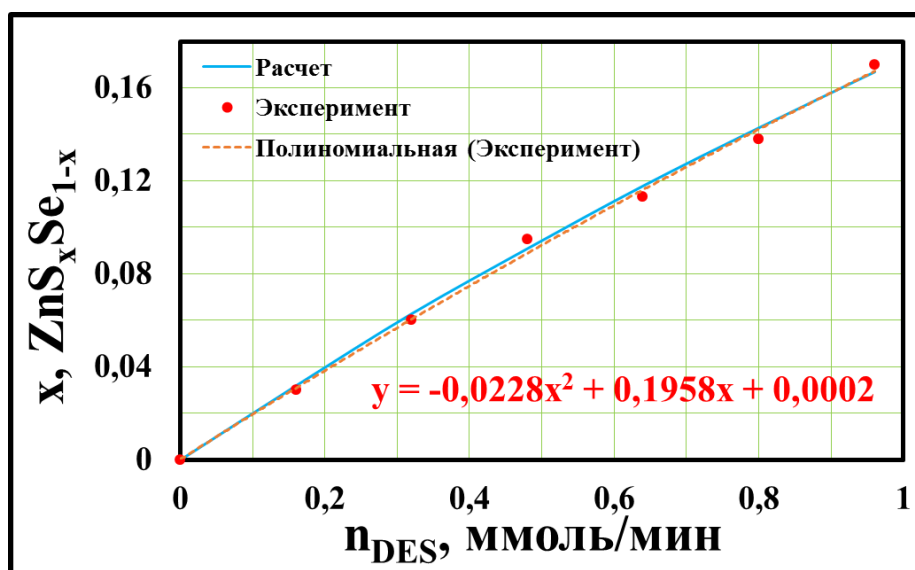


Рисунок 37 - Зависимость состава серы x в твердом растворе $\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ от ее мольного расхода при неизменных потоках селена и цинка ($n_{\text{DMSe}} = 320$ мкмоль/мин, $n_{\text{DEZn}} = 80$ мкмоль/мин, $K \approx 0.067$).

Следует также отметить, что согласно соотношению (54), для выращивания данного твердого раствора с требуемым составом серы, имеется не одно решение необходимых соотношений мольных расходов серы и селена в газовой фазе, а целое семейство. Однако, дополнительным ограничением здесь может послужит требование с точки зрения приемлемости скорости роста твердого раствора.

В таблице 11 приведены составы и толщины слоев некоторых выращенных и исследованных ГС, которые обсуждаются в настоящей работе. Структуры М-7 и М-8 были выращены на легированных подложках n -типа проводимости, с концентрацией свободных электронов $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При росте остальных структур использовались полуизолирующие подложки GaAs. Значения толщин, представленные в данной таблице, были определены на основании данных по оптическому контролю. Составы буферных и барьерных слоев определены из спектра низкотемпературной катодолюминесценции или рентгеновской дифракции. Состав буферных, барьерных и покровных слоев ZnSSe был либо

согласованным по параметру кристаллической решетки с подложкой GaAs (атомная концентрация S ~ 6-8 %), либо концентрация S увеличивалась до примерно 12 % для компенсации напряжений сжатия, вносимых квантовыми ямами. Структуры от М-6 до М-12 выращивались в условиях небольшого избытка халькогена (VI/II ~ 2-4 в газовой смеси) в слоях КЯ CdS и ZnSe.

Таблица 11 - Толщины и составы слоев некоторых выращенных и исследованных ГС.

№	N _{кя}	Состав КЯ	Буфер	Барьер/ покровный слой
1	10	ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (265 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (85 нм)/ ZnS _{0.08} Se _{0.92} (90 нм)
2	10	ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(2 нм)/ CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.1} Se _{0.9} (180 нм)	ZnS _{0.115} Se _{0.885} (80 нм)/ ZnS _{0.115} Se _{0.885} (90 нм)
3	10	ZnSe(3 нм)/CdS(2.5 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (193 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (90 нм)/ ZnS _{0.08} Se _{0.92} (95 нм)
4	10	ZnSe(3 нм)/CdS(2.5 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (185 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (85 нм)/ ZnS _{0.08} Se _{0.92} (90 нм)
5	8	ZnSe(3 нм)/CdS(1.8 нм)/ZnSe(2 нм)/ CdS(1.8 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.1} Se _{0.9} (180 нм)	ZnS _{0.115} Se _{0.885} (80 нм)/ ZnS _{0.115} Se _{0.885} (90 нм)
6	10	ZnSe(3 нм)/CdS(1.8 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (190 нм)	ZnS _{0.09} Se _{0.91} (85 нм)/ ZnS _{0.09} Se _{0.91} (90 нм)
7	4	ZnSe(3 нм)/CdS(2.8 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.06} Se _{0.94} (253 нм)	ZnS _{0.06} Se _{0.94} (83 нм)/ ZnS _{0.06} Se _{0.94} (50 нм)
8	10	ZnSe(3 нм)/CdS(2.8 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (495 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (85 нм)/ ZnS _{0.08} Se _{0.92} (90 нм)
9	1	ZnSe(3 нм)/CdS(1.8 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.09} Se _{0.91} (300 нм)	-/ ZnS _{0.09} Se _{0.91} (60 нм)
10	8	ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (185 нм)	ZnS _{0.09} Se _{0.91} (85 нм)/ ZnS _{0.09} Se _{0.91} (90 нм)
11*	3	CdS(2.5 нм)	ZnS _{0.09} Se _{0.91} (275 нм)	ZnSe(18 нм)/ ZnSe(25 нм)
12	10	ZnSe(10 нм)/CdS(3 нм)/ZnSe(10 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (310 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (80 нм)/ ZnS _{0.08} Se _{0.92} (85 нм)

*В структуре М-11, между буферным слоем и первой КЯ был выращен слой ZnS с толщиной 3 нм для компенсации упругих напряжений и слой ZnSe с толщиной 20 нм.

4.2 Диагностика ГС 2-го типа CdS/ZnSe

4.2.1 Атомно-силовая микроскопия

Для исследования использовался атомно-силовой микроскоп Solver P47 Pro (NTMDT). Микроскоп работал в режиме измерения тока, протекающего через зонд. Схема измерения представлена на рисунке 38.

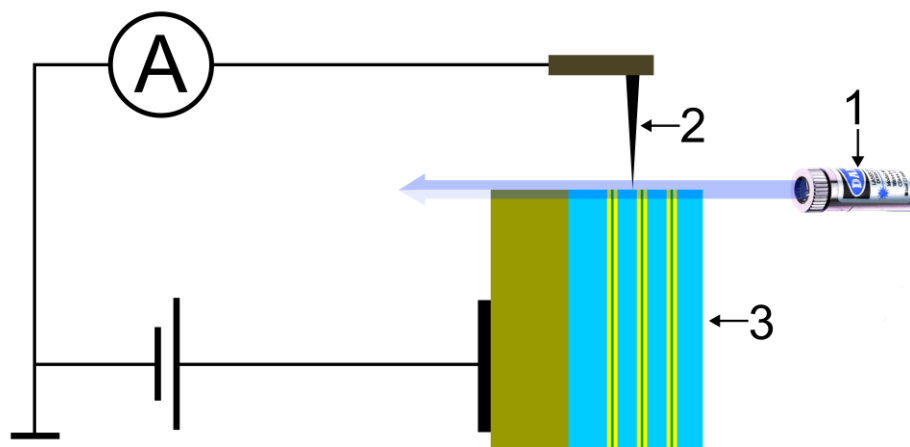


Рисунок 38 - Схема измерения тока, проходящего через зонд АСМ. 1 – ЛД, 2 – зонд, 3 – ГС.

Зонд сканировал по поверхности свежеприготовленного скола. Использовался зонд с алмазным покрытием, сильно легированным бором. Радиус закругления зонда составлял по паспорту 20 нм. Он был заземлен через измеритель тока. Второй контакт прижимался к подложке GaAs. На этот контакт подавался напряжение от -10 В до +10 В относительно потенциала зонда. В ряде случаев поверхность скола освещалась излучением ЛД мощностью в ~2 мВт на длине волны ~405 нм.

На рисунке 39 представлены изображения поверхности скола при подаче отрицательного напряжения на структуры М-10 и М-2 без включения ЛД. При контакте зонда с КЯ скола структуры М-10 (рисунок 39,а) ток увеличивается, что связано с наличием равновесных электронов в слое CdS. Заметный ток также имеет место при контакте зонда с полуизолирующей подложкой GaAs (справа на рисунке 39,а). Большой ток наблюдается на гетеропереходе ZnSSe/GaAs (правая темная линия), что связано с особенностью ЗД данного гетероперехода [133]. Небольшой ток в первой половине буферного слоя ZnSSe обусловлен наличием примеси Ga, которая образует донорные уровни.

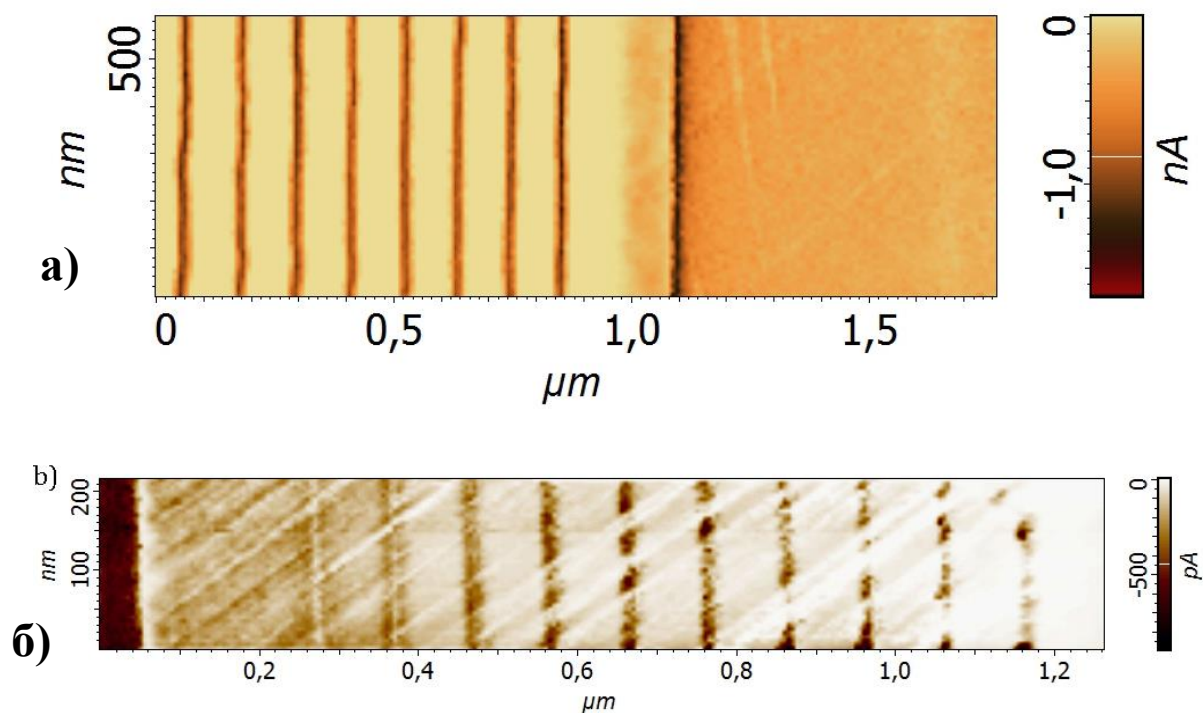


Рисунок 39 - Изображения скола ГС М-10 с 8 ОКЯ (а) и ГС М-2 с 10 ДКЯ (б), полученные в АСМ в режиме измерения тока при отрицательном потенциале на ГС.

Скол у структуры М-2 (рисунок 39,б, подложка слева) оказался хуже (косые полосы на изображении). Разрешение микроскопа не позволяет увидеть два слоя CdS, разделенные слоем ZnSe толщиной 2 нм. Однако, видно некоторое раздвоение КЯ, увеличивающееся по мере приближения КЯ к ростовой подложке GaAs. Это вероятно является результатом расплывания КЯ из-за взаимной диффузии атомов Cd и Zn в процессе выращивания. Первая от подложки КЯ расплывается сильнее, чем последняя, поскольку находится при температуре роста примерно в 10 раз дольше.

При положительном потенциале на структуре, изображение удается получить только при внешнем освещении поверхности скола структуры излучением ЛД с длиной волны 405 нм, хорошо поглощающимся барьерными слоями ZnSSe, у которых край поглощения при КТ соответствует длине волны ~450 нм. В этом случае генерируются неравновесные дырки, которые должны вносить определяющий вклад в ток, протекающий через зонд. В структурах М-10 и М-2, дырки должны локализоваться в слоях ZnSe, прилегающих к слоям CdS. Из-

за недостаточного разрешения микроскопа, положения слоев CdS и ZnSe различить не удалось.

Более подходящей структурой для наблюдения пространственного разделения носителей является структура М-11. ЗД этой структуры схематически показана на рисунке 40. Во-первых, в этой структуре 3 КЯ CdS для электронов разделены слоями ZnSe толщиной ~18 нм. Локализация дырок при малом уровне накачки будет вблизи центра этих разделительных слоев. Во-вторых, выращенные КЯ в этой структуре находятся в непосредственной близости к поверхности структуры и поэтому подвергались отжигу при температуре роста в течение не более 5 минут. На рисунке 41 представлены фрагменты изображения скола структуры М-11.

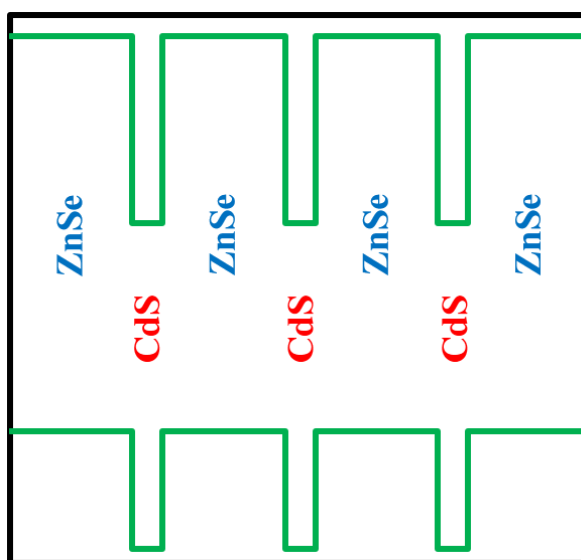


Рисунок 40 - Схематическое изображение 3Д структуры М-11.

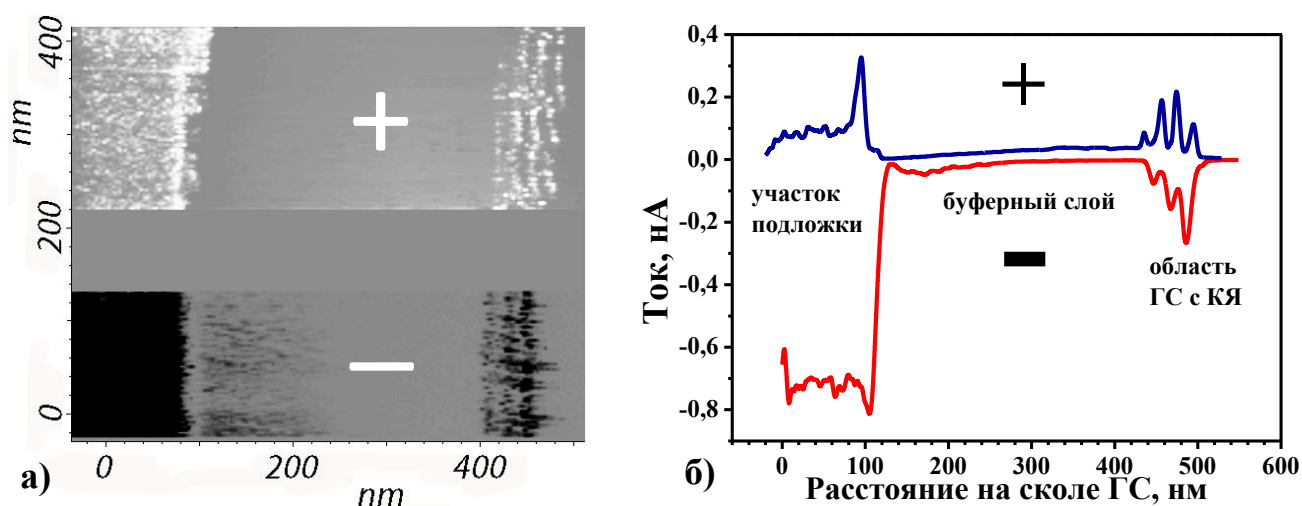


Рисунок 41 - Изображение структуры М-11, полученное в АСМ в режиме измерения тока (а) и зависимости усредненного вдоль слоев тока от сдвига зонда по нормали к структуре (б) при отрицательном и положительном потенциалах на структуре.

При приложении отрицательного напряжения к структуре, в изображении видны три полосы с повышенным током, которые мы приписываем повышенной концентрации электронов в слоях CdS. При изменении отрицательного потенциала на положительный, токовый сигнал не наблюдается. Это означает, что равновесные электроны в слоях CdS не участвуют в переносе заряда при положительном потенциале на структуре. Однако при включении излучения ЛД, в изображении появляются 4 полосы повышенного тока другого знака, которые мы приписываем слоям ZnSe, примыкающим к слоям CdS. Это можно объяснить разделением неравновесных носителей в структуре. Неравновесные электроны скапливаются в слоях CdS. При слабом освещении излучением ЛД их концентрация вряд ли существенно превышает концентрацию равновесных электронов. Поэтому они не могут вносить существенный вклад в наблюдаемый ток при положительном потенциале. Кроме того, видны 4 полосы с повышенным током, а электроны скапливаются в трех тонких слоях CdS. Неравновесные дырки не могут находиться в слоях CdS, поскольку в этих слоях формируется энергетический барьер для них. Поэтому они находятся в соседних слоях ZnSe.

На рисунке 41,б представлены зависимости усредненного вдоль слоев тока от положения зонда в направлении нормали к поверхности структуры. При положительном потенциале, кривая смещена на 20 нм влево по отношению к

кривой, полученной при отрицательном потенциале. Только в этом случае минимумы тока при положительном потенциале соответствуют максимумам тока при отрицательном потенциале. Этот сдвиг можно объяснить влиянием на измерения излучения ЛД [134]. Излучение ЛД может изгибать зонд, тем самым сдвигать картину изображения по сравнению с картиной в отсутствие излучения. Другой причиной может быть небольшой нагрев образца, что также сдвигает картину изображения.

Появление трех полос с повышенным током при отрицательном потенциале на структуре и четырех полос при положительном потенциале, можно интерпретировать как одно из доказательств формирования ГС с разрывами зон 2-го типа. Поэтому, даже если в процессе роста происходит изменение состава слоя CdS за счет обменных реакций на гетерограницах или за счет взаимной диффузии атомов Cd и Zn из-за повышенной концентрации точечных дефектов, ЗД по меньшей мере, у верхних КЯ остается соответствовать 2-му типу.

4.2.2 Низкотемпературная катодолюминесценция и фотолюминесценция. Сравнение расчетных линий излучения с линиями люминесценции выращенных ГС.

Как было отмечено в начале работы, на основе исследуемых ГС предполагалось создать полупроводниковые лазеры с продольной оптической накачкой, в частности ПДЛ, где используются структуры со многими (~10) КЯ. В связи с этим, при исследовании лазерных структур со многими КЯ, важнейшую роль играет их одинаковость по всей глубине структуры. В качестве универсального метода для данного исследования выступает катодолюминесценция (особенно низкотемпературная катодолюминесценция), что связано с тем что, установив соответствующие значения энергии быстрых электронов, можно возбуждать как верхнюю одну, так и все КЯ вместе. В результате сравниваются спектры люминесценции, и при совпадении данных спектров, можно считать, что КЯ идентичны по глубине структуры. Следует отметить, что в принципе метод низкотемпературной катодолюминесценции

является универсальным методом для быстрой диагностики любых лазерных структур, в частности соединений A^2B^6 при отработке технологии их выращивания. В связи с этим, все выращенные в рамках данной работы ГС, в первую очередь исследовались на имеющейся в нашей лаборатории установке измерения спектров катодолюминесценции. Подробные описания данной установки приведены в кандидатских диссертациях Д.А. Санникова [98] и В.Ю. Бондарева [135].

Проведенные в данной работе экспериментальные исследования по выращиванию и исследованию ГС CdS/ZnSe показали, что при типично используемых для роста соединений A^2B^6 соотношениях в VI/II ~ 10 между потоками компонент в газовой смеси для слоев КЯ (CdS, ZnSe), в спектрах люминесценции выращенных многоямных ГС с увеличением глубины возбуждения, наряду с основным линией излучения были обнаружены другие дополнительные линии, сдвинутые в коротковолновую сторону (рисунок 42). Это отчетливо проявлялось при низкой температуре из-за сужения линий излучения КЯ. Кроме того, при попытках сравнить расчетные линии излучения с линиями люминесценции выращенных ГС, наблюдалось довольно сильное расхождение. Также было обнаружено, что линии люминесценции большинства выращенных ГС с толщинами слоя КЯ CdS $\sim 2-3$ нм, при низком уровне возбуждения и низкой температуре, находятся в основном в диапазоне $\sim 500-540$ нм, тогда как расчетные значения должны соответствовать $\sim 550-570$ нм (см. гл. 3). Здесь необходимо отметить, что длина волны излучения данной ГС при низкой накачке в основном определяется толщиной слоя CdS (уровень квантования для дырок дает малый вклад в длину волны излучения ГС в связи с малой глубиной квантовой ямы для дырок в ZnSe).

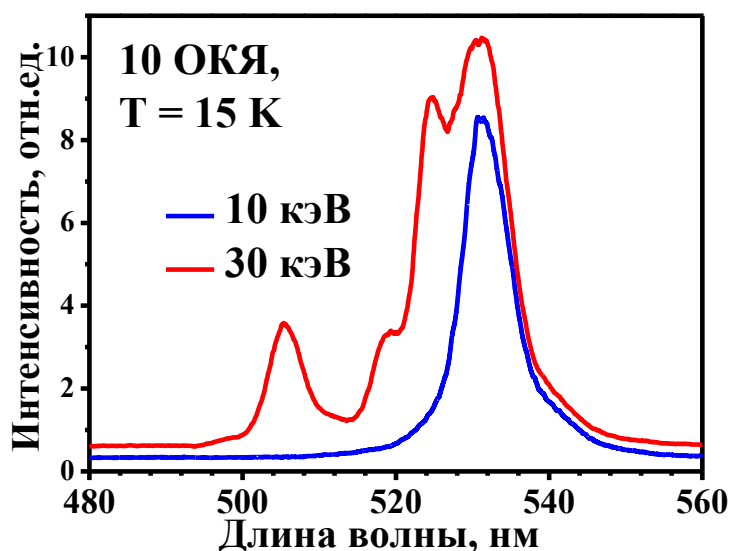


Рисунок 42 - Спектры низкотемпературной ($T < 15$ К) катодоллюминесценции структуры М-1 при разных глубинах возбуждения.

Структура М-1 состояла из 10 ОКЯ. При 10 кэВ возбуждаются две верхние КЯ, тогда как при 30 кэВ - все 10 КЯ. Как видно из рисунка 42, линии излучения нижних КЯ сдвинуты в коротковолновую сторону, что вероятно связано с расплыванием гетерограниц нижних КЯ из-за большего времени их нахождения при температуре роста. Данная проблема ранее наблюдалась в наиболее известной ГС ZnCdSe/ZnSSe [98].

Для более подробного изучения причины возникновения дополнительных линий на спектре излучения с коротковолновой стороны, мы на ряде структур удалили ростовую подложку и отдельно измеряли спектры нижней и верхней КЯ, соответственно с одной и с другой стороны. Для удаления ростовой подложки, от исходных структур были отколоты некоторые участки, которые со стороны поверхностного слоя сначала приклеивались к кварцевым подложкам с помощью оптического клея ЕРОТЕК-301. Далее, с помощью шлифовки до толщины 50 мкм, а затем химического травления в водном растворе NaOH и H_2O_2 , осуществлялось удаление ростовых подложек. На рисунке 43 представлено сравнение спектров фотолюминесценции при комнатной температуре для двух структур М-2 и М-3 при возбуждении с разных сторон.

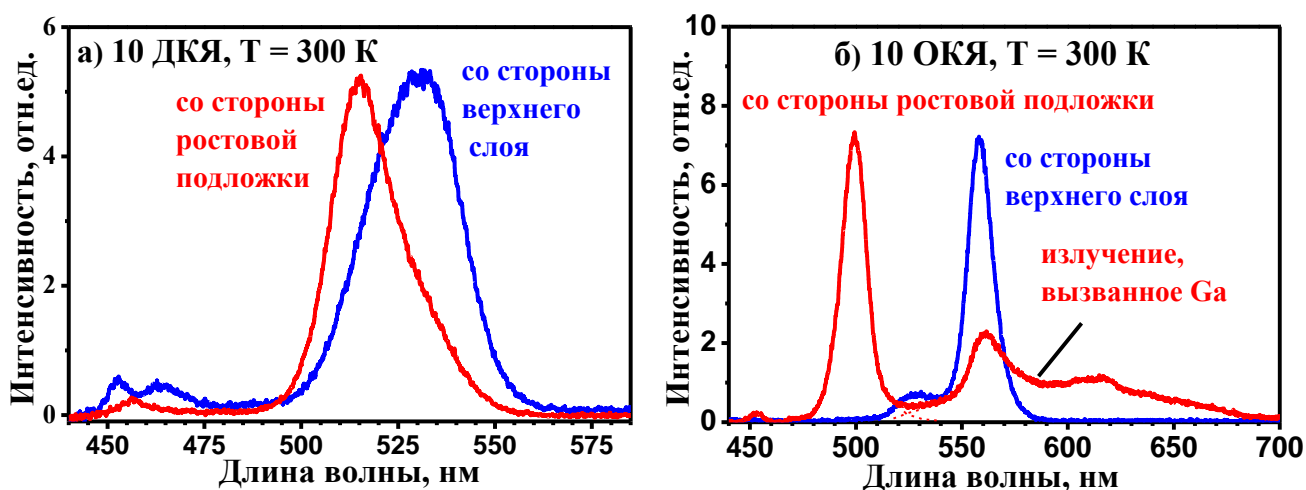


Рисунок 43 - Спектры фотолюминесценции структуры М-2 (а) и структуры М-3 (б) при возбуждении излучением ЛД с длиной волны 403 нм с ростовой и обратной сторон.

Структуры возбуждались излучением ЛД с длиной волны ~ 403 нм. Мощность ЛД составляла ~ 1 мВт. Излучение ЛД фокусировалось в пятно с диаметром ~ 100 мкм. Излучение структуры собиралось кварцевой линзой с диаметром 60 мм, расположенной на расстоянии 120 мм от пятна возбуждения. Коэффициент поглощения излучения накачки был замерен по спектру пропускания структур и составил $5 \cdot 10^4$ см^{-1} . Поскольку интенсивность накачки существенно меньше значения, при котором достигается просветление структуры, то глубина возбуждения структуры на уровне e^{-1} по закону Бугера – Ламберта – Бера оценивается значением 200 нм. В этом случае, при накачке ростовой поверхности возбуждается в основном две КЯ, а с обратной стороны (со стороны GaAs) – одна КЯ (буферный слой вдвое толще покровного слоя). Поэтому полная интенсивность излучения структуры при накачке ростовой поверхности более чем в 2 раза выше. Однако, нас интересует лишь сравнение спектров излучения, полученных при накачке с разных сторон.

На структуре М-2 наблюдается коротковолновый сдвиг максимума излучения от 530 нм до 515 нм при накачке с обратной стороны. Этот сдвиг еще больше для структуры М-3, от 557 нм до 500 нм. При накачке с обратной стороны, в спектре излучения структуры М-3 наблюдается также широкая полоса желтого излучения с максимумом вблизи 560 нм, которую можно связать с легированием буферного слоя атомами Ga [136]. В коротковолновой области наблюдаются линии

излучения слоев ZnSSe ($\lambda=452$ нм) и слоев ZnSe ($\lambda=464$ нм), отчетливо видные у структуры М-2 при накачке ростовой поверхности.

В результате данных исследований, было определено неодинаковость верхних и нижних КЯ в ряде ГС. Проведенные исследования показали, что причиной этого является расплывание КЯ за счет взаимной диффузии атомов Cd и Zn, что также подтверждается проведенными расчетами (см. §3.2.1.2). Поскольку коэффициент диффузии атомов Cd и Zn может отличаться от опыта к опыту, сдвиг линии излучения при накачке с разных сторон различается для разных структур. Кроме того, основываясь на том, что диффузия происходит более интенсивно в присутствии вакансий металла [123], то температурная устойчивость структуры зависит от соотношения потоков металл содержащей органики и халькоген содержащей органики. При росте исследуемой ГС CdS/ZnSe, взаимная диффузия атомов Cd и Zn снижалась с уменьшением соотношения VI/II в слоях CdS и ZnSe, что связано с понижением вакансий по металлу. Путем оптимизации соотношений между потоками в газовой смеси, было установлено, что рост исследуемой ГС CdS/ZnSe необходимо проводить при небольшом избытке халькогена в газовой смеси. В частности, с помощью экспериментальных исследований, было установлено, что наилучшие структуры, как с точки зрения идентичности КЯ по глубине, так и по уровню интенсивности люминесценции достигаются при соотношениях потоков VI/II $\sim 2-4$ в слоях CdS и ZnSe.

Отдельно следует отметить, что условие небольшого избытка халькогена трудно осуществить при формировании КЯ из твердых растворов, в частности при росте известной ГС ZnCdSe/ZnSSe, где также ранее была определена проблема диффузии Cd из КЯ в барьерные слои [98]. Причиной этому в основном является сильная конкуренция Zn и Cd при росте КЯ ZnCdSe, что значительно усложняет рост структуры с необходимым составом Cd в КЯ при условии небольшого избытка халькогена. В условиях же значительного превышения халькогена над металлом в газовой фазе, при росте КЯ ZnCdSe, соотношение атомов Zn и Cd в твердой фазе примерно соответствуют соотношению этих же атомов в газовой фазе, что сильно упрощает технологический процесс, однако приводит к заметной диффузии Cd.

На рисунке 44 представлены спектры катодолюминесценции двух (М-7 и М-8) ГС, выращенных при небольшом избытке халькогена ($VI/II \sim 2-4$) в слоях КЯ (CdS и ZnSe) и которые обладают высокой интенсивностью люминесценции и имеют идентичные КЯ по глубине. Структуры возбуждались непрерывным электронным пучком с энергией $E_e = 10$ и 30 кэВ ($T = 15$ К). Плотность тока при этом была равна ~ 1 mA/cm^2 (слабая накачка).

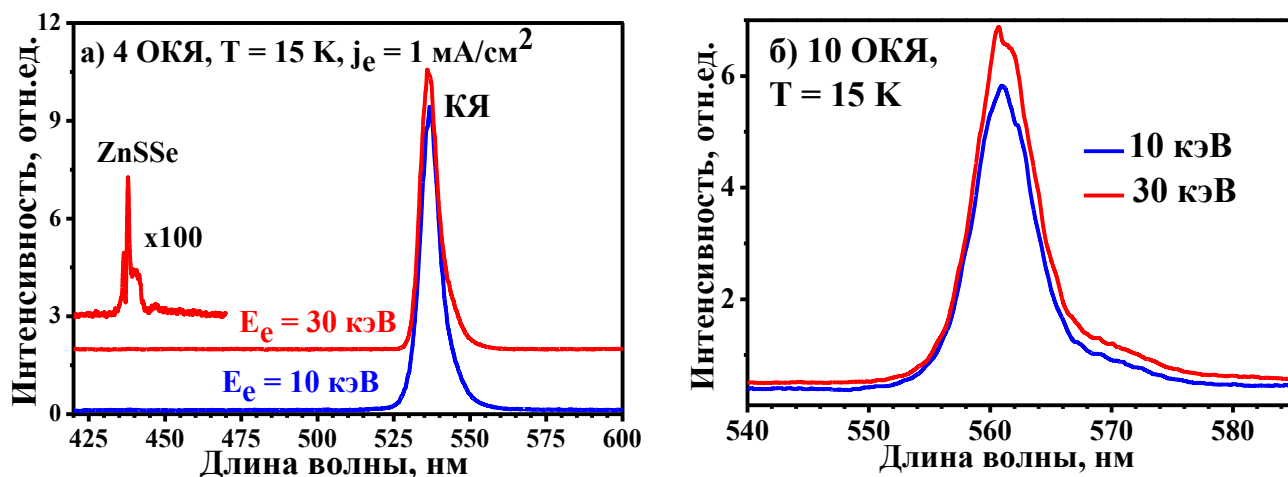


Рисунок 44 - Спектры катодолюминесценции структур М-7 (а) и М-8 (б) при НТ ($T = 15$ К) и двух значениях энергии электронов ($E_e = 10$ и 30 кэВ) с плотностью тока $j_e \sim 1$ mA/cm^2 (слабая накачка).

Как видно из рисунка 44, для структур М-7 и М-8, при $T = 15$ К, спектры излучения практически одинаковы для $E_e = 10$ и 30 кэВ. Поскольку глубины возбуждения структур при 10 кэВ равны примерно 0.25 мкм, что меньше толщины этих структур, то структуры возбуждаются неоднородно по глубине. При 30 кэВ, напротив, глубины возбуждения (~ 2.3 мкм) превышают толщины структур, и структуры накачиваются однородно. Идентичность спектров излучений структур при разных энергиях электронов может свидетельствовать об одинаковости КЯ в них по глубине.

Для структуры М-7 (рисунок 44,а), линия излучения с максимумом 536 нм (2.313 эВ) соответствует излучению КЯ. Эта линия существенно (более чем в 100 раз), превосходит по интенсивности линию излучения слоев ZnSSe, что свидетельствует о хорошем транспорте неравновесных носителей в КЯ. Согласно расчетам, проведенным в §3.2.1.1 настоящей работы (см. рисунок 16), линию

излучения в 536 нм при НТ и слабой накачке соответствует толщина слоя CdS ≈ 1.8 нм. Однако, в месте оптического контроля процесса роста структуры М-7, мы оцениваем данную величину в ≈ 2.8 нм. При толщине слоя CdS 2.8 нм, расчетная длина волны излучения ГС должна соответствовать значению ≈ 564 нм (см. рисунок 16). Данное расхождение невозможно объяснить изменением состава КЯ из-за взаимной диффузии атомов Cd и Zn в процессе роста, поскольку это должно было бы привести к неодинаковому изменению состава КЯ по глубине структуры, что не наблюдается в спектре катодолюминесценции структуры. Таким образом, несмотря на то, что не наблюдается взаимная диффузия атомов Cd и Zn в ГС, линии излучения выращенных ГС при слабой накачке по-прежнему сдвинуты в коротковолновую сторону относительно расчетных значений.

На основе проведенных исследований, мы пришли к выводу, что причиной коротковолнового сдвига линий излучения выращенных ГС относительно расчетного значения при слабой накачке является непреднамеренное легирование структуры донорной примесью Ga из подложки GaAs. Данное легирование структуры должно приводить к заполнению электронами слоев CdS и искривлению ЗД ГС в исходном состоянии. Действительно, в §3.2.1.3 настоящей работы показано, что из-за непреднамеренного легирования исследуемой ГС CdS/ZnSe донорной примесью Ga из подложки GaAs, ее линия излучения даже при слабой накачке может значительно сдвигаться относительно расчетного значения.

Одной из причин, свидетельствующей непреднамеренное легирование структуры донорной примесью Ga из подложки GaAs является уменьшение значения коротковолнового сдвига линии излучения относительно расчетного значения при слабой накачке с увеличением толщины буферного слоя, то есть с отдалением квантовых ям от ростовой подложки. В частности, на рисунке 44,б представлены спектры катодолюминесценции лазерной ГС М-8 при слабой накачке ($j_e \sim 1$ мА/см²), низкой температуре ($T=15$ К) и двух значениях энергии электронного пучка (10 и 30 кэВ). Данная ГС состояла из 10 ОКЯ. Толщина буферного слоя ZnSSe в этой структуре составляла ~ 495 нм, что примерно в 2 раза больше, чем толщина буферного слоя у ГС М-7 (см. таблицу 11 в §4.1.3). Толщина

слоя CdS в данной структуре по оптическому контролю также равна ≈ 2.8 нм. Как видно из рисунка 44,б, максимуму линии излучения структуры М-8 при НТ и низком уровне возбуждения соответствует длина волны ≈ 562 нм, что близко к расчетному значению оптического перехода ≈ 564 нм при толщине слоя CdS в ≈ 2.8 нм (см. §3.2.1.1, рисунок 16).

4.2.3 Экспериментальное обоснование зонной структуры 2-го типа квантовых ям, выращенных ГС

Проведенные экспериментальные исследования показали, что все выращенные ГС с небольшим избытком халькогена (VI/II $\sim 2-4$) в слоях КЯ (CdS и ZnSe), относятся к ГС с разрывами зон 2-го типа CdS/ZnSe. Это можно увидеть по известному характерному признаку ГС 2-го типа, заключающегося в существенном сдвиге максимума линии излучения в коротковолновую сторону с повышением интенсивности накачки. На рисунке 45 для двух ГС М-7 и М-9, соответственно при комнатной и низкой температуре, наглядно продемонстрированы, как с повышением уровня накачки, спектры их излучения сдвигаются в коротковолновую сторону. Данный сдвиг в первую очередь связан с искривлением ЗД вблизи гетерограниц КЯ, что подтверждается согласованным решением уравнений Пуассона и Шредингера.

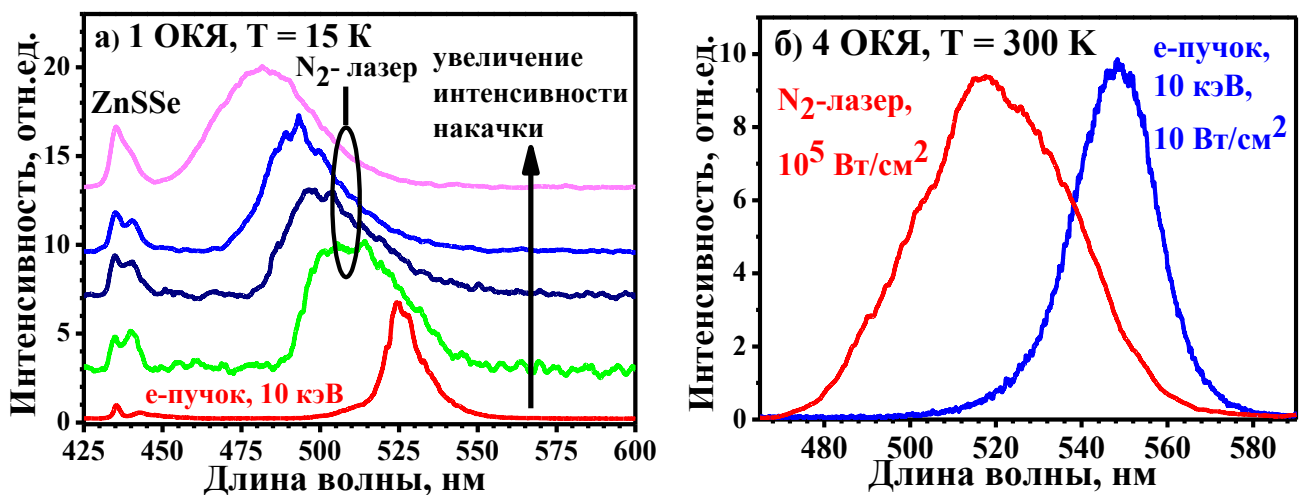


Рисунок 45 - а) Спектры фото- и катодолуминесценции ($E_e=10$ кэВ, $j_e \sim 1$ мА/см²) структуры М-9 ($T=15$ К); б) спектр катодолуминесценции структуры М-7 при $E_e=10$ кэВ и $j_e \sim 1$ мА/см² (~ 10 Вт/см²) и фотолуминесценции при накачке N₂-лазером с интенсивностью $\sim 10^5$ Вт/см² ($T=300$ К).

Для случая низкого уровня возбуждения, для обеих структур использовался непрерывный электронный пучок с плотностью тока ~ 1 мА/см². Пересчет на интенсивность дает значение ~ 10 Вт/см². При данном уровне накачки, ЗД ГС не подвержена искривлению, поскольку поверхностная концентрация неравновесных носителей, которая достигается в КЯ существенно мала. Расчетное значение поверхностной концентрации, которая достигается в одной КЯ при электронном возбуждении многоямной ГС можно оценить с помощью следующего соотношения [74]:

$$n_{\text{пов.}}^e = \frac{j_e \cdot E_e \cdot k \cdot \tau \cdot h_{\text{КЯ}}}{e \cdot z_e \cdot \varepsilon_{eh} \cdot N_{\text{КЯ}}} \quad (59)$$

где $n_{\text{пов.}}^e$ – поверхностная концентрация на одну КЯ, j_e – плотность тока электронного пучка, E_e – энергия электронов, k – коэффициент, характеризующий долю энергии падающего электронного пучка, которая поглощается внутри ГС, τ – время жизни неравновесных носителей в возбужденной области ГС, $h_{\text{КЯ}}$ – толщина КЯ, e – заряд электрона, z_e – эффективная глубина проникновения электронного пучка, $\varepsilon_{eh} \approx 3 \cdot E_g$ – энергия, необходимая для генерации одной электронно-дырочной пары, E_g – ширина запрещенной зоны барьерного слоя ГС, $N_{\text{КЯ}}$ – число КЯ.

В случае структуры М-7, величины в выражении (59) будут иметь следующие значения: $j_e \sim 1$ мА/см², $E_e = 10$ кэВ, $k \approx 1$, $\tau \sim 12$ нс (см. §3.2.1.1), $h_{\text{КЯ}} \approx 2.8$ нм, $z_e \approx 250$ нм, $E_g \approx 2.75$ эВ, $N_{\text{КЯ}} = 3$. Тогда, для $n_{\text{пов.}}^e$ на одну КЯ, получим $n_{\text{пов.}}^e \approx 3.4 \cdot 10^8$ см⁻². Для структуры М-9, она имеет значение $n_{\text{пов.}}^e \approx 6.3 \cdot 10^8$ см⁻² ($j_e \sim 1$ мА/см², $E_e = 10$ кэВ, $k \approx 1$, $\tau \sim 12$ нс (см. §3.2.1.1), $h_{\text{КЯ}} \approx 1.8$ нм, $z_e \approx 250$ нм, $E_g \approx 2.87$ эВ, $N_{\text{КЯ}} = 1$). При таких значениях концентраций неравновесных носителей, ЗД ГС не подвержена искривлению, и можно ограничиться лишь решением уравнения Шредингера для нахождения уровней размерного квантования (см. §3.2.1.1).

Для повышения уровня накачки структур использовался азотный лазер с пиковой мощностью излучения ~ 1 кВт. В случае фотовозбуждения структуры М-7,

излучение азотного лазера сфокусировалось в пятно ~ 1 мм². Интенсивность накачки при этом равна $\sim 10^5$ Вт/см². Здесь также остановимся на оценке расчетного значения поверхностной концентрации неравновесных носителей ($n_{\text{пов.}}^{h\nu}$), которая достигается в одной КЯ при оптическом возбуждении ГС. Данную величину можно определить с помощью следующего выражения [1]:

$$n_{\text{пов.}}^{h\nu} = \frac{\eta \cdot I \cdot \tau}{h\nu_p \cdot N_{\text{КЯ}}} \quad (60)$$

где I – интенсивность накачки, η – доля излучения, поглощенная в той области, с которой происходит сбор носителей в КЯ, τ – время жизни неравновесных носителей, $h_{\text{КЯ}}$ – толщина КЯ, $h\nu_p$ – энергия кванта накачки, $N_{\text{КЯ}}$ – число КЯ.

Для структуры М-7, оценка величины $n_{\text{пов.}}^{h\nu}$, для простоты целесообразно произвести для какой-нибудь одной средней КЯ, поскольку для верхней и нижней КЯ, величины $n_{\text{пов.}}^{h\nu}$ сильно будут отличаться по сравнению с ее значением для средних КЯ. Здесь для оценки величины $n_{\text{пов.}}^{h\nu}$, возьмем 2-ю КЯ со стороны поверхности структуры. При этом можно предположит, что сбор носителей в эту КЯ происходит из двух окружающих данную КЯ областей, имеющие толщины равные полупериоду структуры. Таким образом, величины в правой части выражения (60) для структуры М-7 имеют следующие значения: $I \sim 10^5$ Вт/см², $\tau \sim 2.5$ нс (см. §3.2.1.1), $h\nu_p \approx 3.68$ эВ, $N_{\text{КЯ}}=1$, $\eta \approx 0.12$ – доля накачки, поглощенная в рассматриваемой области (см. §3.3). Тогда, для $n_{\text{пов.}}^{h\nu}$ на одну КЯ, получим $n_{\text{пов.}}^{h\nu} \approx 5 \cdot 10^{13}$ см⁻². Для структуры М-9 - $n_{\text{пов.}}^{h\nu} \approx 8.5 \cdot 10^{13}$ см⁻² ($I \sim 10^5$ Вт/см², $N_{\text{КЯ}} = 1$, $\eta \approx 0.2$ (см. §3.3), $\tau \sim 2.5$ нс (см. §3.2.1.1), $h\nu_p \approx 3.68$ эВ).

Следует отметить, что вышеприведенные оценки для $n_{\text{пов.}}^{h\nu}$ соответствуют условию, что все неравновесные носители будут диффундировать в КЯ. Однако, из сравнения эксперимента с расчетом (см. §5.2.3), мы определили, что внутренний квантовый выход излучения наших структур $\eta_i \approx 0.5$. Отсюда можно сделать вывод о том, что вышеприведенные оценки для $n_{\text{пов.}}^{h\nu}$ примерно в 2 раза завышены и реальные значения близки к следующим значениям: $n_{\text{пов.}}^{h\nu} \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ см⁻² - для структуры М-7; $n_{\text{пов.}}^{h\nu} \approx 4.25 \cdot 10^{13}$ см⁻² - для структуры М-9.

Как видно из рисунка 45,б, для структуры М-7, коротковолновый сдвиг линии излучения примерно равен 35 нм (с 550 нм до 515 нм). Примерно такое же значение сдвига достигается из расчетов, проведенных в §3.2.1.1 настоящей работы. Наблюдается также существенное уширение линии при фотовозбуждении структуры М-7 с помощью азотного лазера. Это связано с неоднородным возбуждением КЯ по глубине и заполнением подзон при высоком уровне возбуждения.

Для структуры М-9 (рисунок 45,а), коротковолновый сдвиг при максимальной накачке несколько выше и равен ~45 нм (с 525 нм до 480 нм). Для структуры М-9 также представлены спектры при промежуточных уровнях возбуждения. Они снимались постепенным уменьшением пятна возбуждения при одной и той же мощности накачки.

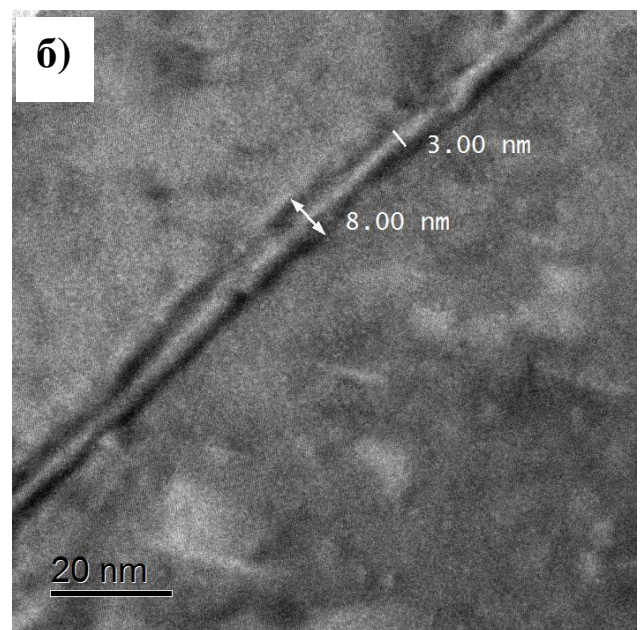
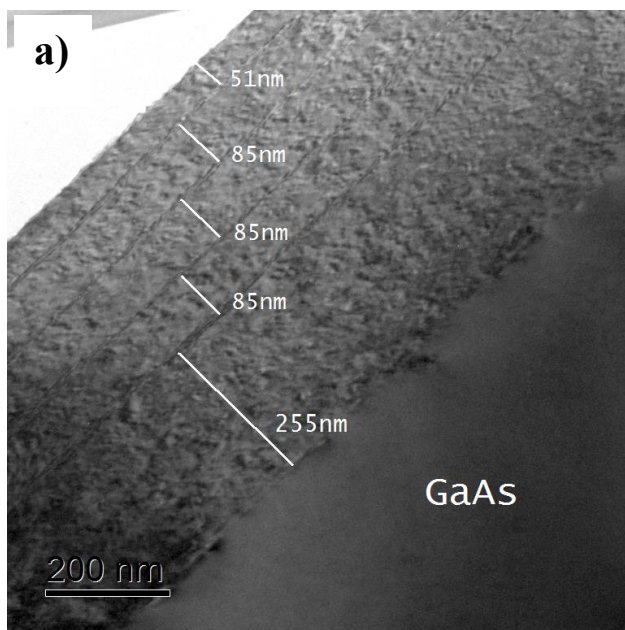
4.2.4 Просвечивающая электронная микроскопия

Структура М-7, содержащая 4 ОКЯ, исследовалась с помощью ПЭМ микроскопа J-2100 фирмы Jeol в Университете науки и технологий МИСИС. На рисунке 46 представлены изображения поперечного сечения этой структуры. Поверхность поперечного сечения данной ГС после приготовления фольги методом ионного травления имеет более неоднородный фоновый контраст по сравнению с поверхностью подложки GaAs. Это вероятно является результатом неоднородного травления эпитаксиальных пленок A^2B^6 соединений, содержащих довольно легкий атом S, что в конечном итоге приводит к формированию шероховатой поверхности. Либо фоновый контраст появляется за счет появления радиационных дефектов во время ионного травления образца.

Для структуры М-7 представлены изображения поперечного сечения в целом и фрагменты первой и последней КЯ с большим увеличением (рисунок 46). При небольшом увеличении отчетливо наблюдаются 4 контрастных линий, обусловленные четырьмя КЯ. Последняя выращенная в процессе роста КЯ (ближайшая к поверхности структуры) при умеренном увеличении имеет явно выраженный тройной контраст (рисунок 46,б). Среднюю более светлую линию

можно связать со слоем CdS. Толщина этого слоя равна примерно 3 нм, что близко к значению, оцененному из оптического контроля. Тогда две соседние темные линии можно отнести к слоям ZnSe.

Однако, на изображении нет резких границ, и контраст изменяется вдоль линии КЯ. Возможно, это связано с неоднородным фоновым контрастом, появляющимся в процессе приготовления фольги. Не исключено также влияние наншероховатости ростовой поверхности в момент осаждения слоя CdS. На рисунке 46,в видны отдельные атомные слои структуры. В целом структура псевдоморфна. На рисунке 46,г представлен фрагмент первой выращенной в процессе роста КЯ. Сравнение этого изображения с изображением, представленным на рисунке 46,в, показывает, что существенного отличия в изображении, которого можно было бы ожидать из-за взаимной диффузии атомов Zn и Cd не наблюдается. Однако, если контраст в основном определяется рассеянием электронов на атомах халькогена, то влияние взаимной диффузии атомов металла не будет существенно сказываться на контрасте изображения.



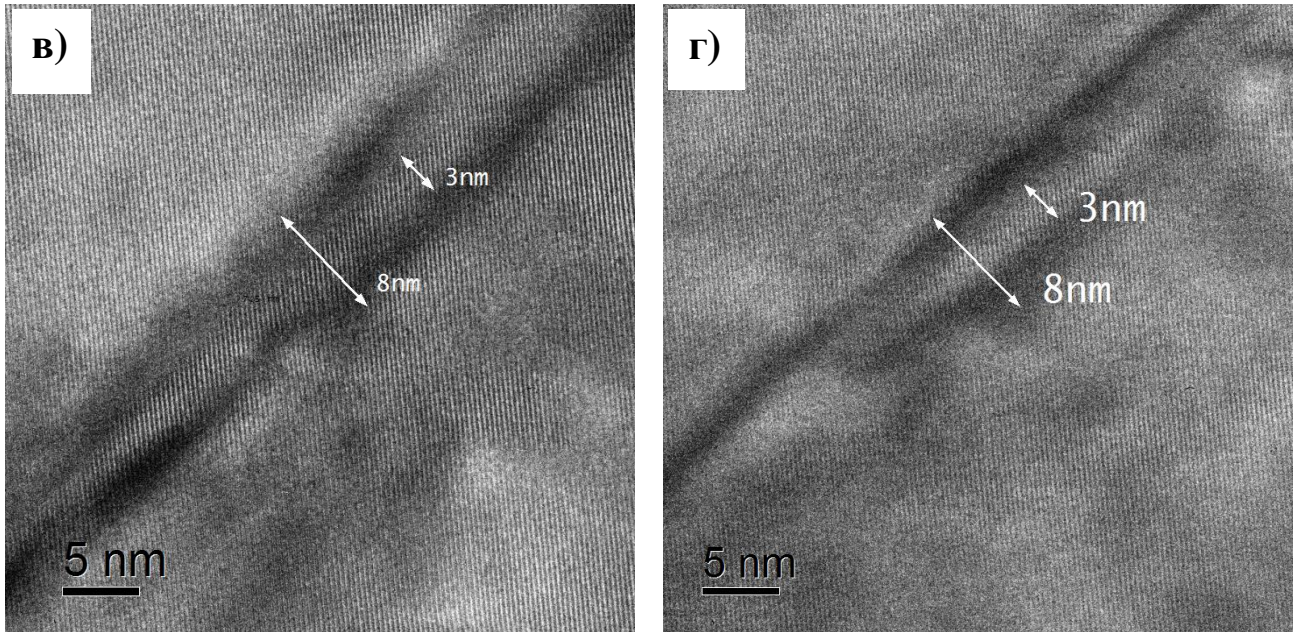


Рисунок 46 - Светлопольное изображение в ПЭМ поперечного сечения структуры М-7 в целом (а), последней выращенной КЯ при промежуточном и предельном увеличениях (б, в) и первой выращенной КЯ при предельном увеличении (г).

4.2.5 Рентгеновская дифракция

Рентгеновская дифракция исследовалась с помощью дифрактометра Panalytical X'PERT PRO MRD Extended. На рисунке 47,а представлена экспериментальная кривая сканирования $\omega - 2\theta$ на рефлексе (004) и расчетная кривая для структуры М-11. Видно, что расчетная кривая хорошо описывает основные особенности экспериментальной кривой, в предположении, что буферный слой имеет состав $ZnS_{0.09}Se_{0.91}$ и толщину 282 нм, слой ZnS имеет толщину 3 нм и частично релаксирован, слои КЯ имеют состав CdS и толщину 2.7 нм, а слои ZnSe имеют толщину 20, 18, 18 и 25 нм.

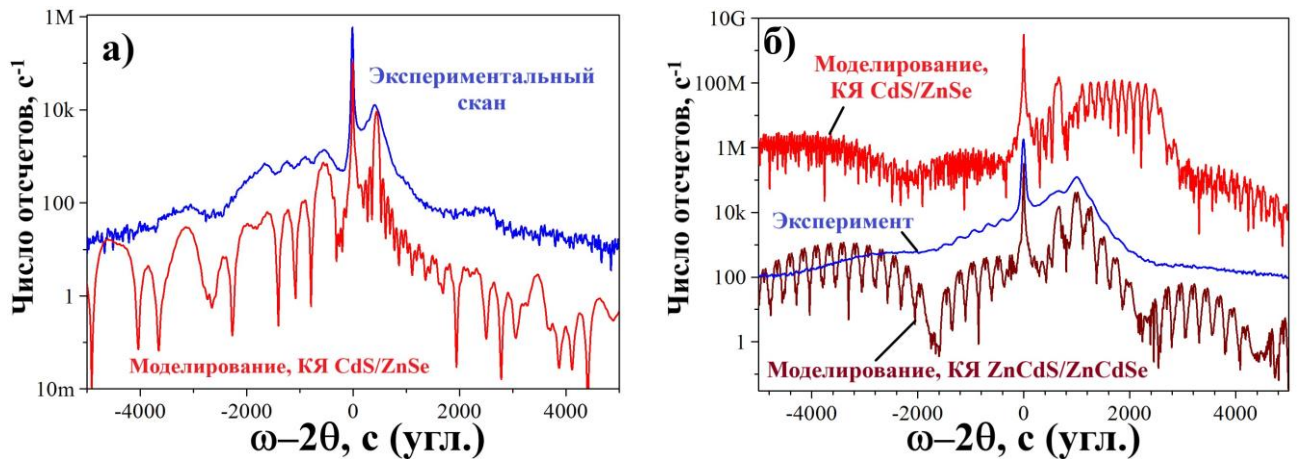


Рисунок 47 - Экспериментальная кривая ($\omega-2\theta$)-сканирования на рефлексе (004) и расчетные кривые для структур М-11 (а) и М-2 (б).

Однако для структуры М-2, содержащей 10 ДКЯ ZnSe(3 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(2 нм)/CdS(2 нм)/ZnSe(3 нм), разделенных слоями ZnSSe толщиной 85 нм, с буферным слоем ZnSSe толщиной 193 нм и покровным слоем ZnSSe толщиной 86 нм, расчетная кривая удовлетворительно описывает экспериментальную кривую ($\omega-2\theta$)-сканирования только при замене CdS/ZnSe на $Zn_{0.25}Cd_{0.75}S/Zn_{0.9}Cd_{0.1}Se$ (см. рисунок 47,б). Изменения состава КЯ вероятно связано с взаимной диффузией атомов Cd и Zn. Слабый контраст сателлитов на экспериментальном скане по сравнению с расчетными кривыми, можно объяснить изменением параметров КЯ по глубине структуры из-за их расплывания за счет взаимной диффузии атомов Cd и Zn.

Наиболее интересной структурой с точки зрения наилучшего контраста сателлитов является ГС М-12. На рисунке 48 представлена экспериментальная кривая ($\omega-2\theta$)-сканирования на рефлексе (002) (синяя) и расчетная кривая (красная) для структуры М-12.

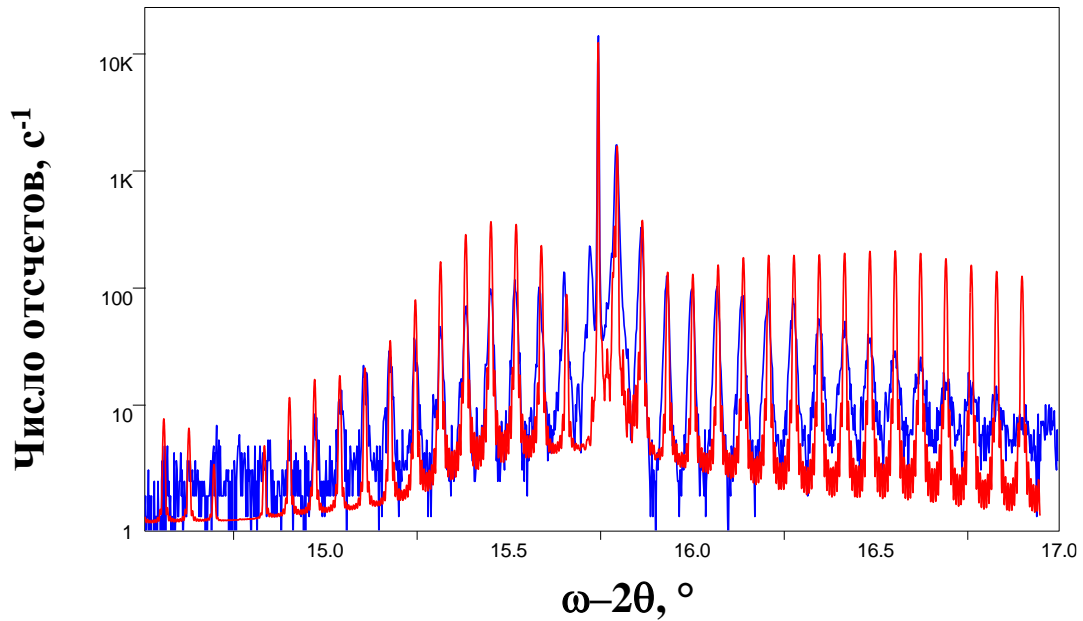


Рисунок 48 - Кривая ($\omega-2\theta$)–сканирования на рефлексе (002) (синяя) и расчетная кривая (красная) для структуры М-12.

4.2.6 Люминесцентная микроскопия

Из-за отсутствия вращения подложки в процессе роста, выращенные структуры были слегка неоднородны по поверхности как по спектру и интенсивности люминесценции, так и по распределению дефектов. На рисунке 49 представлены фотографии центрального и периферийного участков структуры М-7, сделанные в люминесцентном микроскопе МИКМЕД-2 (ЛОМО). Данная структура содержала буферный слой ZnSSe с толщиной 255 нм, 4 ОКЯ ZnSe(2.5 нм)/CdS(3 нм)/ZnSe(2.5 нм), разделенных барьерными слоями ZnSSe толщиной 85 нм, и покровный слой ZnSSe толщиной 51 нм. Все слои ZnSSe имели примерно одинаковый состав с содержанием S в 6 %.

Из рисунка 49 видно, что в центральной области структура светит однородно в зеленой области спектра. На периферийном участке структуры появляются точечные темные дефекты, которые не изменяются во времени облучения излучением ртутной лампы люминесцентного микроскопа, по меньшей мере, в течение одного часа. Природа этих пятен вероятно связана с сильным рассогласованием слоя с подложкой на периферийной области ГС из-за не оптимального соотношения между потоками в этой области. В ряде структур,

кроме пятен возникает сетка темных линий, которые можно интерпретировать как результат релаксации структуры за счет пластической деформации.

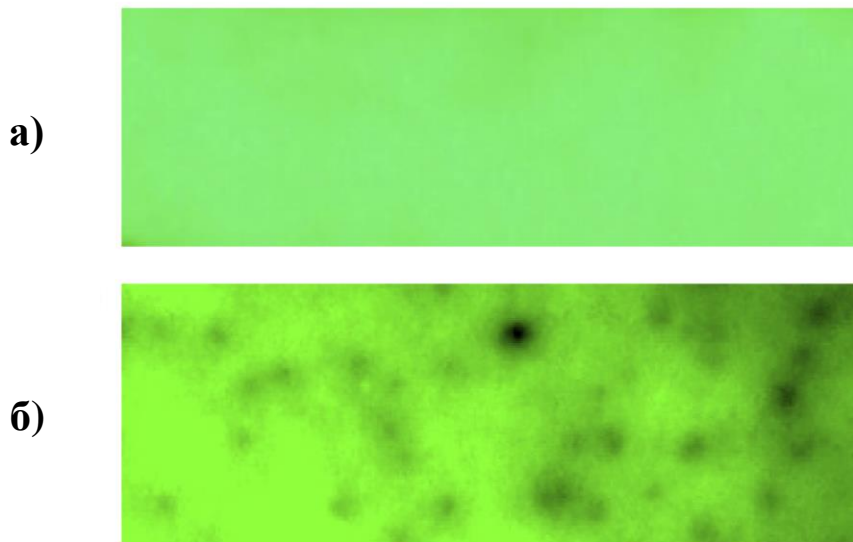


Рисунок 49 - Изображение фрагментов структуры М-7 в люминесцентном микроскопе: центральная (а) и периферийная (б) области. Горизонтальные размеры кадров равны 60 мкм.

4.3 Технология изготовления АЭ полупроводниковых лазеров с продольной накачкой из выращенных ГС A^2B^6

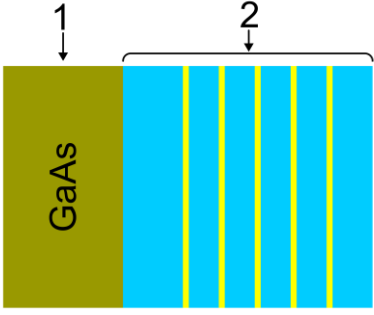
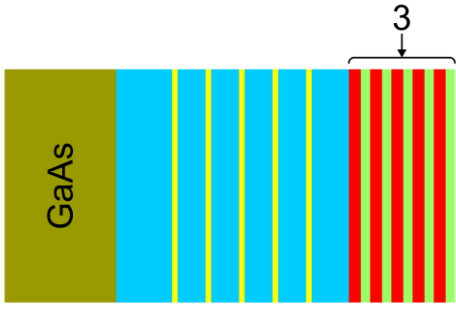
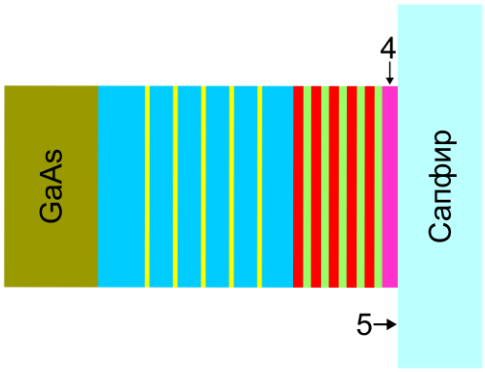
Технология изготовления активного элемента для полупроводникового лазера с микрорезонатором и для ПДЛ из соединений A^2B^6 примерно одинакова. Однако, на качество поверхности ГС, используемой в ПДЛ по сравнению с поверхностью ГС для лазера с МР, предъявляются более строгие требования. В связи с трудностью эпитаксиального выращивания БЗ, мы для изготовления активных элементов этих лазеров использовали нанесенные БЗ из диэлектрических слоев.

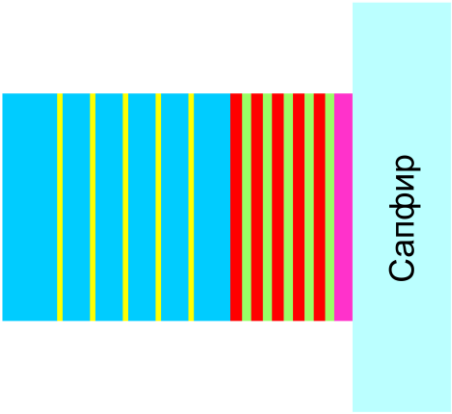
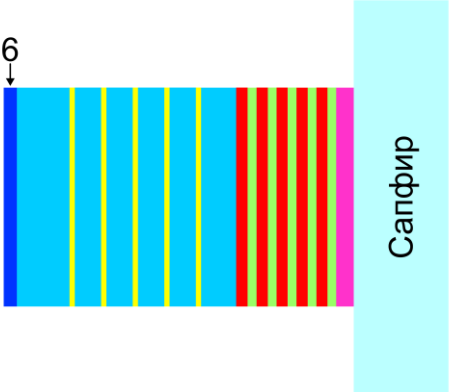
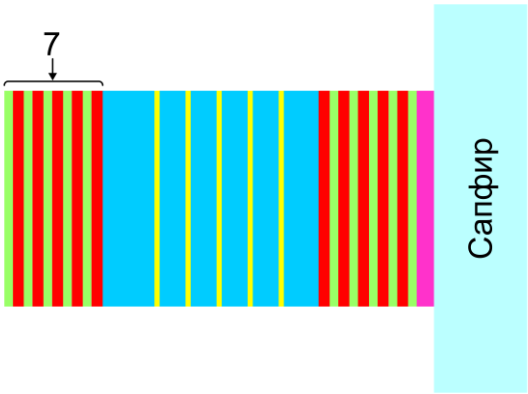
Технология изготовления МР заключается в следующем (таблица 12). Сначала на выращенную ГС с КЯ наносится 1-е высокоотражающее БЗ с использованием диэлектрических пар слоев типа SiO_2/Ta_2O_5 или SiO_2/HfO_2 . Затем, этим БЗ-ом данная структура приклеивается к сапфировой подложке. После этого удаляется ростовая подложка GaAs, и на свободную поверхность наносится 2-е диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения, достаточным для

достижения генерации в микрорезонаторе. Таким образом, получается АЭ полупроводникового лазера с МР.

Процесс изготовления АЭ ПДЛ из ГС на основе соединений A^2B^6 в основном аналогичен вышеописанному, только вместо 2-го зеркала наносится либо просветляющий слой, либо БЗ, имеющее недостаточно высокий коэффициент отражения для достижения генерации в микрорезонаторе (случай ПДЛ с составным резонатором).

Таблица 12 - Этапы технологии изготовления АЭ МР и ПДЛ на основе ГС из соединений A^2B^6 , выращенных на GaAs (1 – ростовая подложка (GaAs), 2 – АО с КЯ, 3 и 7 – БЗ, 4 – оптический клей, 5 – сапфир, 6 – просветляющий слой).

1		Выращивание ГС
2		Нанесение первого зеркала
3		Приклейка выращенной ГС первым зеркалом к сапфировой подложке с помощью оптического клея

4		Шлифовка, полировка и химическое удаление ростовой подложки GaAs
5.1		Нанесение просветляющего покрытия (случай ПДЛ)
5.2		Нанесение второго зеркала (случай МР)

ГЛАВА 5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ ВЫРАЩЕННЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГС

5.1 Создание ПДЛ на основе «эталонных» ГС A^3B^5 , выращенных методом ГФЭМОС в НИИ «Полюс» и исследование их характеристик

5.1.1 ПДЛ с оптической накачкой и накачкой электронным пучком на основе ГС InGaAs/GaAs

ПДЛ на основе ГС InGaAs/GaAs ранее уже был исследован при накачке электронным пучком [15]. Структура в этой работе была выращена методом МПЭ. Здесь представлены результаты аналогичных исследований с использованием гетероструктур, выращенных в России методом ГФЭМОС.

Структуры были выращены методом ГФЭМОС на подложке GaAs. Рост происходил при пониженном давлении (60 - 70 торр) при температуре 720 – 770 °С. Использовались подложки GaAs (100) качества «epi-ready» *n*-типа проводимости с концентрацией свободных носителей $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Водород имел точку росы минус 100 – 110 °С.

Структуры (N-1 и N-2), которые были выращены методом ГФЭМОС, содержали последовательно наращенные на подложку GaAs *n*-типа встроенное БЗ из 30 пар $Al_{1-x}Ga_xAs/Al_yGa_{1-y}As$, 10 КЯ $In_zGa_{1-z}As/GaAs$ с компенсирующими упругие напряжения слоями $GaAs_{1-u}P_u$, дополнительный слой GaAs и барьерный для диффузии слой $Al_{0.55}Ga_{0.45}As$. Структура N-2 имела дополнительно покровный слой GaAs толщиной 6 нм. Параметры составов x , y , z , u и толщины слоев были различными для двух исследуемых структур, и выбраны из расчета достижения генерации вблизи 1.02 мкм (N-1) и 1.06 мкм (N-2). Спектры фотолюминесценции и отражения этих структур представлены на рисунке 50. Абсолютное значение точности измерения коэффициента отражения равно $\pm 1 \%$. Заметный провал в спектре отражения на длине волны вблизи 1.06 мкм для структуры N-2, практически совпадающий с максимумом фотолюминесценции, свидетельствует о том, что резонанс МР, образованного поверхностью структуры и БЗ, хорошо совпадает с краем поглощения КЯ. Для структуры N-1 соответствие пиков немного хуже.

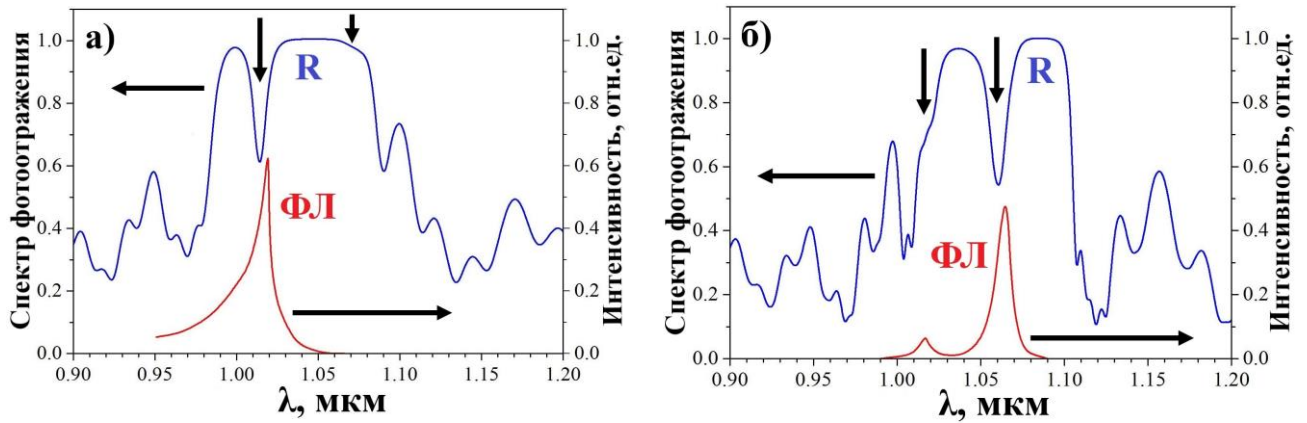


Рисунок 50 - Спектры отражения и фотолюминесценции структур N-1 (а) и N-2 (б). Вертикальные стрелки указывают положение мод собственного резонатора структуры.

Накачка электронным пучком

Схема лазера представлена на рисунке 51. Структура закреплялась серебряной пастой на медном хладопроводе, который находился при КТ (~ 20 °С) внутри вакуумной камеры. Внешнее плоско-вогнутое зеркало ПДЛ имело радиус кривизны $r = 30$ мм и коэффициент отражения 98 % на длине волны $\lambda = 1.015$ мкм и 98.5 % при $\lambda = 1.06$ мкм. Оно размещалось также внутри вакуумной камеры. Длина резонатора составляла $L = 26$ мм. Расчетное значение диаметра $2w_0$ основной моды на структуре составляло ≈ 80 мкм. Электронный пучок падал на структуру под углом примерно 30° и сканировал импульсно-периодически вдоль строки с частотой 50 Гц и скоростью примерно $v_{sc} = 8 \cdot 10^4$ см/с. Положение строки можно было плавно перемещать в поперечном направлении до совпадения одной из точек строки с положением моды резонатора на поверхности структуры. Излучение ПДЛ выводилось из вакуумной камеры через окно из свинцового стекла ТФ-5 с помощью поворотного Al зеркала. Излучение регистрировалось с помощью калиброванного фотокатода ФЭК-29.

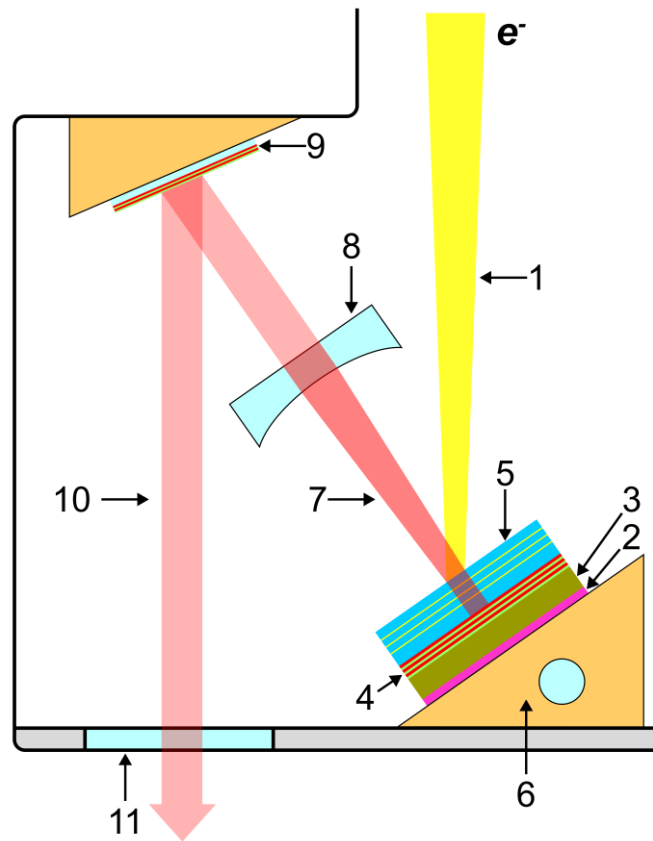


Рисунок 51 - Схема лазера: 1 – электронный пучок; 2 – серебряная паста; 3 – ростовая подложка; 4 – встроенное БЗ; 5 – АО с КЯ; 6 – медный хладапровод; 7 – поле внутри резонатора; 8 – внешнее зеркало; 9 – поворотное зеркало; 10 – выходное лазерное излучение; 11 – окно вакуумной камеры.

На рисунке 52,а представлены спектры излучения лазеров на двух описанных выше структурах. Максимум спектра генерации структуры N-1 соответствовал длине волны 1.013 мкм, а структуры N-2 – 1.062 мкм. Ширина спектра на полувисоте была равна 3.5 нм для структуры N-1 и 0.9 нм для структуры N-2. Спектр генерации структуры N-1 был промодулирован с расстоянием между сублиниями 0.36 нм. Эта модуляция вероятно вызвана дополнительным отражением от обратной поверхности ростовой подложки GaAs толщиной ~350 мкм. У структуры N-2 подобная модуляция не наблюдается, поскольку вторая поверхность подложки GaAs у этой структуры была матовой. Заметная модуляция спектра свидетельствует о том, что БЗ недостаточно глухое, и коэффициент поглощения излучения в подложке GaAs на длине волны генерации мал. Это кажется удивительным, поскольку расчетное значение коэффициента отражения глухого БЗ на длине волны генерации превышает значение 99.98 %.

Осциллограмма импульса генерации при максимальной пиковой мощности представлена на рисунке 52,б для ПДЛ на структуре N-2. Длительность импульса по основанию составляет ~ 270 нс. Форма и длительность импульса зависела от диаметра d_e и тока электронного пучка I_e . При d_e заметно меньше $2w_0$ длительность импульса сокращалась до ~ 100 нс, что соответствовало времени пролета электронного пучка через поперечный размер основной моды резонатора $t_p = 2w_0/v_{sc} = 100$ нс. Однако при $d_e < 2w_0$, пиковая мощность падает. Вероятно, это связано с тем, что вне области возбуждения имеет место достаточно высокое поглощение излучения генерации.

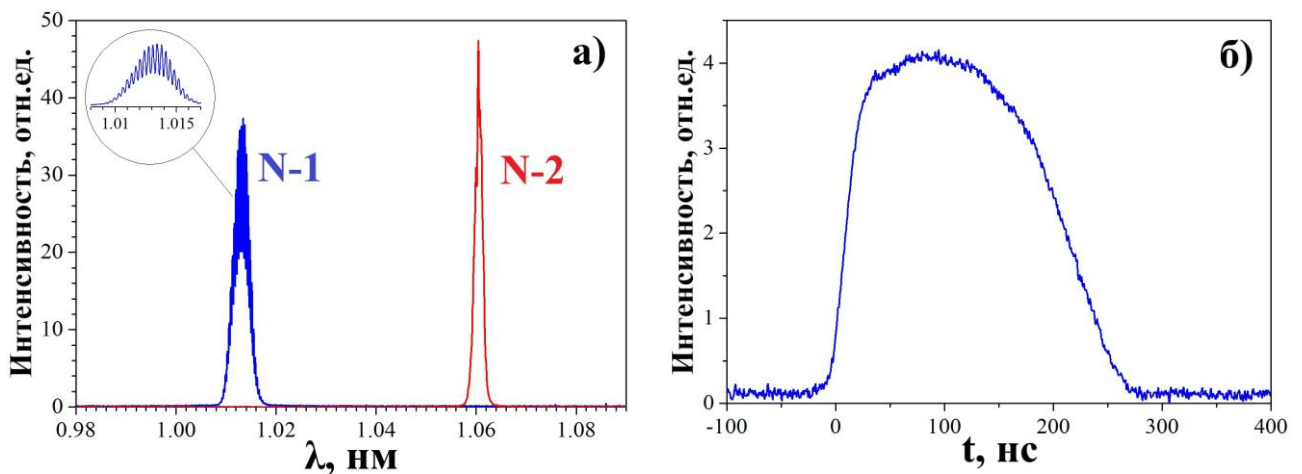


Рисунок 52 - а) Спектр излучения лазера на структурах N-1 и N-2. На вставке показан спектр излучения лазера на структуре N-1 с большим разрешением; б) осциллограмма импульса излучения ПДЛ на структуре N-2 при $I_e = 1$ мА.

При увеличении диаметра электронного пучка, длительность импульса увеличивается, поскольку генерация начинается и закачивается при неполном перекрытии набегающего электронного пучка с основной модой резонатора. Когда $d_e > 2w_0$, возможна генерация более высоких поперечных типов колебаний резонатора, особенно при высоких значениях I_e . При этом длительность импульса может увеличиваться вплоть до ~ 500 нс, с одновременным уменьшением пиковой мощности.

Картина дальнего поля ПДЛ на структуре N-2, при различных значениях I_e представлена на рисунке 53. Она регистрировалась цифровой камерой Canon 350D без объектива на расстояние 220 мм от поверхности структуры. При небольшом превышении порога генерации, диаграмма направленности имеет поперечное

распределение интенсивности излучения близкое к гауссовому распределению. На двумерной картине видны кольца, которые являются следствием интерференции излучения на плоско-вогнутой подложке выходного зеркала. Полный угол расходимости излучения по уровню e^{-1} составил ≈ 12 мрад. Расходимость гауссова пучка, определенная по выражению $\theta = 2 \cdot \lambda / (\pi \cdot 2w_0)$ равна ≈ 8.4 мрад. Расхождение с экспериментальным значением связано с прохождением излучения через рассеивающую линзу, какой является подложка внешнего зеркала.

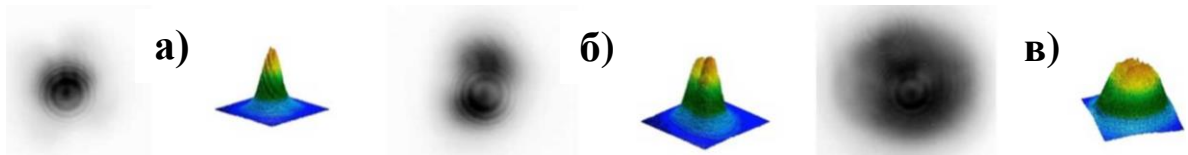


Рисунок 53 - Картина дальнего поля излучения ПДЛ на структуре N-2 при $I_e = 0.2$ мА (а), 0.65 мА (б) и 1.4 мА (в).

При увеличении тока электронного пучка, возбуждаются более высокие поперечные колебания резонатора, и полный угол расходимости увеличивается примерно в 3 раза при максимальных значениях I_e . При этом наблюдается вытянутость диаграммы в направлении параллельном направлению сканирования электронного пучка.

На рисунке 54 представлены зависимости пиковой мощности ПДЛ для двух структур N-1 и N-2 от тока электронного пучка. Пороговый ток, определенный по спрямлению полученных данных, был равен 0.2 мА для структуры N-1 и 0.06 мА для структуры N-2. При диаметре электронного пучка 80 мкм, эти значения соответствуют пороговым плотностям тока соответственно 4 А/см^2 и 1.2 А/см^2 , которые сравнимы с оценкой (2.2 А/см^2), полученной в [15].

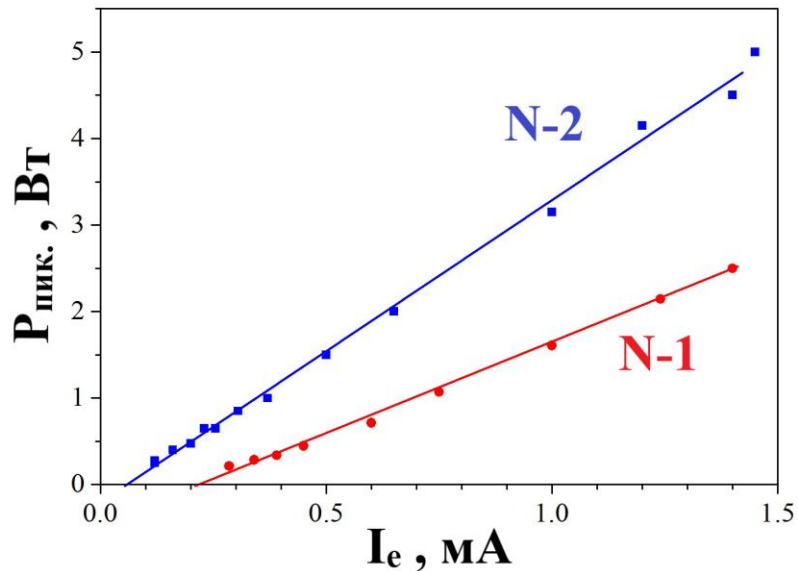


Рисунок 54 - Зависимость пиковой мощности ПДЛ на двух структурах N-1 (1) и N-2 (2) от тока электронного пучка при энергии электронов 32 кэВ. Диаметр электронного пучка оптимизировался при каждом значении I_e для получения максимальной пиковой мощности.

На низкопороговом лазере на структуре N-2 достигнута большая максимальная мощность в 5 Вт на длине волны 1.062 мкм при энергии электронов 32 кэВ. На другом лазере максимальная мощность была примерно 2.5 Вт на длине волны 1.013 мкм. Порог и мощность лазера на структуре N-1 хуже из-за рассогласования периода повторения КЯ с периодом расположения пучностей моды резонатора. На рисунке 55,а представлена зависимость максимальной пиковой мощности ПДЛ от энергии электронов. Максимальная мощность в 5.5 Вт достигнута при энергии 44 кэВ. Мощность падает до нуля с уменьшением энергии электронов до 15 кэВ. Одним из факторов этого падения является падение максимального тока в нашей установке с уменьшением энергии электронов. На рисунке 55,б представлена зависимость эффективности лазера от энергии электронов. Максимальная эффективность достигается при 26 кэВ и составила 10.5 %. Падение эффективности при увеличении энергии электронов, связано с тем, что часть электронов проскакивает активную часть структуры и поглощается в БЗ. При уменьшении энергии электронов ионизационная кривая потерь энергии электронов прижимается к поверхности и уменьшается часть электронов, которая достигает КЯ. Эффективность генерации можно увеличить особенно при малых энергиях электронов путем уменьшения толщин барьерного и согласующего слоев. Первую

КЯ можно поместить на расстояние в полволны от поверхности структуры.

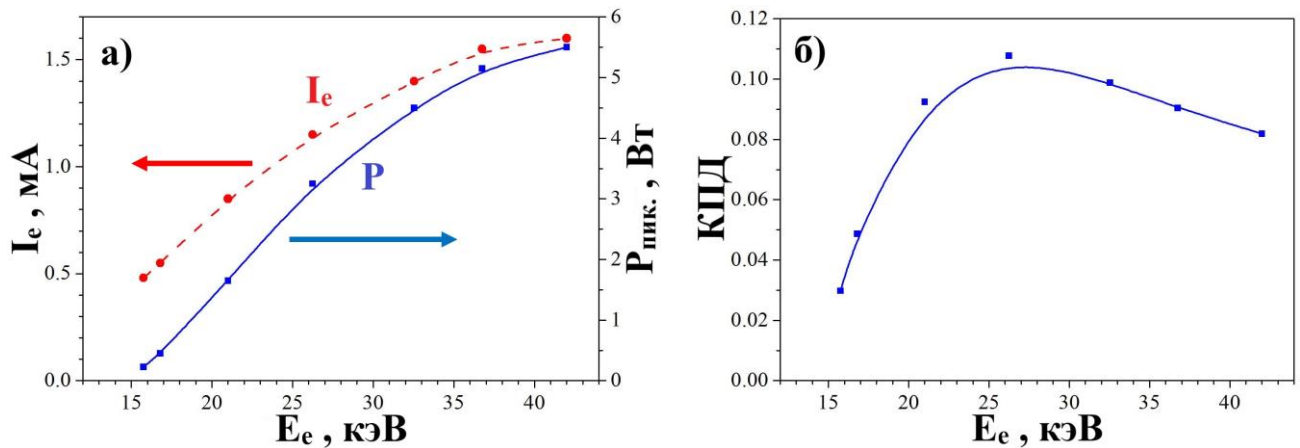


Рисунок 55 - Зависимость тока, максимальной выходной мощности (а) и эффективности ПДЛ (б) от энергии электронов для структуры N-2.

Оптическая накачка

На наиболее исследованной ГС (структура N-2), мы реализовали ПДЛ с оптической накачкой. Оптическая схема данного лазера представлена на рисунке 56. В отличие от электронной накачки, где структура закреплялась серебряной пастой на медный хладопровод, в случае оптической накачки, для получения генерации не только в импульсно-периодическом, но и в непрерывном режиме, на поверхность ГС через каплю изопропилового спирта была пристыкована алмазная пластина с толщиной 0.3 мм с поперечными размерами $3 \times 3 \text{ мм}^2$. Пластина далее прижималась медной диафрагмой с диаметром отверстия 1.5 мм через индиевую прокладку к ГС. Посадка алмаза была произведена следующим образом. Сначала алмазная пластина через индиевую прокладку с отверстием была закреплена на медной пластине с отверстием. Отдельно структура через индиевую прокладку закреплялась к медному основанию. Далее с помощью капли изопропилового спирта структура прижималась к алмазной пластине, прижав при этом винтами медную пластину к медному основанию. Таким образом, структура и алмазная пластина были закреплены в медном держателе, охлаждаемом водой. К сожалению, не удалось получить хороший тепловой и оптический контакт между

ГС и алмазной пластиной, о чем свидетельствует наличие интерференционных полос на отдельных участках границы ГС-алмаз.

В качестве источника излучения накачки использовался лазерный диодный модуль (ЛДМ) с волоконным выводом излучения, который был собран в ООО «Лассард». ЛДМ состоял из трех линеек ЛД. Оптическая схема ЛДМ с волоконным выводом излучения представляла собой ступенчатую конфигурацию (в общем виде может быть и другая конфигурация) расположения полупроводниковых лазерных линеек со смещением по высоте друг относительно друга на величину ~ 2 мм. Излучение от данных трех линеек ЛД, после коллимации сводилось в оптическое волокно с диаметром сердцевины 800 мкм. Две лазерные линейки в ЛДМ имели длину волны излучения 768 нм, а одна - 802 нм. Излучение накачки фокусировалось на поверхность структуры с помощью двух линз (2 и 4 на рисунке 56). Расстояние между 1-й линзой и концом волокна было примерно равно 70 мм, а расстояние между 2-й линзой и поверхностью структуры – 20 мм. Линзы, а также сама ГС не имели просветляющего покрытия. Угол падения луча накачки к нормали поверхности структуры составлял примерно 40° . Таким образом, пятно возбуждения представляло собой эллипс с осями ~ 250 и 300 мкм. Резонатор лазера формировался БЗ и внешним сферическим зеркалом. Для генерации второй гармоники, в резонатор помещался нелинейный кристалл КТР (KTiOPO_4 , 6 на рисунке 56).

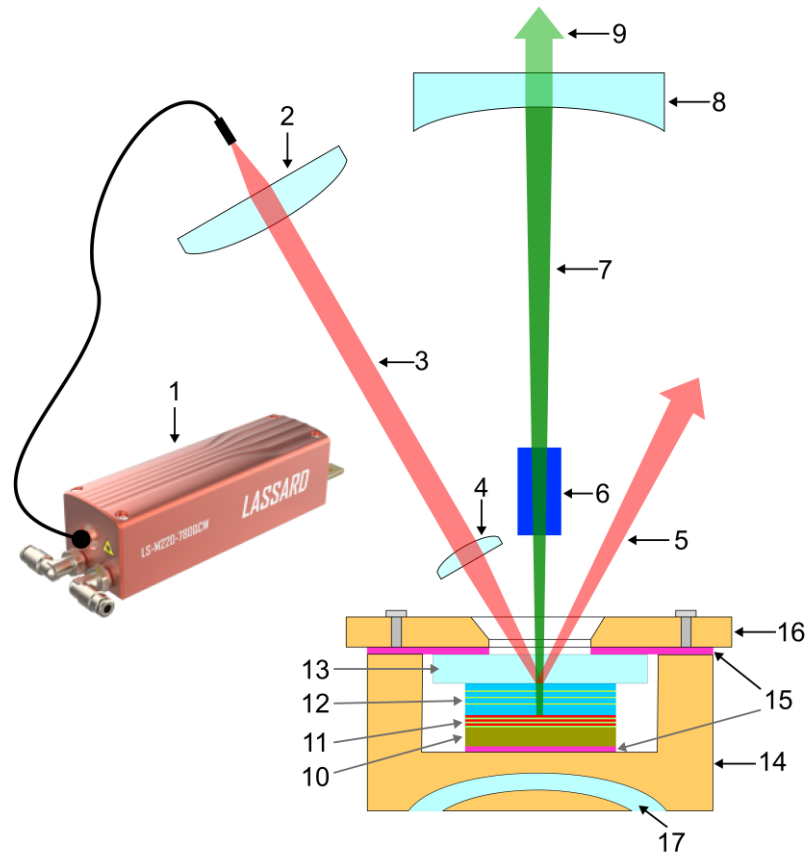


Рисунок 56 - Оптическая схема лазера: 1 – ЛДМ с волоконным выходом излучения; 2, 4 – линзы; 3 – излучение накачки; 5 – излучение накачки, отраженное от поверхности структуры; 6 – нелинейный кристалл; 7 – поле внутри резонатора; 8 – внешнее зеркало; 9 – выходное излучение ПДЛ; 10 – ростовая подложка; 11 – встроенное БЗ; 12 – АО с КЯ; 13 – алмазная пластина; 14 – медный теплоотвод; 15 – индиевая фольга; 16 – медная пластина с отверстием; 17 – охлаждающая жидкость (вода).

На рисунке 57 представлены спектры генерации ПДЛ на 1-й и 2-й гармониках в импульсно периодическом режиме. Кроме линий излучения 1-й и 2-й гармоник, видны линии рассеянного излучения лазера накачки. Несовпадение спектра линии 2-й гармоники со спектром 1-й гармоники связано со стремлением лазера выйти из спектра синхронизации, чтобы уменьшить потери внутри резонатора (рисунок 58). При этом падает эффективность преобразования во 2-ю гармонику. Для снижения влияния данного эффекта, в резонатор необходимо вводить селективный элемент. В нашем эксперименте этого не осуществлялось. Это вероятно и есть одна из причин низкой эффективности преобразования во 2-ю гармонику в данном эксперименте. Другой причиной низкой эффективности преобразования во 2-ю

гармонику является довольно большое пятно возбуждения на структуре (эллипс с осями ~ 250 и 300 мкм), что связано с высокой расходимостью лазера накачки.

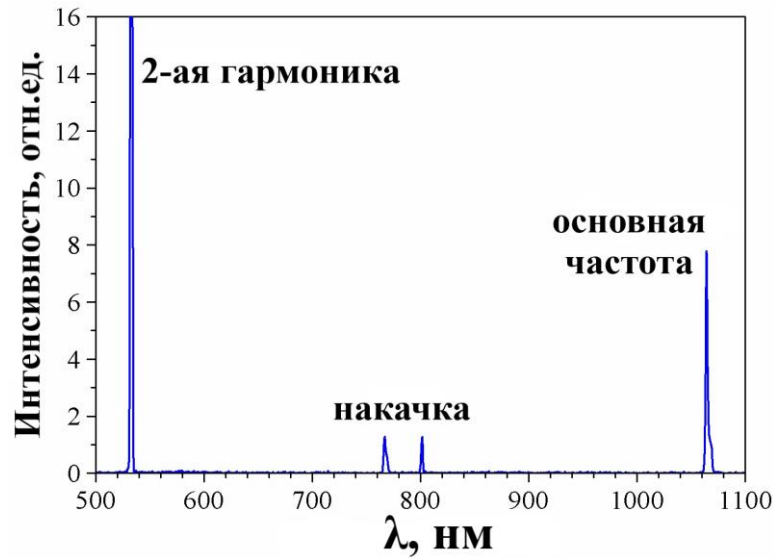


Рисунок 57 - Спектры генерации ПДЛ на 1-й и 2-й гармониках (на вставке более подробно) и излучения лазера накачки.

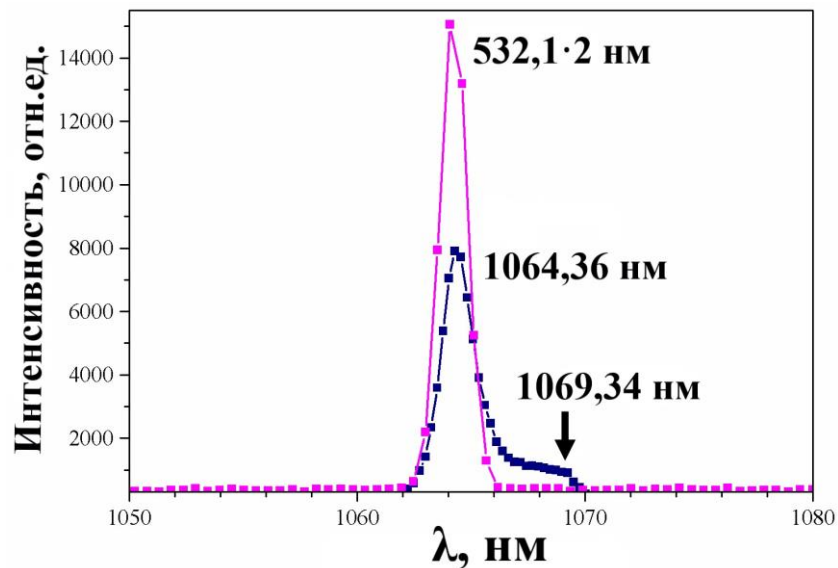


Рисунок 58 - Сравнение спектров излучения ПДЛ на 1-й и 2-й гармониках.

На рисунке 59 представлены зависимости выходной мощности ПДЛ от поглощенной мощности накачки при различных внешних зеркалах. При использовании внешнего зеркала с радиусом кривизны 100 мм и коэффициентом отражения 98 % на длине волны 1.06 мкм, была достигнута максимальная выходная мощность ПДЛ в импульсно-периодическом режиме около 4 Вт. Длина резонатора при этом была равна примерно 75 мм. Наклон характеристики был равен ≈ 7.5 %. В непрерывном режиме, максимально достигнутое значение выходной мощности

составляло около 1 Вт. Падение эффективности и мощности лазера в непрерывном режиме, вероятно связано с некачественным тепловым контактом между ГС и алмазной пластиной. Импульсная мощность 2-й гармоники (532 нм) была равна 0.1 Вт. В непрерывном режиме данное значение мощности генерации 2-й гармоники со временем падало из-за перегрева АО, что также связано с недостаточно хорошим теплоотводом. Лазер работал устойчиво при скважности 1:10.

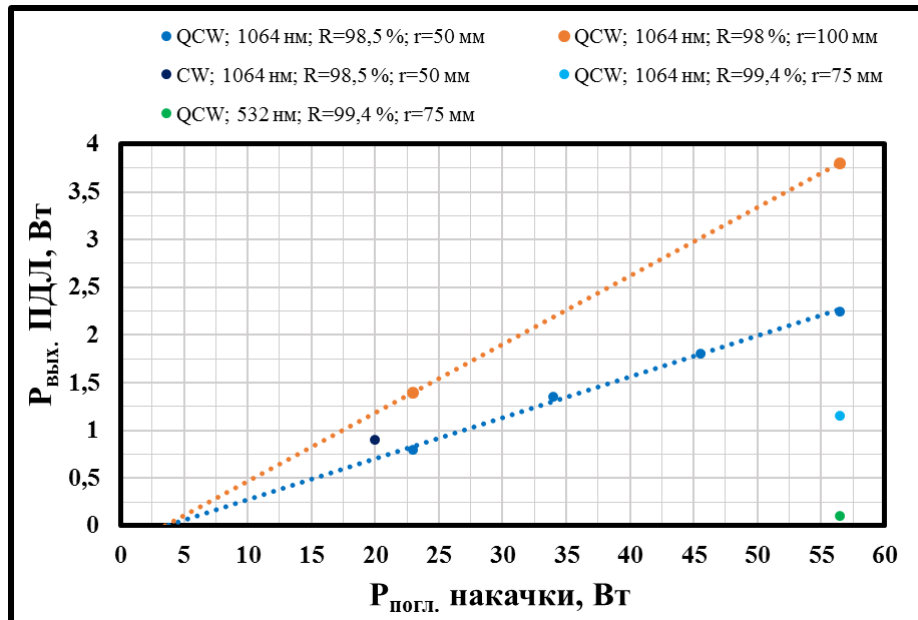


Рисунок 59 - Зависимость выходной мощности ПДЛ от поглощенной мощности накачки.

На рисунке 60 представлены картины дальнего поля для основной частоты при двух различных юстировках резонатора, зафиксированные камерой профилометра типа Ругосат. Расходимость составляла ~ 10 мрад для основной частоты и несколько меньше для 2-й гармоники. Из-за большого пятна накачки, кроме основной моды генерируется несколько поперечных мод. Поэтому достигнуть одну поперечную моду в данном лазере, можно лишь с потерей выходной мощности.

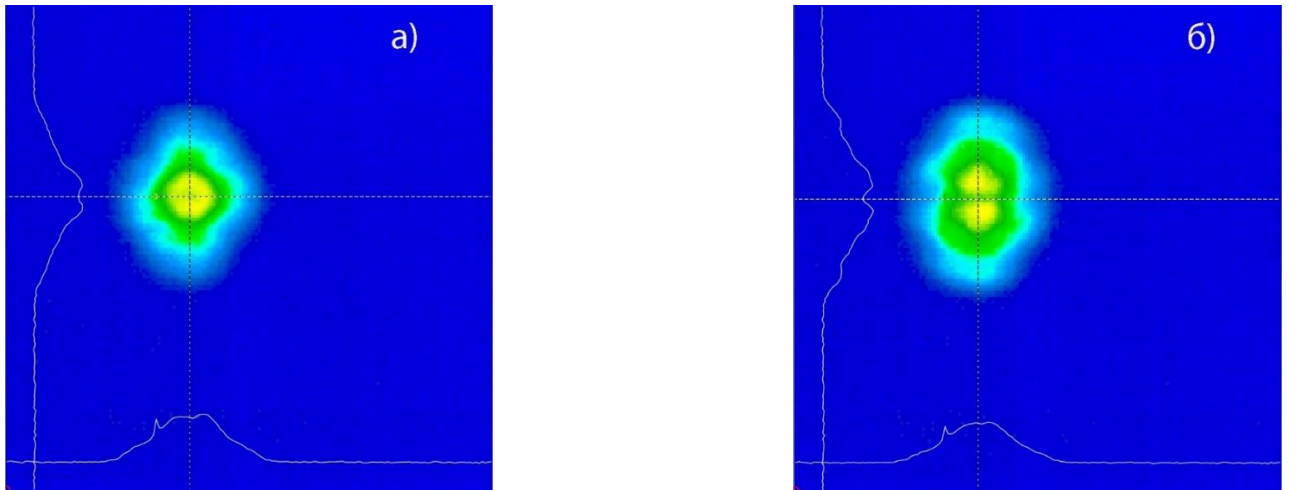


Рисунок 60 - Картины дальнего поля лазера при оптимальной юстировке резонатора (а) и небольшой разъюстировке резонатора (б).

5.1.2 ПДЛ с оптической накачкой и накачкой электронным пучком на основе ГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$

Мощные, узкие по ширине линии и перестраиваемые лазерные источники имеют решающее значение для широкого спектра применений в ряде научных и промышленных областей. В частности, они необходимы для разработки квантовых технологий на основе холодных атомов с переходами на оптических частотах. Этим требованиям вполне соответствуют ПДЛ с оптической накачкой [2]. Так, недавно был продемонстрирован лазер с длиной волны вблизи 689 нм и шириной линии 125 Гц для охлаждения атомов Sr [137]. В этой же работе утверждается также, что ПДЛ имеют преимущества над другими лазерами, используемыми для этих целей, в том числе и над малогабаритными ЛД с внешним резонатором, что обусловлено относительно малым уровнем спонтанного шума и отсутствием релаксационных колебаний в ПДЛ.

В работе [28] продемонстрирован ПДЛ с длиной волны вблизи 780 нм. Лазер с данной длиной волны излучения может найти применение для охлаждения атомов Rb. Была использована относительно новая схема ПДЛ мембранного типа, в которой используется ГС с несколькими КЯ без встроенного БЗ. ГС выращивалась методом МПЭ. Использовалась довольно сложная технология отделения ГС от ростовой подложки и помещения ее между двумя

хладопроводящими пластинами SiC. При этом резонатор формировался двумя внешними зеркалами. Накачка осуществлялась довольно дорогим лазером типа Coherent Verdi-V18 с длиной волны 532 нм, основанном на внутррезонаторной генерации 2-й гармоники твердотельного лазера.

В рамках настоящей работы, мы также реализовали ПДЛ с длиной волны излучения вблизи 780 нм на ГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с встроенным БЗ, выращенной методом ГФЭМОС в НИИ «Полюс». Цель данного исследования заключалась в запуске и исследовании характеристик ПДЛ. Другая цель создания данного лазера заключалась в сравнении характеристик ПДЛ с оптической накачкой излучением ЛД и ПДЛ с накачкой электронным пучком.

ГС содержала последовательно наращенные на подложку GaAs *n*-типа встроенное БЗ из 30 пар $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$, 10 КЯ $\text{Al}_{0,139}\text{Ga}_{0,861}\text{As}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ толщиной 12 нм с периодом расположения, соответствующим половине длины волны ($\lambda_0/2N(\lambda_0)$, где $\lambda_0 = 780$ нм и $N = 3.47$ – средний показатель преломления), и барьерный для диффузии слой $\text{Al}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{As}$. Спектры фотолюминесценции и отражения структуры представлены на рисунке 61. Два интенсивных пика в спектре люминесценции с максимумами 772 и 748 нм, мы приписываем соответственно радиационной рекомбинации электронов и дырок из основных и первых возбужденных уровней в КЯ. Небольшие пики при $\lambda = 739$ и 780 нм, можно отнести к модам мало-добротного резонатора, образованного БЗ и поверхностью структуры.

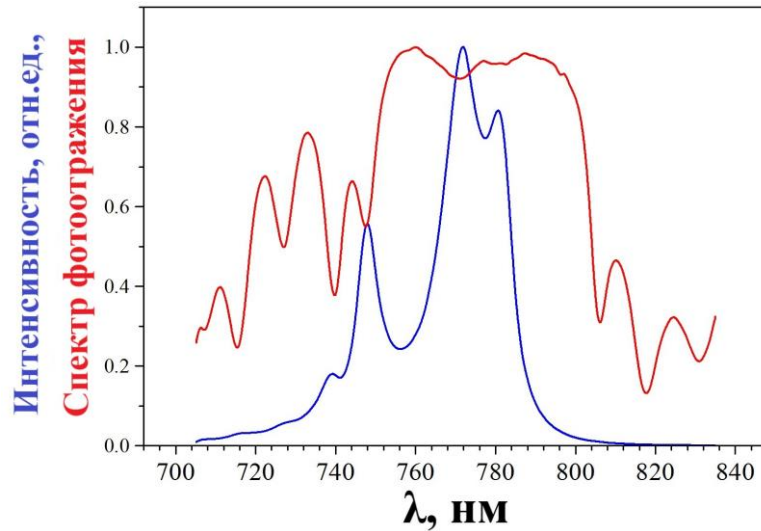


Рисунок 61 - Спектры фотолюминесценции (синяя кривая) и фотоотражения (красная кривая) структуры.

Схема лазера с оптической накачкой представлена на рисунке 62. Принципиально она одинакова для оптической накачки и накачки электронным пучком. Схема с электронной накачкой аналогичная, как в случае ПДЛ на ГС InGaAs/GaAs (см. §5.1.1, рисунок 51). Структура закреплялась на медном хладопроводе. Температура хладопровода была комнатной (~ 20 °С). Структура возбуждалась сбоку под углом 30° при накачке электронным пучком и 60° при оптической накачке. Резонатор формировался встроенным БЗ и внешним вогнутым сферическим зеркалом с радиусом кривизны 30 мм. Коэффициент отражения внешнего зеркала на длине волны 780 нм, составлял 98 %. Длина резонатора была 27 мм при накачке электронным пучком и 29 мм при оптической накачке.

При накачке электронным пучком, максимальная мощность достигалась при использовании электронов с энергией 30 кэВ и пятна возбуждения с диаметром примерно равным поперечному размеру основной моды резонатора $2\omega_0=65$ мкм. Юстировка лазера осуществлялась следующим образом. Электронный пучок сканировал импульсно вдоль строки с частотой 50 Гц, которая затем медленно перемещалась в перпендикулярном направлении до пересечения с модой резонатора. Длительность накачки определялась скоростью сканирования и равнялась примерно 100 нс.

Для оптической накачки использовался коммерческий ЛД на ГС InGaN/GaN со встроенной системой фокусировки. С помощью этой системы, излучение ЛД фокусировалось в пятно с размерами $\sim 70 \times 70$ мкм². Для запуска ЛД в импульсном режиме использовался драйвер собственного изготовления, который формировал импульс равный примерно 200 нс. Длина волны излучения ЛД в импульсном режиме была равна 450 нм. Характеристики лазера с оптической накачкой измерялись при частоте повторения импульсов 250 Гц. Существенного изменения пиковой мощности не наблюдалось при увеличении частоты до 3 кГц. Пиковые мощности лазера накачки и ПДЛ измерялись калиброванными фотоэлементами коаксиальными (ФЭК-29 и ФЭК-22).

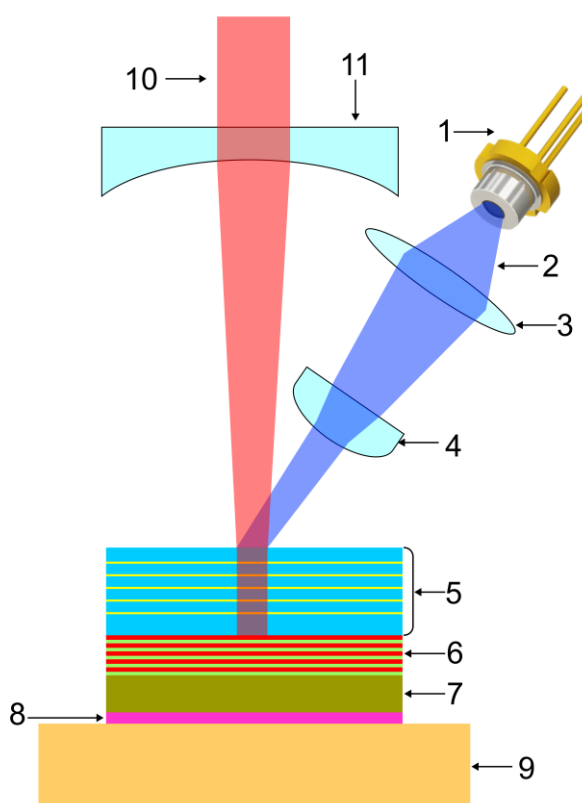


Рисунок 62 - Схема ПДЛ с оптической накачкой: 1 – ЛД; 2 – излучение накачки; 3, 4 – линзы; 5 – АО с КЯ; 6 – встроенное БЗ; 7 – ростовая подложка; 8 – серебряная паста; 9 – медный теплоотвод; 10 – выходное излучение ПДЛ; 11 – внешнее зеркало.

Накачка электронным пучком

Зависимость импульсной мощности излучения ПДЛ от тока электронного пучка, представлена на рисунке 63.

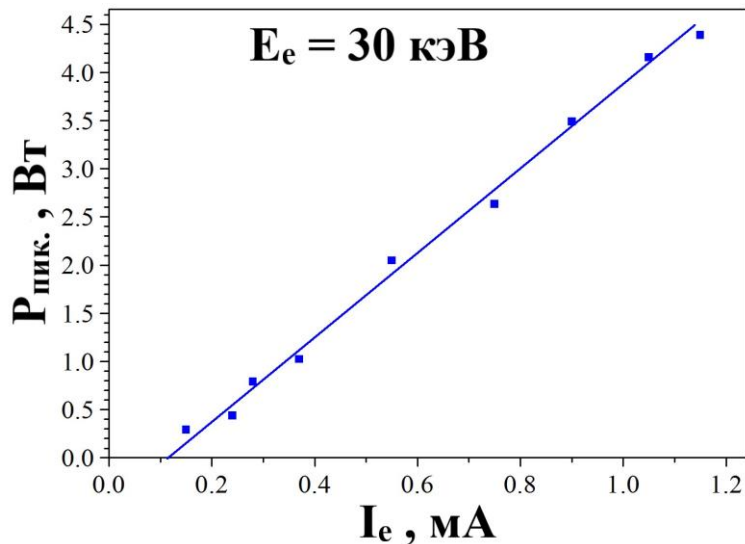


Рисунок 63 - Зависимость импульсной мощности ПДЛ от тока электронного пучка.

Максимальная мощность составила 4.4 Вт при токе электронного пучка 1.2 мА. При этом дифференциальный коэффициент полезного действия лазера оценивается величиной 12 %. Пороговый ток генерации был равен 0.1 мА. При диаметре пятна на структуре 65 мкм, это соответствует пороговой плотности электронного пучка 3 А/см^2 или 90 кВт/см^2 . Порог генерации по вложенной в активную часть структуры мощности будет заметно меньше, поскольку примерно 25 % энергии электронного пучка не вкладывается в структуру, а уносится отраженными и вторичными электронами, и примерно столько же энергии остается в электронах, которые проскочили активную часть структуры, не полностью отдав свою энергию АО.

На рисунке 64,а представлена характерная осциллограмма импульса генерации ПДЛ. Длительность импульса составила 100 нс по основанию. Длительность и форма импульса зависят от скорости сканирования, диаметра электронного пятна и степени совмещения строки сканирования с положением основной моды. С уменьшением скорости сканирования, длительность импульса можно увеличить, однако при этом пиковая мощность падает.

Спектр генерации ПДЛ представлен на рисунке 64,б. Наблюдается одна линия с максимумом при 779.4 нм и шириной на полувысоте 1.4 нм.

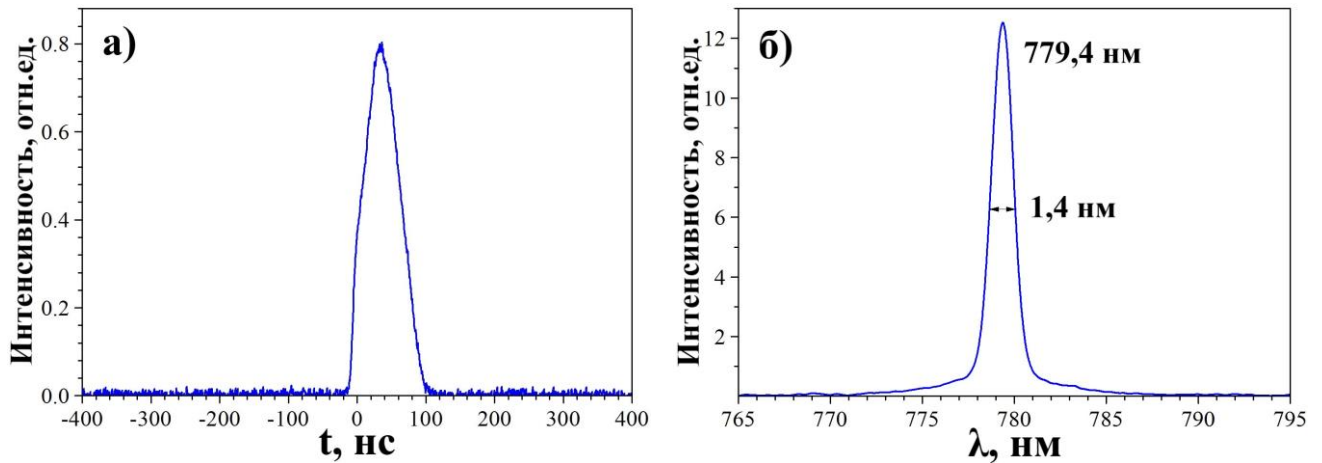


Рисунок 64 - а) Осциллограмма импульса генерации ПДЛ при $I_e=1$ мА; б) спектр генерации ПДЛ при $I_e=1$ мА.

Картина дальней зоны сильно зависит от юстировки лазера. На рисунке 65 представлены примеры распределения поля в дальней зоне. Полный угол расходимости вблизи порога равен ~ 10 мрад. Следует также отметить, что подложка внешнего зеркала представляет собой рассеивающую линзу, которая увеличивает расходимость выходящего излучения из резонатора, близкого к полуконцентрическому, почти в 1.5 раза.

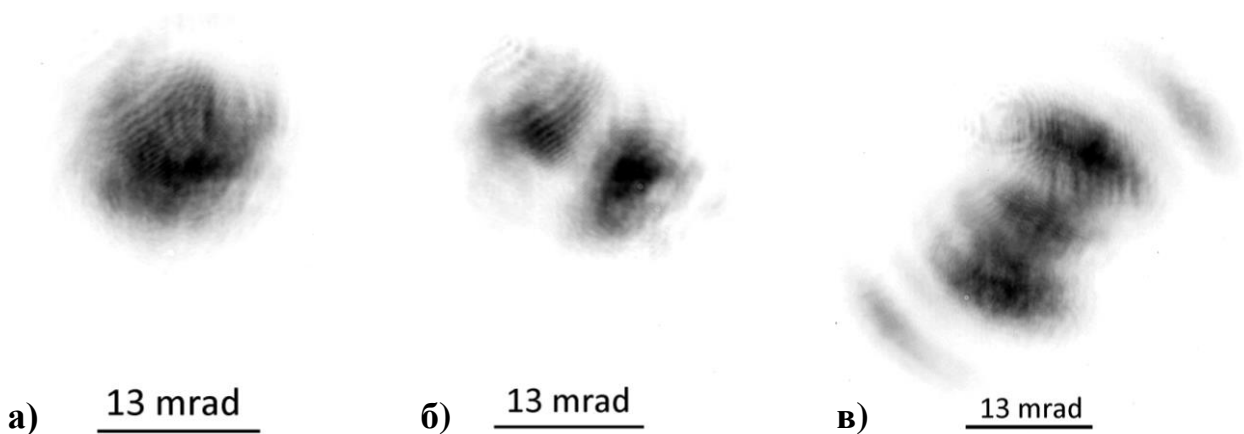


Рисунок 65 - Картины поля излучения в дальней зоне при различных юстировках лазера.

Оптическая накачка

Осциллограммы импульса генерации ПДЛ и излучения ЛД накачки представлены на рисунке 66. Сложная форма импульса излучения ЛД обусловлена несовершенством использованного драйвера. Ширина импульса генерации на полувысоте была равна 140 нс.

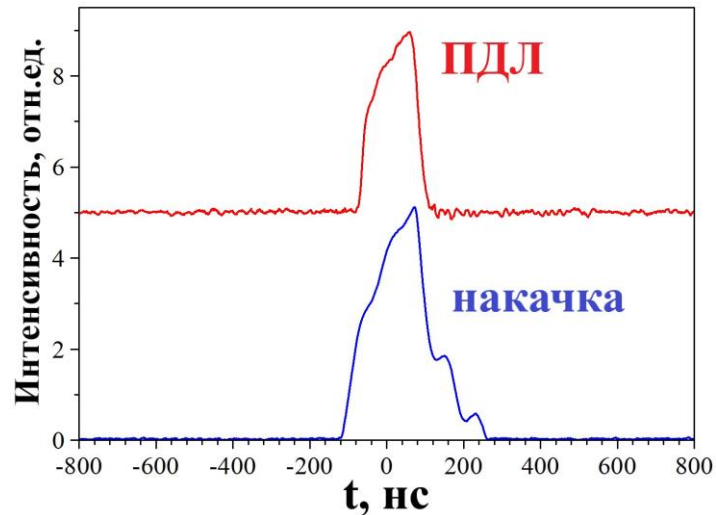


Рисунок 66 - Осциллограммы импульса генерации ПДЛ и излучения ЛД накачки.

На рисунке 67 представлена зависимость пиковой мощности генерации от пиковой мощности излучения накачки, поглощенной структурой (мощности ЛД за вычетом мощности, отраженной от поверхности структуры).

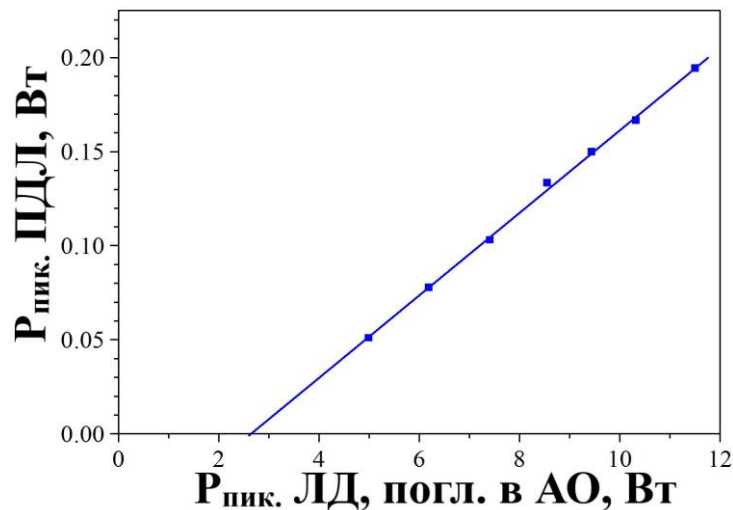


Рисунок 67 - Зависимость пиковой мощности ПДЛ от пиковой мощности излучения ЛД накачки.

При вложенной мощности накачки 11.5 Вт, мощность лазера составила 0.2 Вт. Порог генерации оценивается величиной 2.6 Вт (68 кВт/см^2), а дифференциальный КПД — 2.2 %. Достигнутые значения по мощности и КПД лазера значительно уступают значениям, полученным при накачке электронным пучком, хотя предельный КПД лазера с накачкой электронным пучком имеет физическое ограничение в $\sim 30 \%$ [138].

На рисунке 68,а представлен спектр генерации ПДЛ при оптической накачке. Максимум линии генерации соответствует значению 780.7 нм, а ширина линии на полувысоте – 1.2 нм. Эти значения близки к значениям, полученным при накачке электронным пучком. На рисунке 68,б представлена картина дальнего поля ПДЛ при оптической накачке. Расходимость излучения при небольшом превышении порога несколько больше, чем на рисунке 65,а, поскольку длина резонатора при оптической накачке была ближе к радиусу кривизны внешнего зеркала, что приводит к уменьшению диаметра основной моды.

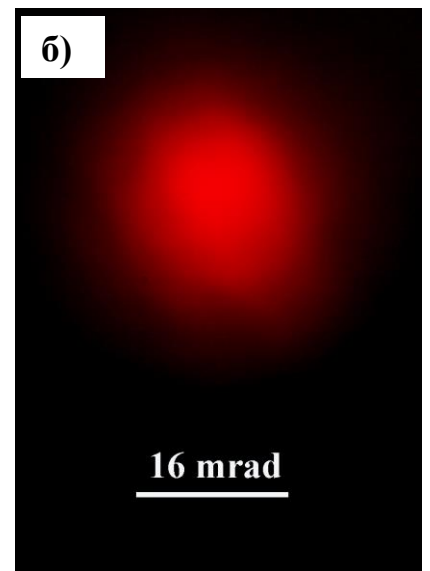
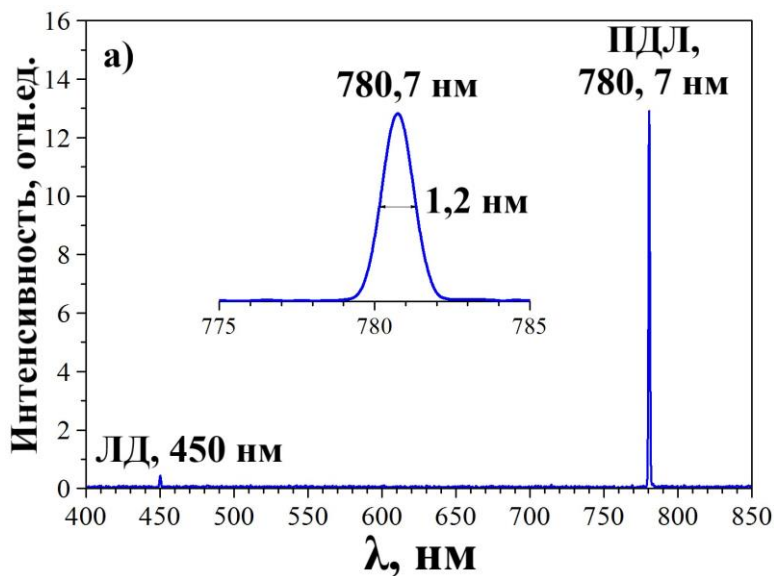


Рисунок 68 - а) Спектр генерации ПДЛ при оптической накачке; б) картина дальнего поля ПДЛ при оптической накачке.

Неожиданным результатом исследования данного ПДЛ с оптической накачкой для нас явилось низкое значение КПД. Мы предполагаем, что это связано с зонной энергетической структурой барьерных слоев $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, в которых в основном генерируются накачкой неравновесные носители заряда. На рисунке 69,а представлена схематично ЗД $Al_xGa_{1-x}As$ при значениях $x < 0.4$, когда твердый раствор остается еще прямозонным [139]. В зоне проводимости образуется три долины: Г, Х и L. Соответствующие энергетические зазоры от минимумов этих долин до потолка валентной зоны E_G , E_X и E_L изменяются с изменением состава твердого раствора в соответствии с рисунке 69,б [140].

Из рисунка 69 видно, что при поглощении излучения с длиной волны 450 нм (2.75 эВ), возможны прямые переходы не только с образованием электронов в Г-

долине, но и с образованием электронов в X- и L- долинах. Более того, коэффициент поглощения для переходов в X- и L- долины существенно выше, поскольку плотность состояний в валентной зоне существенно возрастает при увеличении волнового вектора.

Далее, если $x < 0.4$, то неравновесные носители из боковых долин достаточно быстро перейдут в глубокую Γ -долину из-за интенсивного электрон-фононного рассеяния [141]. Но, даже если $x > 0.45$, неравновесные электроны из боковых долин, сваливаясь в слой $\text{Al}_{0.139}\text{Ga}_{0.861}\text{As}$ КЯ с малым содержанием x , перейдут в Γ -долину КЯ [141]. Поэтому, даже в случае использования непрямозонного $\text{Al}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As}$ барьерного слоя в работе [28], достигается достаточно высокая эффективность генерации. Тем не менее, наличие прямых переходов фотовозбуждения неравновесных электронов в боковые долины, может привести к ухудшению характеристик лазера за счет большого коэффициента поглощения. По данным работы [142], коэффициент поглощения для $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ достигает значения $1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ на длине волны накачки 450 нм. Столь высокий коэффициент поглощения приводит к тому, что большая часть энергии накачки поглощается уже в первом барьерном слое, и большинство КЯ остаются слабо накаченными, что и приводит к ухудшению характеристик лазера. Для сравнения, коэффициент поглощения излучения с длиной волны 532 нм в барьерных слоях $\text{Al}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As}$, использованных в работе [28], оценивается значением $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ [142]. При этом суммарная толщина барьерных слоев в работе [28] была примерно 300 нм, что позволяло авторам однородно и эффективно накачать КЯы.

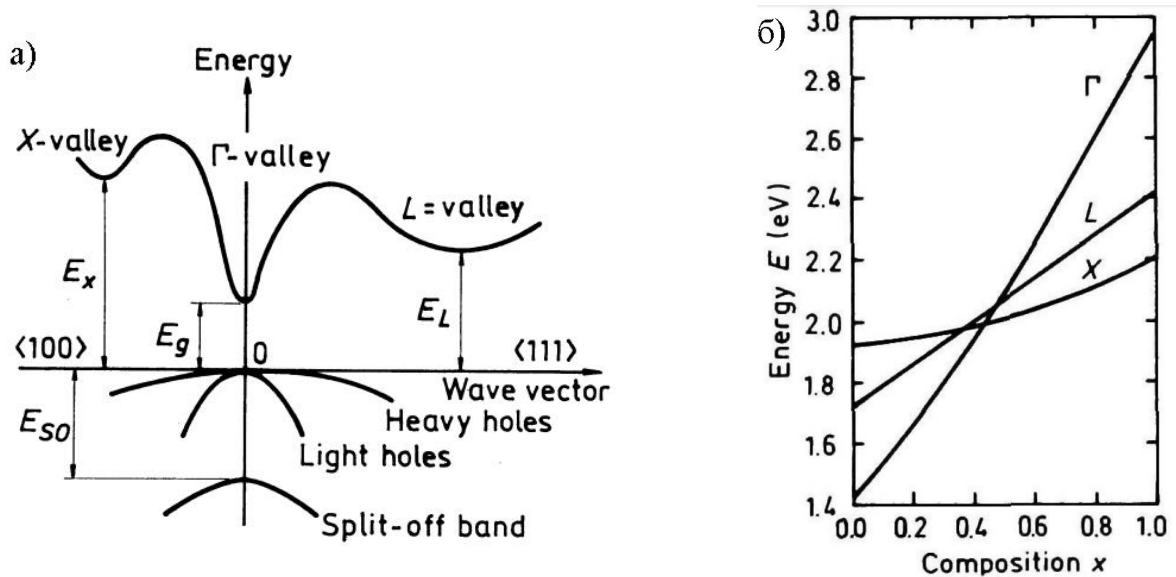


Рисунок 69 - а) Схематическое изображение энергетической зонной структуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x < 0.4$ [139] и б) зависимость энергетических зазоров E_Γ , E_L и E_X от состава твердого раствора [140].

5.2 Полупроводниковые лазеры на основе выращенных ГС 2-го типа $\text{Cd}(\text{Zn})\text{S}/\text{Zn}(\text{S})\text{Se}$

5.2.1 Полупроводниковый лазер с микрорезонатором и накачкой электронным пучком на основе наноразмерной ГС $\text{CdZnS}/\text{ZnSSe}$

В данном подразделе приведены результаты исследования ГС $\text{Zn}_{0.4}\text{Cd}_{0.6}\text{S}/\text{ZnS}_{0.07}\text{Se}_{0.93}$ в полупроводниковом лазере с МР при накачке электронным пучком. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме при КТ. Все слои использованной ГС были близки по параметрам решетки к подложке. Структура состояла из 45 КЯ. Она начиналась и заканчивалась слоями ZnSSe . По данным рентгеновского исследования, барьерные слои и верхний слой ZnSSe имели толщину около 100 нм, а КЯ ZnCdS - ~5 нм. Дизайн структуры схематично представлен на рисунке 70,а. МР схематично представлен на рисунке 70,б. Для его изготовления, на поверхность структуры наносилось зеркало из чередующихся четвертьволновых слоев SiO_2 и ZrO_2 с расчетным коэффициентом отражения 98.4%. Далее структура приклеивалась к сапфировой подложке, а подложка GaAs удалялась сначала шлифовкой, а затем химическим травлением в селективном растворе $\text{NaOH} + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$. На освободившуюся поверхность наносилось 2-е

глухое зеркало также из слоев SiO_2 , ZrO_2 и дополнительного слоя Al. Сапфировая подложка являлась выходным окном вакуумной камеры. Структура возбуждалась импульсно-сканирующим электронным пучком с энергией электронов до 50 кэВ и током до 2.5 мА (рисунок 70,б). Диаметр электронного пятна на поверхности структуры увеличивался с увеличением тока и был примерно равен 50 мкм при $I_e = 2.5$ мА. Зависимость выходной мощности МР от тока накачки электронного пучка при КТ представлена на рисунке 71. Максимальная мощность МР составила 2 Вт. Эффективность лазера была равна $\approx 1.5\%$. Низкое значение эффективности связано с недостаточной оптимизацией зеркал МР со структурой. На рисунке 71, на вставке показана также картина поля в дальней зоне. Она представляет собой центральное пятно, окруженное несколькими кольцами. Закономерности образования диаграммы направленности МР подробно изучены в [74]. Полный угол расходимости первого кольца, окружающего центральное пятно, был равен ~ 10 градусам.

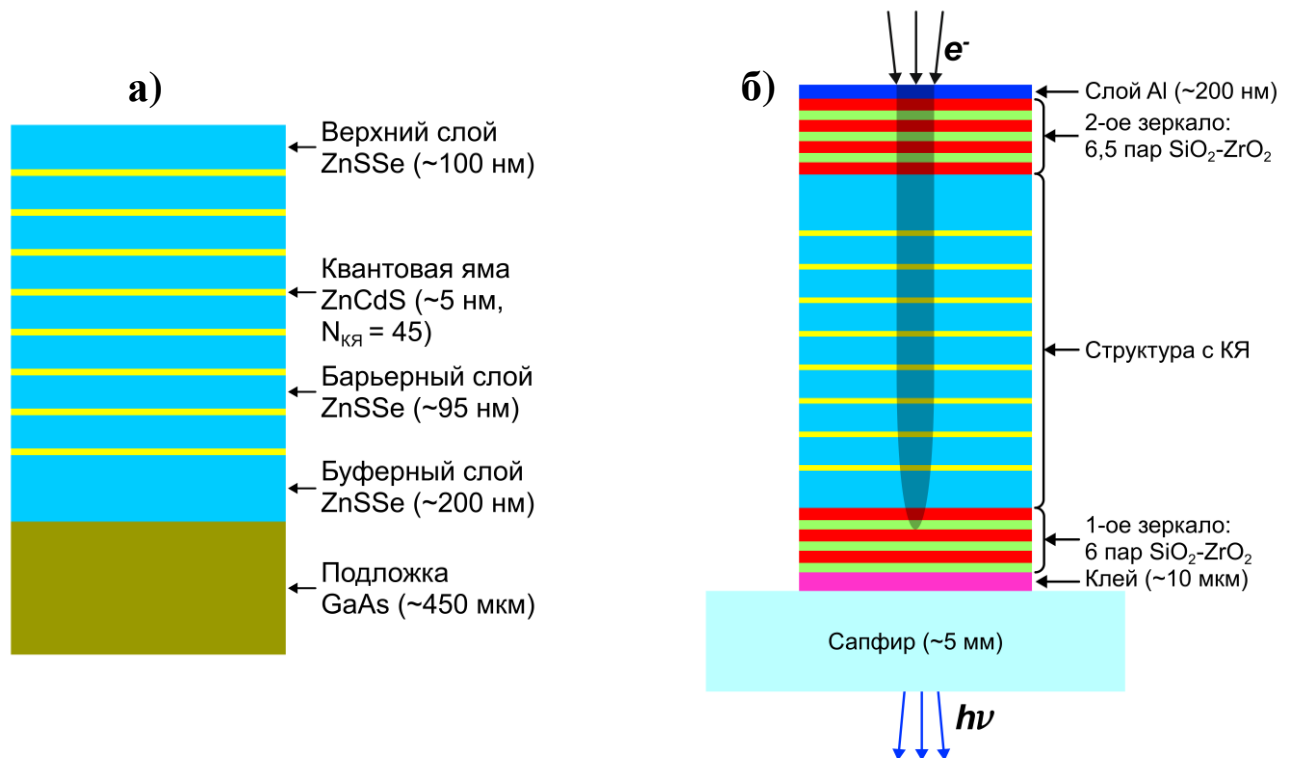


Рисунок 70 - а) Исходная структура ZnCdS/ZnSSe; б) схема возбуждения МР импульсно-сканирующим электронным пучком.

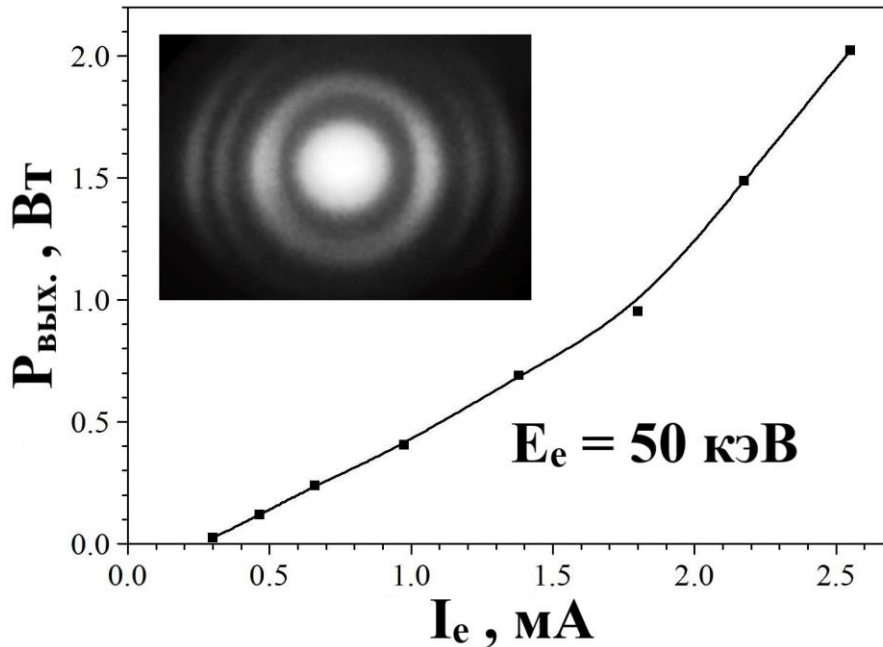


Рисунок 71 - Зависимость выходной мощности МР от тока электронного пучка (КТ). На вставке представлен картина поля излучения в дальней зоне.

Спектральные характеристики МР на основе данной ГС ZnCdS/ZnSSe при КТ для энергии электронного пучка 50 кэВ, подробно представлены на рисунке 72. При малой плотности тока, максимум спектра излучения находится вблизи 510 нм. Он сдвигается в коротковолновую сторону с увеличением плотности тока электронного пучка. Это сдвиг является характерной особенностью структур с разрывами зон 2-го типа. При $I_e = 0.3 \text{ мА}$ ($j_e \approx 20 \text{ А/см}^2$), генерация появляется на одной из мод резонатора вблизи 478 нм. Полуширина линии при этом составляет около 1 нм.

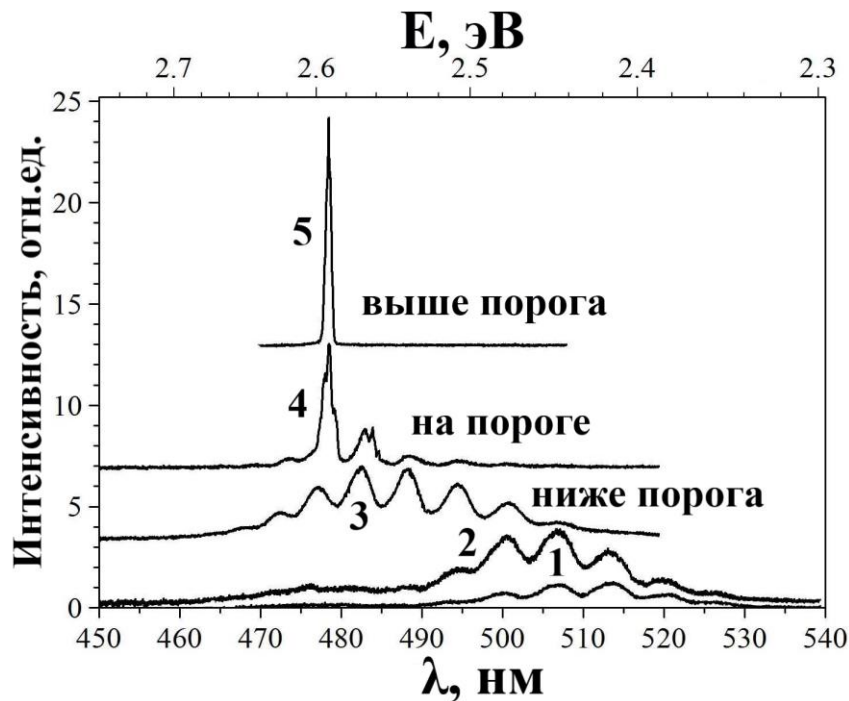


Рисунок 72 - Изменение в спектре излучения МР из структуры ZnCdS/ZnSSe с многими КЯ с увеличением плотности тока электронного пучка: $j_e = 0.001 \text{ A/cm}^2$ (1); 0.01 A/cm^2 (2); 15 A/cm^2 (3); 20 A/cm^2 (4); 100 A/cm^2 (5).

5.2.2 Полупроводниковый лазер с микрорезонатором на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением N₂-лазера (337 нм)

Здесь приводятся результаты исследования полупроводникового лазера на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe, как при продольной накачке МР, так и при поперечной накачке резонатора со сколотыми гранями, излучением N₂-лазера (337 нм). Представленные здесь результаты стали основой для дальнейшей разработки ПДЛ на основе данной ГС.

На рисунке 73,а представлен дизайн ГС М-4, использованной в лазере с МР и продольной оптической накачкой излучением N₂-лазера (337 нм). Толщины слоев контролировались в процессе роста путем измерения отражения излучения ЛД с длиной волны 650 нм, сфокусированного в пятно ~1 мм на ростовой подложке. В месте контроля, толщины слоев ZnSe и CdS составляли соответственно 3 нм и 2.5 нм. Толщины барьерных слоев ZnS_xSe_{1-x} между трехслойными КЯ задавались равными ~85 нм, так что период структуры должен был составлять примерно ~95 нм, что соответствовало достижению резонансно-периодического усиления (когда

период соответствовал половине длины волны лазера в структуре). Первый слой ZnS_xSe_{1-x} , после ростовой подложки выращивался с толщиной близкой к ~ 185 нм, а последний – ~ 90 нм. Толщины слоев на использованном в МР участке могут быть несколько другими из-за существующей в реакторе неоднородности потока водорода с исходными компонентами. Это может приводить к плавному изменению длины волны ГС по ее поверхности, что наблюдалось на всех выращенных ГС. Упругие напряжения, создаваемые КЯ, компенсировались повышением состава серы в барьерах до ~ 10 %. Полная толщина ГС с 10 КЯ составляла ~ 1.2 мкм. ГС имела зеркально гладкую поверхность.

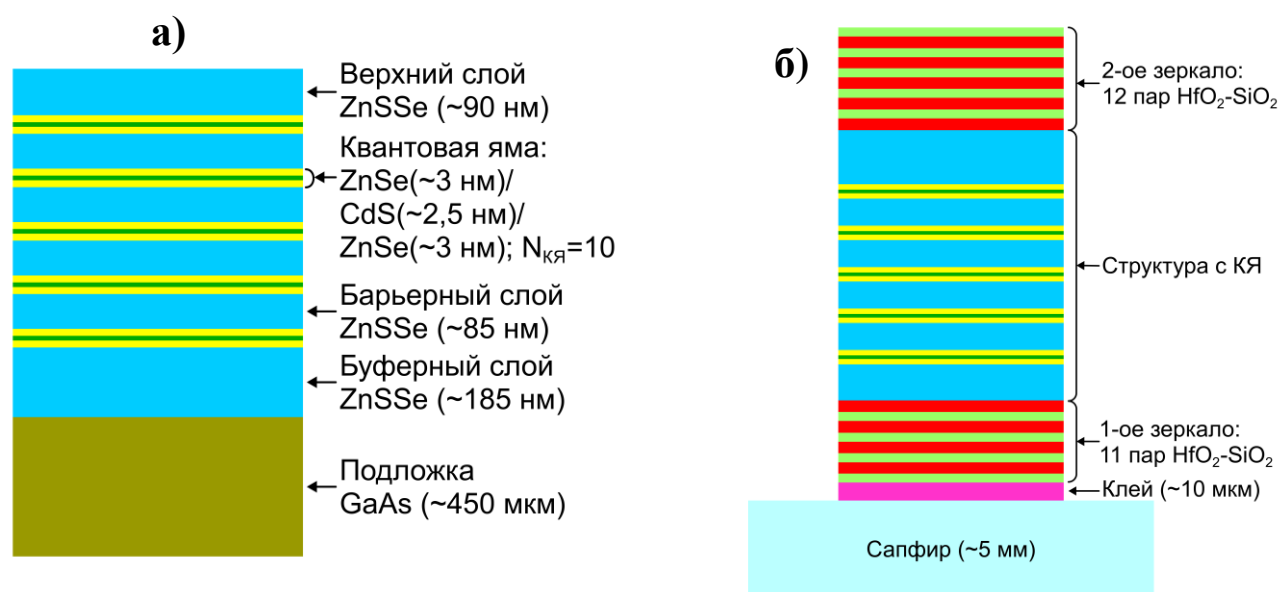


Рисунок 73 - а) Дизайн ГС М-4; б) схематическое изображение МР.

Для изготовления АЭ лазера с МР (рисунок 73,б), на структуру при ее нагреве до ~ 200 $^{\circ}C$, наносилось 1-ое диэлектрическое зеркало из 11 пар слоев HfO_2/SiO_2 с расчетным коэффициентом отражения 99.5 % на длину волны 515 нм. Этим зеркалом структура приклеивалась к сапфировой подложке толщиной ~ 5 мм оптическим эпоксидным клеем ЕРОТЕК-301. Далее ростовая подложка GaAs удалялась, и на свободную поверхность структуры, уже без ее нагрева, наносилось 2-е диэлектрическое зеркало из 12 пар данных же слоев, с также расчетным коэффициентом отражения 99.5 % на длину волны 515 нм. Толщины зеркал составляли соответственно ~ 1.7 мкм и ~ 1.8 мкм. Спектры пропускания зеркал,

измеренные по контрольному стеклу (зеркало-1) и по сапфиру (зеркало-2), представлены на рисунке 74. Минимумы отражения оказались сдвинутыми относительно заданного значения 515 нм. Кроме того, нагрев структуры существенно увеличивает показатель преломления HfO_2 , поэтому коэффициент пропускания в минимуме 1-го зеркала оказался заметно ниже, чем у 2-го зеркала, хотя у последнего зеркала большее число пар слоев. По экспериментальным кривым мы рассчитали коэффициенты пропускания зеркал для плоской волны, падающей из структуры. Для длины волны 515 нм, эти коэффициенты примерно равны 0.6 %. Пропускание на длине волны лазера накачки 337 нм было более 80 %.

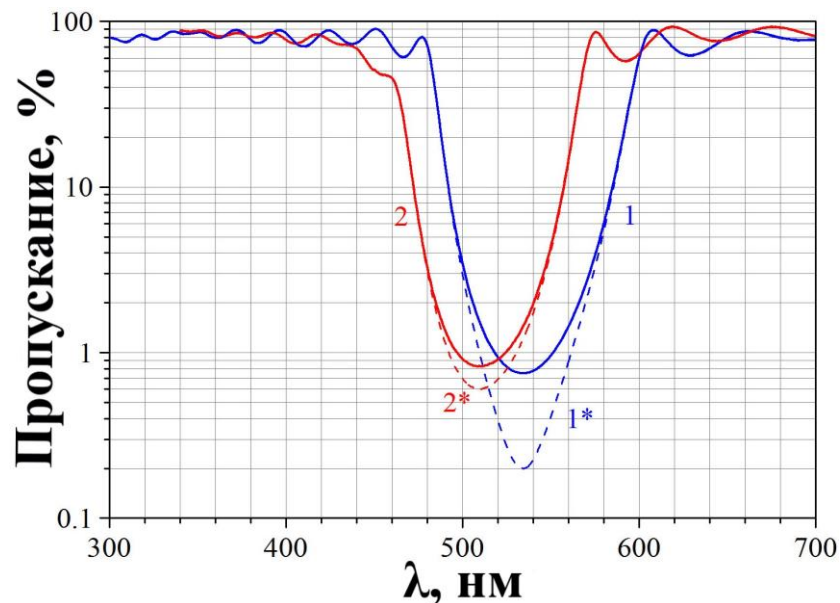


Рисунок 74 - Спектры пропускания 1-го (1) и 2-го (2) зеркал, измеренные по контрольным (соответственно сапфировой и стеклянной) подложкам и соответствующие расчетные спектры пропускания плоской волны (1* и 2*), падающей на зеркала из структуры.

Следует отметить, что толщины зеркал и клеевого слоя значительно превышают толщину ГС. Это может приводить к дополнительным упругим напряжениям в ней. В результате в структуре с площадью в $\sim 1-2 \text{ см}^2$, появляются редкие трещины по кристаллографическим направлениям $[110]$ и $[1-10]$.

Структура с МР возбуждалась продольно через сапфир излучением азотного лазера ЛГИ-21 или более мощного ЛГИ-503 ($\lambda = 337 \text{ нм}$). На рисунке 75 представлена оптическая схема лазера и системы измерения пиковой мощности импульса накачки и импульса лазера. Чтобы отдельно снимать осциллограммы

импульса накачки и генерации использовались два ФЭК. Измерения пиковой мощности накачки сначала проводились в относительных единицах. Затем полученные значения привязывались к измерениям пиковой мощности накачки, прошедшей через линзу, сапфир, 1-е зеркало и клеевой слой за вычетом мощности, прошедшей через АЭ в целом. Последнее значение не превышало 5 % от падающей мощности. Задержка между импульсами накачки и лазера корректировалась с учетом разной длины используемых коаксиальных кабелей и разных расстояний ФЭКов от источника излучения. В качестве фильтра излучения лазера использовалось стекло типа ТФ-5 толщиной 10 мм (6 на рисунке 75), полностью отсекающее излучение накачки. Спектр излучения лазера регистрировался спектрографом МДР-4 с ПЗС линейкой.

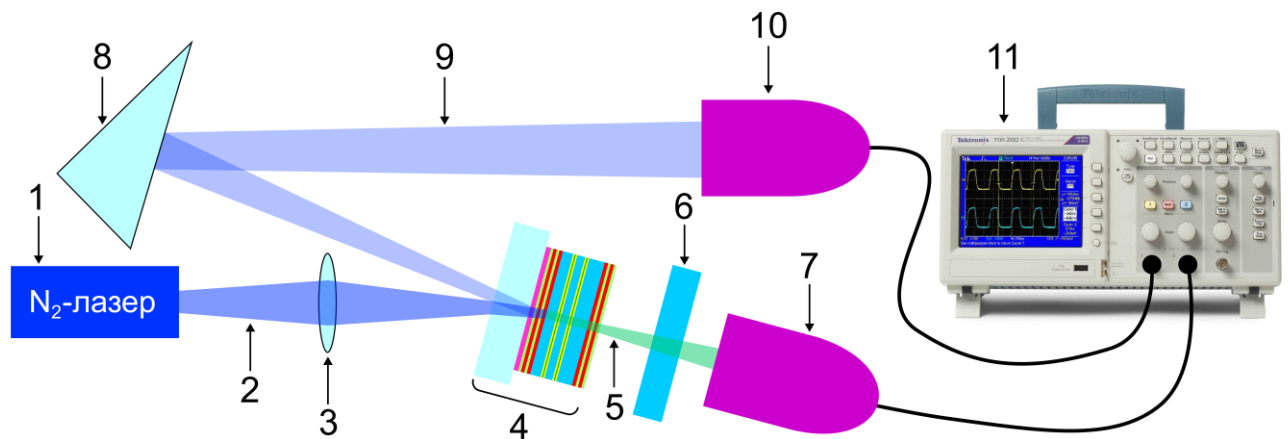


Рисунок 75 - Оптическая схема лазера: 1 – N₂-лазер; 2 – излучение накачки; 3 – линза; 4 – АЭ МР; 5 – выходное излучение лазера с МР; 6 – фильтр для излучения МР; 7, 10 – ФЭК; 8 – призма; 9 - излучение накачки, отраженное от АЭ; 11 – осциллограф.

На рисунке 76 представлены спектры излучения структуры М-4 с МР (1) и без зеркал (2) при различных уровнях накачки. С увеличением интенсивности накачки, спектр спонтанного излучения сдвигается в коротковолновую сторону, что типично для ГС с разрывами зон 2-го типа. МР фактически является фильтром для спонтанного излучения, выпуская его только на собственных модах. Поэтому при низких уровнях накачки, в спектре МР присутствует лишь одна мода с максимумом вблизи 545 нм. По мере увеличения накачки, спонтанное излучение уже может выходить через две моды вблизи 545 и 515 нм. Порог генерации

достигается на моде с максимумом 515 нм. Выше порога, генерация наблюдается в узкой линии с максимумом 514 нм и шириной на полувысоте менее 1 нм. При использовании других структур, получена генерация на длинах волн 519 и 537 нм.

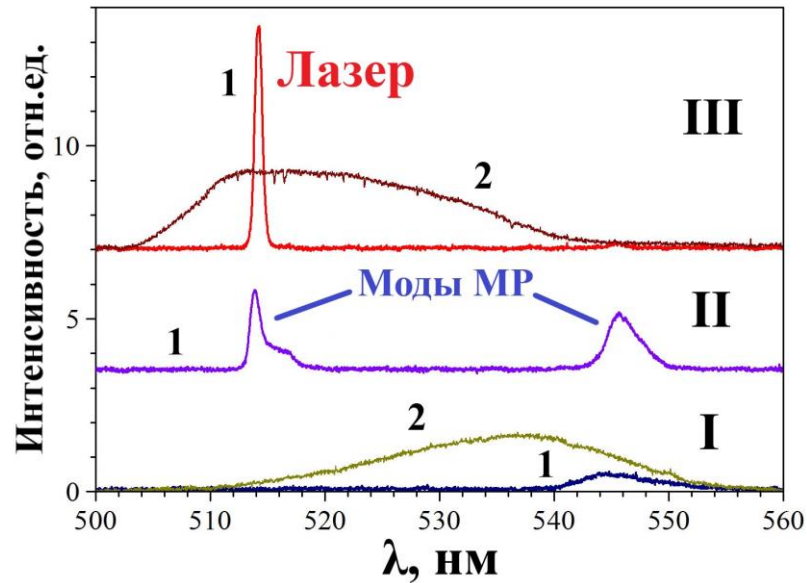


Рисунок 76 - Спектры излучения структуры М-4 с МР (1) и без зеркал (2) при различных уровнях накачки: I – ниже порога, II – на пороге генерации, III – выше порога.

На рисунке 77 представлены осциллограммы импульсов накачки, лазера с МР при пиковой интенсивности накачке $I_p \approx 1 \text{ МВт/см}^2$ и структуры без зеркал при $I_p \approx 2 \text{ кВт/см}^2$. Ширина импульса накачки на полувысоте была равна $\approx 8 \text{ нс}$, а у лазерного импульса - $\approx 4 \text{ нс}$. Максимум импульса генерации соответствовал примерно максимуму импульса накачки. Импульс спонтанного излучения был сдвинут относительно импульса накачки и имел близкий к экспоненциальному спад с характерным временем 9.5 нс. Для ГС 1-го типа обычно наблюдается более быстрый спад.

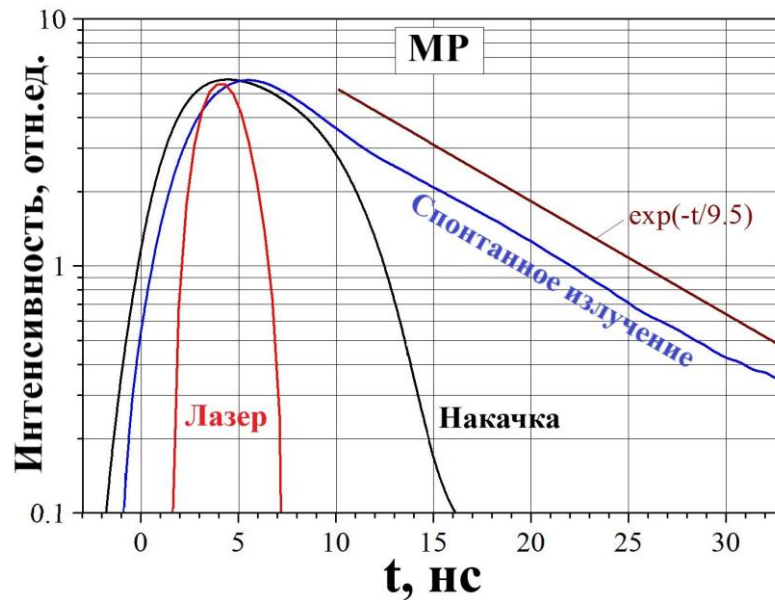


Рисунок 77 - Осциллограммы импульсов накачки, лазера с МР при пиковой интенсивности накачке $I_p \approx 1$ МВт/см² и структуры без зеркал при $I_p \approx 2$ кВт/см² в полулогарифмическом масштабе. На рисунке также показана зависимость экспоненциального спада люминесценции с характерным временем 9.5 нс.

Зависимость пиковой мощности импульса излучения лазера, выходящего со свободной поверхности МР, от падающей мощности накачки представлена на рисунке 78. Диаметр области возбуждения составлял ~ 1 мм. При диаметре меньше 0.5 мм и максимальной мощности накачки, наблюдалась катастрофическая деградация структуры. Максимальная пиковая мощность лазера составила 3.9 Вт. При этом мощность, выходящая через сапфировую подложку, была равна 3.3 Вт. Суммарная пиковая мощность лазера составила 7.2 Вт при пиковой мощности импульса накачки 2195 Вт. Порог генерации по спрямлению полученных данных в зависимости мощности лазера от мощности накачки был равен 154 Вт. Из этих данных получаем оценку дифференциальной эффективности преобразования мощности накачки в мощность лазера 0.35 %. При уменьшении пятна возбуждения до ~ 300 мкм по диаметру и меньших уровнях мощности накачки, эффективность возростала до 0.6 %. Предполагалось, что основной причиной довольно низкой эффективности лазера является усиленное спонтанное излучение, распространяющееся вдоль структуры.

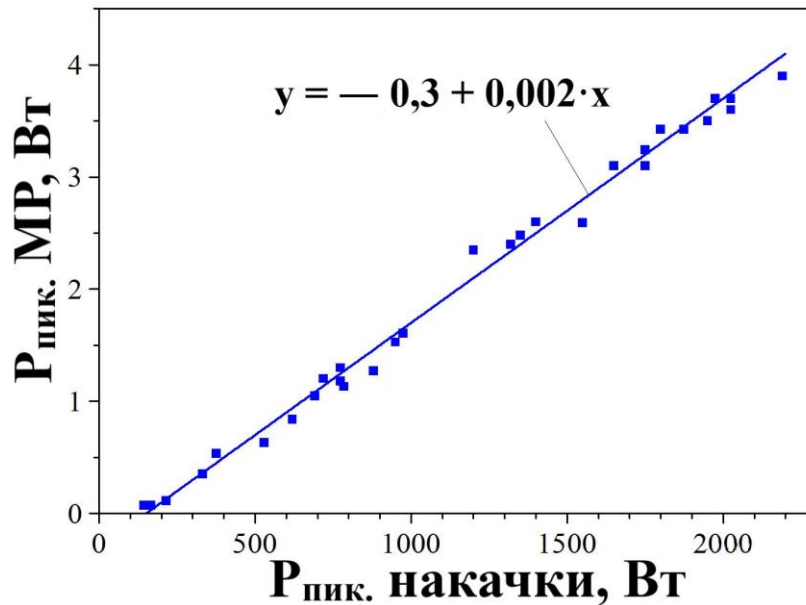


Рисунок 78 - Зависимость пиковой мощности импульса излучения лазера от падающей мощности накачки.

На рисунке 79,а представлена фотография ближней зоны лазера при небольшом превышении порога генерации. Видно, что генерация возникает в отдельных точках с поперечным размером менее 10 мкм. Эти точки пространственно некогерентны между собой и представляют независимые лазеры. Порог генерации, замеренный по возникновению ярких точек в ближней зоне, равен ~ 100 кВт/см².

Дальняя зона излучения таких лазеров в основном представляет собой осесимметричное распределение интенсивности с характерным угловым расхождением в $\sim 10^0$. Фотография этого распределения, зафиксированная электронной камерой без объектива на расстоянии 10 см от структуры, представлена на рисунке 79,в. Однако, кроме лазерного излучения, наблюдается интенсивное усиленное спонтанное излучение, выходящее под большим углом к нормали МР. Данному излучению соответствует ореол вокруг центрального пятна. Оно было зафиксировано на листе бумаги, расположенной в 2 мм от поверхности МР. Соответствующая фотография представлена на рисунке 79,б. Размер центрального пятна соответствует расходимости лазерного излучения, а ореол вокруг него обусловлен усиленным спонтанным излучением. Мощность последнего сравнима с мощностью лазерного излучения.

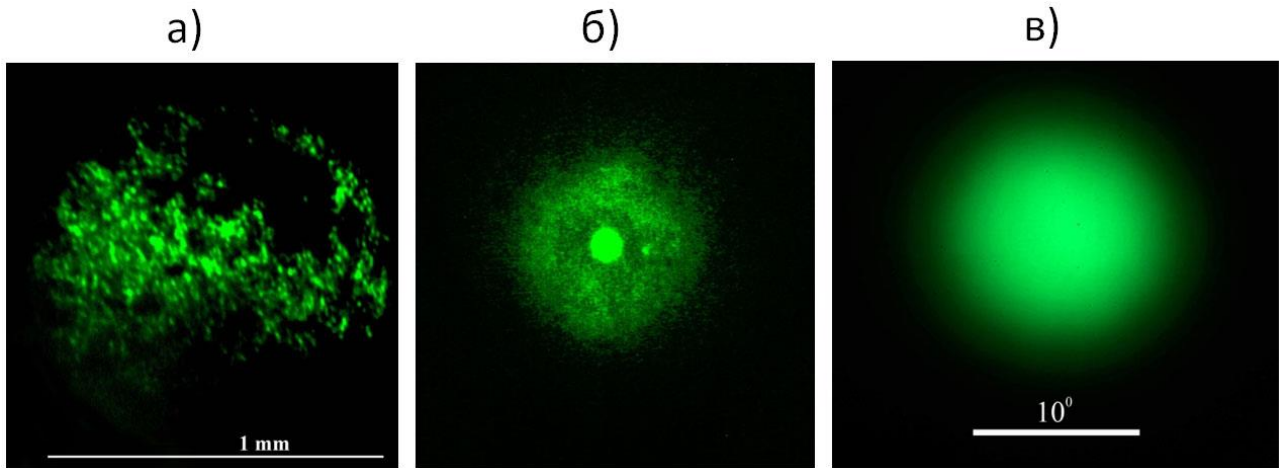


Рисунок 79 - а) Фотография ближней зоны излучения лазера; б) изображение излучения МР на листе бумаги, расположенной на расстоянии 2 мм от поверхности МР; в) фотография распределения интенсивности излучения лазера в дальней зоне.

Полупроводниковый лазер с поперечной накачкой

Дополнительным свидетельством влияния усиленного спонтанного излучения на КПД лазера является повышение эффективности преобразования мощности накачки в лазерное излучение при поперечной накачке структуры. В качестве резонатора лазера при поперечной накачке использовались сколы, образованные при упомянутом выше растрескивании структуры. При этом верхнее зеркало МР стравливалось в плавиковой кислоте. Фотография ближней зоны излучения структуры М-6 с трещинами, при ее возбуждении излучением накачки представлена на рисунке 80,а. Диаметр области возбуждения составлял ~ 1.5 мм. Видно, что из сколов, в месте возбуждения выходит интенсивное излучение.

На рисунке 80,б представлена фотография излучающего АЭ из структуры М-6, при ее возбуждении излучением азотного лазера. АЭ размещен на сапфировом диске диаметром 20 мм, поверхности которого перпендикулярны полю фотографии. Структура закреплена на поверхности диска справа, а накачка структуры осуществляется слева через сапфир. За сапфировым диском расположен лист белой бумаги, параллельный нормали к сапфировому диску. На этом листе видна направленность излучения лазера при поперечной накачке. Мы измерили мощность, выходящую в одну сторону. Максимальная мощность превышала 35 Вт. Предполагая, что мощность во вторую сторону равна примерно такому же

значению, получаем эффективность преобразования мощности накачки в мощность лазера на уровне 3.5 %, что на порядок выше, чем в лазере с продольной накачкой.

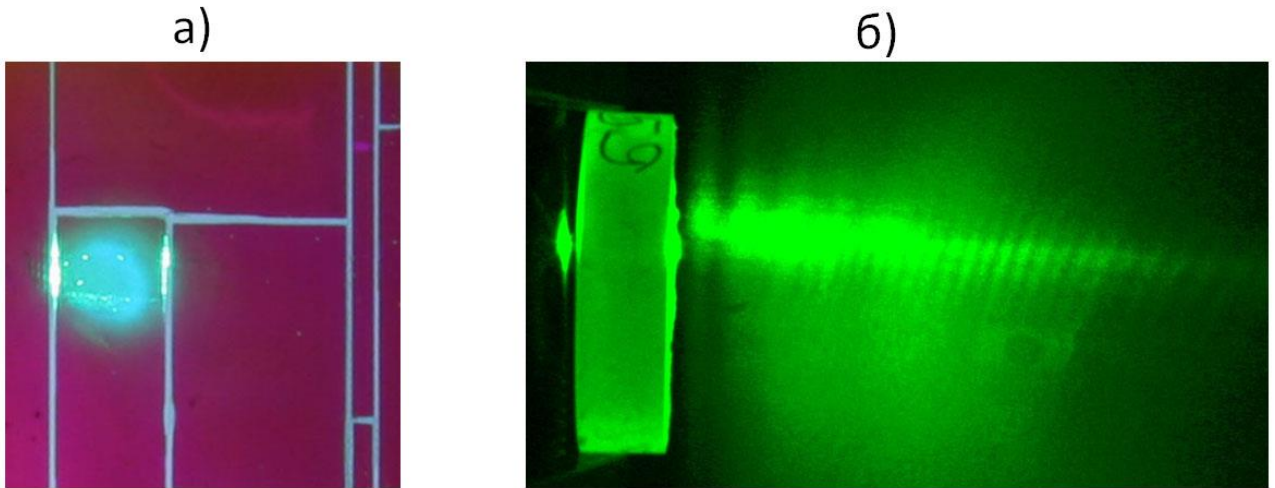


Рисунок 80 - а) Ближняя зона лазера с поперечной оптической накачкой; б) фотография излучающего АЭ, содержащего закрепленную на правой поверхности сапфирового диска структуру: накачка падает слева через сапфир; излучение лазера с поперечной накачкой отображено на листе бумаги, расположенном за сапфировым диском параллельно нормали к диску.

На рисунке 81 представлены спектры генерации лазеров при поперечной оптической накачке двух различных структур. Структура М-6 содержала 10 ОКЯ, тогда как М-5 – 8 ДКЯ.

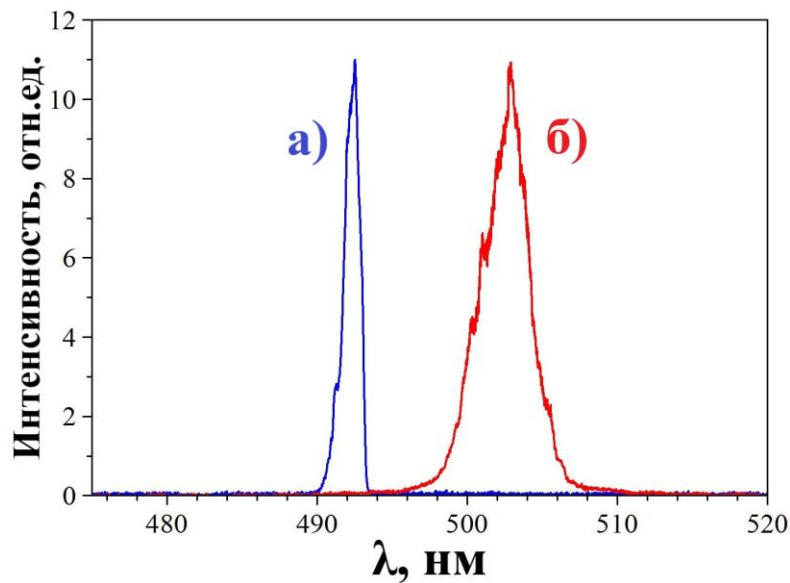


Рисунок 81 - Спектры генерации лазера с поперечной накачкой на ГС М-5 (а) и М-6 (б).

5.2.3 Полупроводниковый лазер с микрорезонатором на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением ЛД (~440 нм)

В данном подразделе представлены результаты исследования лазера с МР при продольной накачке излучением коммерческого ЛД на основе ГС InGaN/GaN с длиной волны 438 нм (2.83 эВ). Ранее, аналогичный ЛД уже использовался для накачки лазера на основе ГС из соединений A^2B^6 , в частности ГС CdSe/ZnSe/ZnSSe [80, 143]. Однако, в цитируемых работах использовалась поперечная накачка волноводных структур, чьи дизайны существенно отличаются от дизайна структуры, предназначенной для продольной накачки.

На рисунке 82,а представлен дизайн ГС М-2, использованной в лазере с МР при продольной накачке излучением ЛД. Она содержала 10 ДКЯ (ZnSe (3 нм)/CdS (2 нм)/ZnSe (2 нм)/CdS (2 нм)/ZnSe (3 нм)). АЭ лазера с МР представлен на рисунке 82,б. 1-е зеркало МР содержало 11 пар слоев HfO_2/SiO_2 с расчетным коэффициентом отражения 99 % на длину волны 507 нм и пропусканием 73 % на длине волны 438 нм. 2-е зеркало же состояло из 12 пар слоев Ta_2O_5/SiO_2 , с также расчетным коэффициентом отражения 99.6 % на длину волны 507 нм.

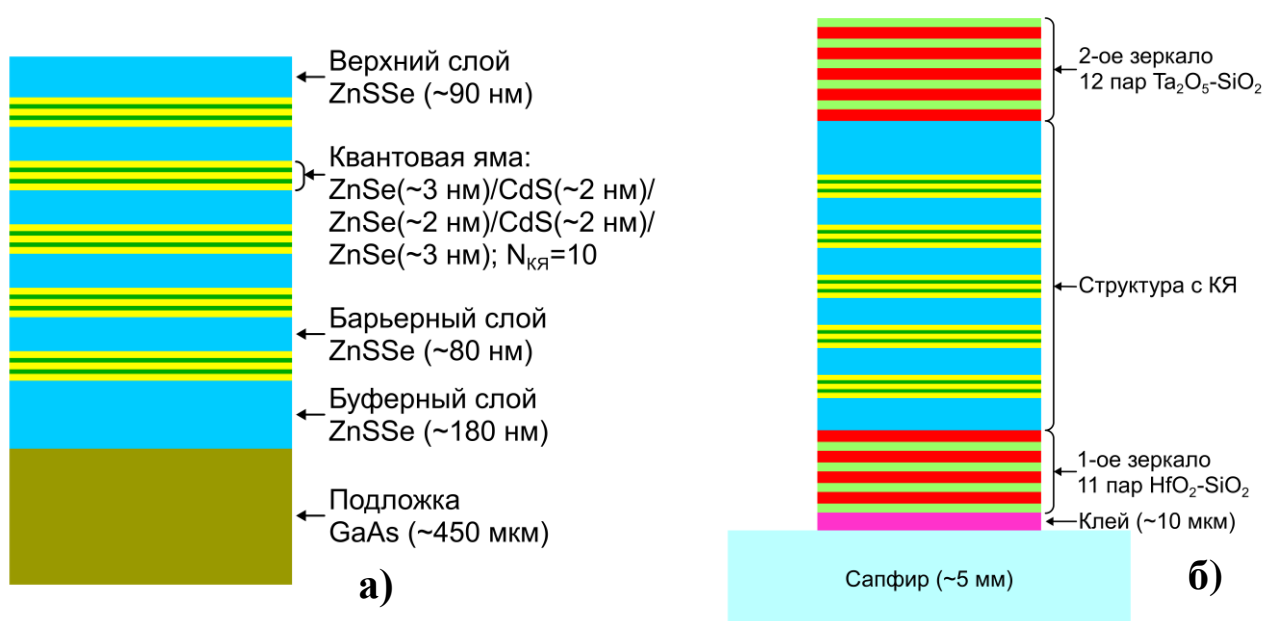


Рисунок 82 - а) Дизайн ГС М-2; б) схематическое изображение МР.

Структура с МР возбуждалась продольно через сапфир излучением

импульсного ЛД с длиной волны $\lambda=438$ нм. При этом изображение полоски ЛД фокусировалось мини линзой на поверхность ГС. Область возбуждения представляла собой полоску длиной 150 мкм и шириной менее 10 мкм. Используемая конструкция АЭ не позволяла исследовать лазер в непрерывном режиме накачки из-за низкой теплопроводности клеевого слоя, диэлектрического зеркала и сапфировой подложки. В связи с этим, ЛД был запущен в импульсно-периодическом режиме с частотой 10-20 Гц и длительностью импульса на полувысоте ~ 200 нс. Непрерывный режим может быть достигнут путем зажатия ГС (без ростовой подложки) между двумя алмазными пластинами, как это уже реализовано в ПДЛ мембранного типа на основе ГС GaInAs/GaAs [144]. В качестве импульсного драйвера ЛД использовался драйвер для диода Шоттки (IXDD630CI). Схема лазера и измерения осциллограмм импульсов накачки и генерации представлена на рисунке 83.

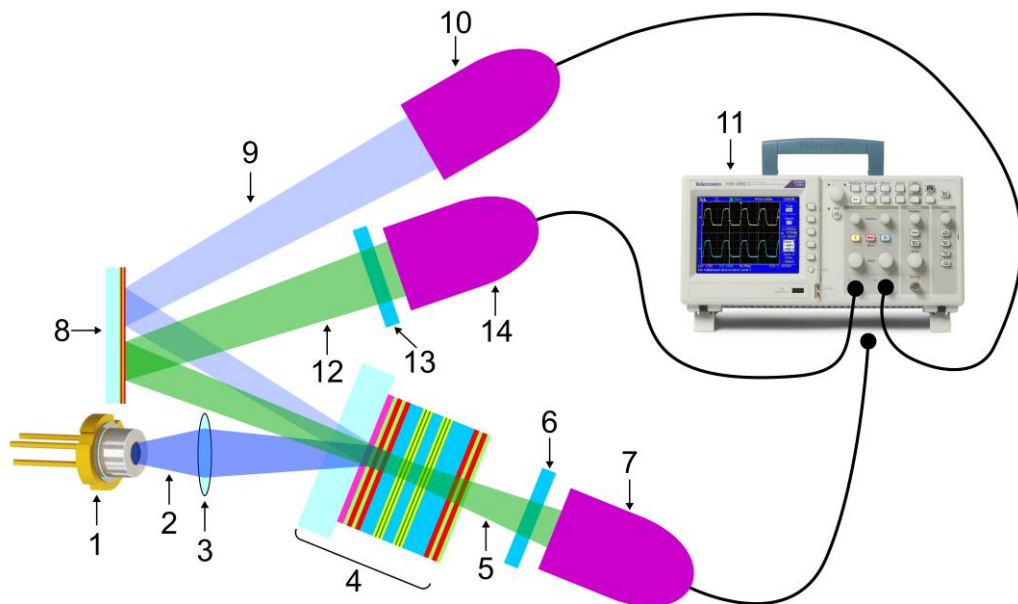


Рисунок 83 - Схема лазера и измерения импульсов накачки и генерации: 1 – ЛД; 2 – излучение накачки; 3 – линза; 4 – АЭ МР; 5, 12 – выходное излучение лазера с МР; 6, 13 – фильтры для излучения МР; 7, 10, 14 – ФЭК; 8 – поворотное зеркало; 9 - излучение накачки, отраженное от АЭ; 11 – осциллограф.

Структура возбуждалась со стороны сапфировой подложки, чтобы отдалить буферный слой из области максимального поглощения излучения ЛД. Контроль импульса накачки осуществлялся путем регистрации частично отраженного от

сапфира и структуры излучения ЛД с помощью калиброванного фотокатода (ФЭК-29). Запуск развертки осциллографа производился этим импульсом. Лазерное излучение структуры выходило как через 2-е зеркало, так и через сапфировую подложку. Излучение с обеих сторон регистрировалось также калиброванными фотокатодами (ФЭК-22). Чтобы отсечь долю рассеянного излучения накачки, перед этими фотокатодами ставился фильтр ЖС-17 (13 на рисунке 83), который пропускал 70 % на $\lambda = 508$ нм и менее 0.1 % на $\lambda = 438$ нм.

Ближняя зона лазера фотографировалась со стороны 2-го зеркала с помощью микрообъектива и цифровой фотокамеры. С этой же стороны регистрировалась распределение изображения в дальней зоне путем фотографирования изображения пятна на листе белой бумаги. Спектр излучения регистрировался с помощью спектрометра S-100 (Solar Laser Systems) с волоконным входом.

На рисунке 84 представлены спектры излучения структуры с МР и ЛД.

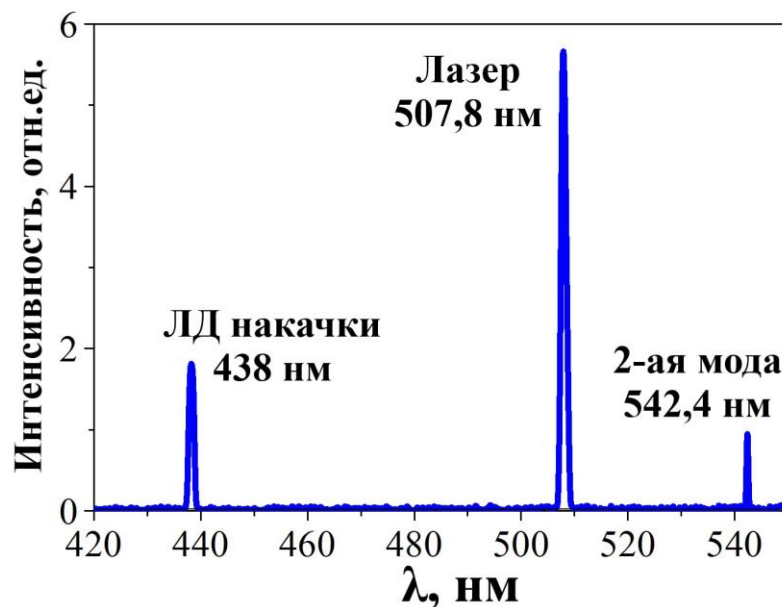


Рисунок 84 - Спектры излучения структуры с МР и ЛД накачки.

Длина волны излучения ЛД была ≈ 438 нм. Основное излучение структуры приходилось на длину волны ≈ 507.8 нм с шириной на полувысоте ≈ 1.2 нм. В спектре видна также 2-я мода на длине волны ≈ 542.4 нм. Спектр слегка изменяется при смещении области возбуждения по поверхности структуры из-за неоднородности толщины структуры, и часто 2-й моды не видно. Ближняя и

дальняя зоны излучения структуры представлены соответственно на рисунках 85,а и 85,б. Ближняя зона соответствует изображению излучающего полоска ЛД и имеет длину равную примерно 150 мкм. Ширину полоска измерить трудно. Она не превышает 15 мкм. Ближняя зона лазера при небольшом превышении над порогом состоит из строки генерирующих точек (рисунок 85,а), которые взаимно не когерентны. Поэтому направленность определяется размером этих точек. Полный угол расходимости лазера составил примерно 10 градусов.

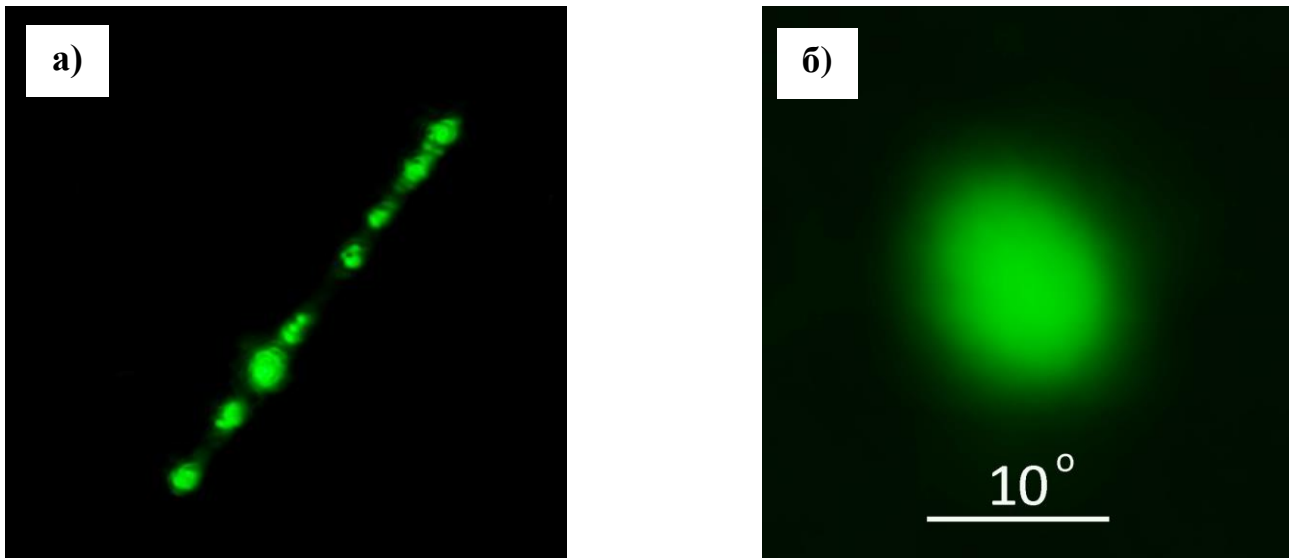


Рисунок 85 - Ближняя (а) и дальняя (б) зоны излучения лазера.

На рисунке 86 представлены осциллограммы импульсов накачки и генерации.

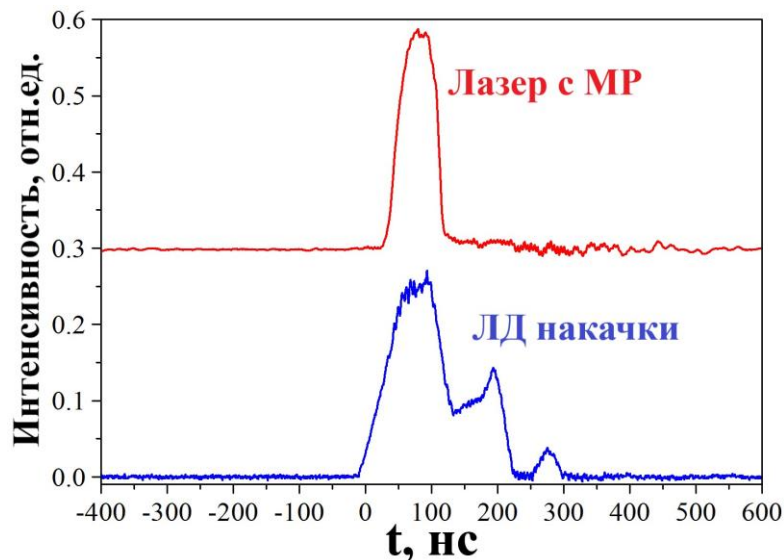


Рисунок 86 - Осциллограммы импульсов накачки и генерации лазера.

Пиковое значение импульса генерации приходилось на максимум импульса накачки. Ширина на полувысоте соответствовала ~ 65 нс. Измерения показали, что амплитуда импульса генерируемого излучения, выходящего через сапфировую подложку в 3 раза больше амплитуды импульса излучения, выходящего через 2-е зеркало.

На рисунке 87 представлена зависимость пиковой мощности лазера от пиковой мощности накачки, поглощенной структурой.

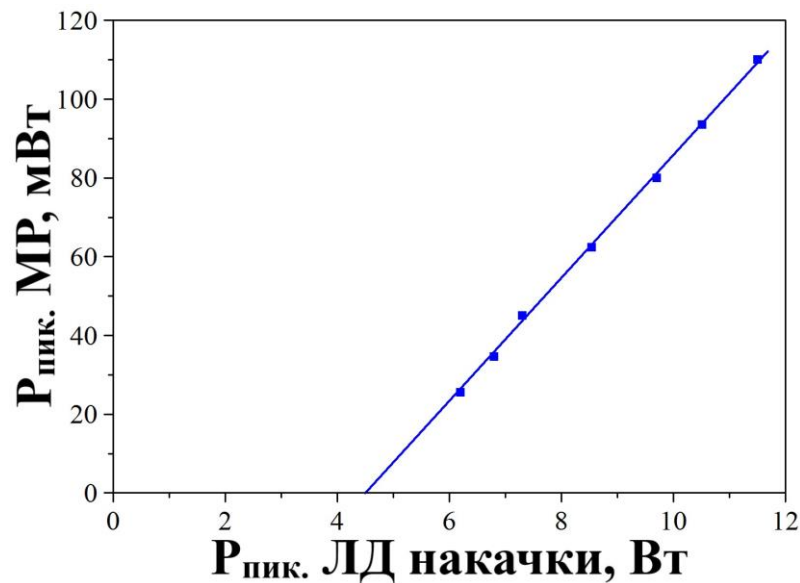


Рисунок 87 - Зависимость пиковой мощности импульса генерации от вложенной пиковой мощности накачки.

Максимальная пиковая выходная мощность лазера, с учетом излучения в обе стороны, составила ≈ 110 мВт. Пороговая мощность вложенной накачки оценивается значением 4.5 Вт. Достигнуто не высокое превышение над порогом. Дифференциальная эффективность была равна 1.6 %.

Относительно низкая мощность и эффективность лазера в данном случае связаны с рядом причин. Прежде всего это может быть связано с несогласованием моды микрорезонатора с максимумом линии усиления. Из-за малой толщины структуры, спектральное расстояние между модами может превышать ширину линии усиления. Период структуры (расстояние между КЯ) может не соответствовать периоду расположения пучностей моды резонатора, что приводит к уменьшению модового усиления. Кроме того, в структуре могут иметь

внутренние потери из-за недостаточной оптимизации. Коэффициенты отражения зеркал также недостаточно оптимизировались. Еще одной причиной низких выходных характеристик данного лазера может быть проблема захвата неравновесных электронов при высоких уровнях накачки, в связи с возникновением барьеров на гетерограницах слоя CdS из-за искривления зон, а также неравновесных дырок из-за относительно малой глубины КЯ, образующихся в слоях ZnSe.

Микрорезонатор с улучшенными характеристиками

Для улучшения выходных характеристик лазера с МР и продольной оптической накачкой излучением ЛД, были проведены дополнительные исследования на основе других ГС. В частности, на основе другой ГС М-10 с 8 ОКЯ был реализован аналогичный лазер, который позволил повысить пиковую выходную мощность до 0.32 Вт, а наклон характеристики до 10 %. Структура с МР также возбуждалась продольной оптической накачкой излучением ЛД на основе структуры InGaN/GaN (~440 нм). Полученные в этом лазере характеристики существенно превышают характеристик лазеров, полученных нами на других аналогичных структурах в работах [122, 145, 146]. Это достигалось благодаря наилучшей оптимизации параметров ГС с параметрами резонатора.

Толщины слоев КЯ ZnSe и CdS, рассмотренной здесь ГС (М-10), составляли соответственно 3 нм и 2 нм (рисунок 88,а). Полная толщина ГС с 8 КЯ составляла примерно 1 мкм, и она имела зеркально гладкую поверхность.

Схематическое изображение МР на основе данной структуры представлено на рисунке 88,б. Спектры пропускания зеркал микрорезонатора измерялись по контрольному стеклу. По полученным спектрам, был рассчитан коэффициент пропускания зеркал для плоской волны, падающей из структуры. Для длины волны 525 нм, коэффициенты отражения 1-го и 2-го зеркал были соответственно равны 99.7 % и 99.85 %. Пропускание зеркал на длине волны лазера накачки (440 нм) было равно 73 %.

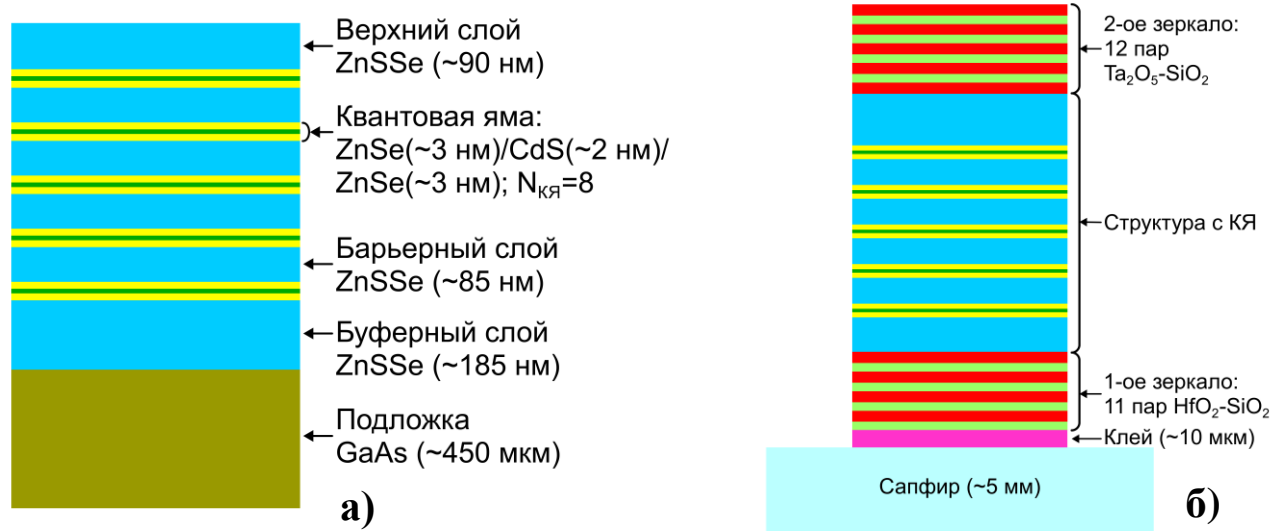


Рисунок 88 - а) Дизайн ГС М-10; б) схематическое изображение МР.

Оптическая схема лазера и фотографии эксперимента с работающим МР представлены на рисунках 89 и 90 соответственно. Структура с МР также возбуждалась продольно через 2-е зеркало излучением ЛД на основе ГС InGaN/GaN с длиной волны ~ 440 нм. ЛД имел встроенную сферическую линзу, с помощью которой можно было получить изображение излучающего полоска на расстоянии примерно 250 мм. Для фокусировки излучения в пятно с размерами примерно $\sim 70 \times 70$ мкм², перед плоскостью изображения полоска ставилась цилиндрическая линза с фокусным расстоянием 12 мм. ЛД был запущен в импульсно-периодическом режиме с длительностью примерно ~ 200 нс и частотой 25 Гц. Излучение регистрировалось калиброванным фотоэлементом коаксиальным ФЭК-22. При измерении мощности лазера, перед фотоэлементом ставился фильтр ЖС-17 (7 на рисунке 89), пропускающий 84 % излучения на длине волны 525 нм и лишь 0.1 % на длине волны излучения накачки 440 нм. Для измерения расходимости излучения, вместо фотоэлемента ставилась цифровая камера (Canon) без объектива. Ближняя зона лазера фотографировалась этой же цифровой камерой через микрообъектив. Спектр лазера регистрировался с помощью спектрографа S-100 (Solar Laser Systems) с волоконным входом.

Излучение ЛД частично проходило через АЭ, не поглощаясь в нем. Эти потери оцениваются величиной 10 %. Примерно 15 % падающего излучения

накачки отражалось от структуры. Было обнаружено, что излучение лазера выходит через оба зеркала. Чтобы оценить, какая часть излучения лазера выходит через 2-е зеркало, АЭ был повернут на 180 градусов, так чтобы возбуждение осуществлялось через сапфировую подложку. Измерения показали, что через 2-е зеркало выходило примерно 30 %. Остальные 70 % выходило через 1-е зеркало.

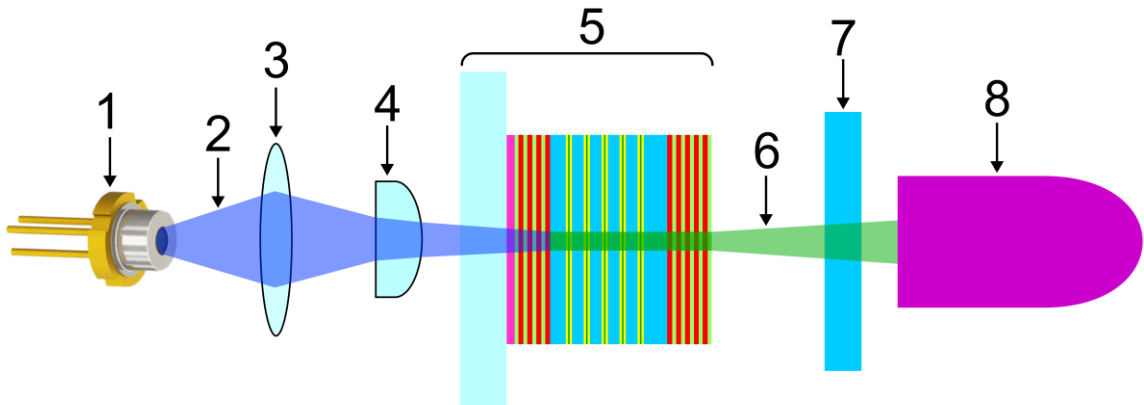


Рисунок 89 - Оптическая схема лазера: 1 – ЛД; 2 – излучение накачки; 3, 4 – линзы; 5 – АЭ МР; 6 – выходное излучение лазера с МР; 7 – фильтр для излучения МР; 8 – ФЭК.

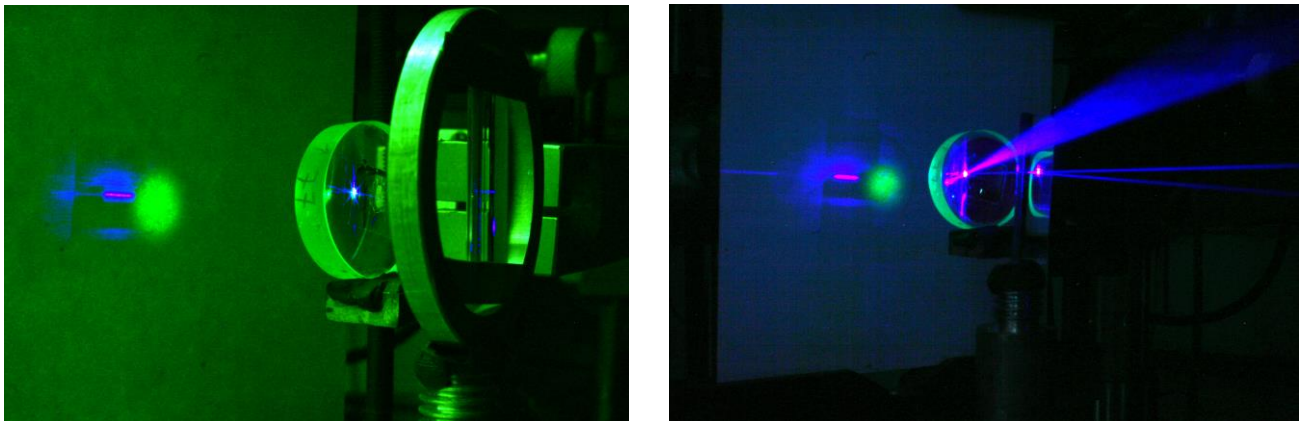


Рисунок 90 - Фотографии эксперимента с работающим МР.

На рисунке 91 представлены спектры излучения лазера при мощности накачки 5 Вт. Длина волны в максимуме равна примерно 525 нм. Ширина линии на полувысоте ≈ 0.9 нм и сравнима с разрешением спектрографа. Для сравнения, на вставке (рисунок 91) представлен также спектр излучения МР ниже порогового значения. Видно сужение линии излучения выше порога. С увеличением уровня накачки, спектр спонтанного излучения исходной структуры смещается в сторону коротких длин волн. МР является фильтром для спонтанного излучения и

пропускает его только на собственных модах. В отличие от спектра МР, рассмотренного выше в данном подразделе (см. рисунок 84), МР, рассматриваемый здесь, имеет спектральное расстояние между модами, большее ширины линии спонтанного излучения из-за меньшей толщины структуры. Следовательно, в спектре излучения данного МР появляется лишь одна мода.

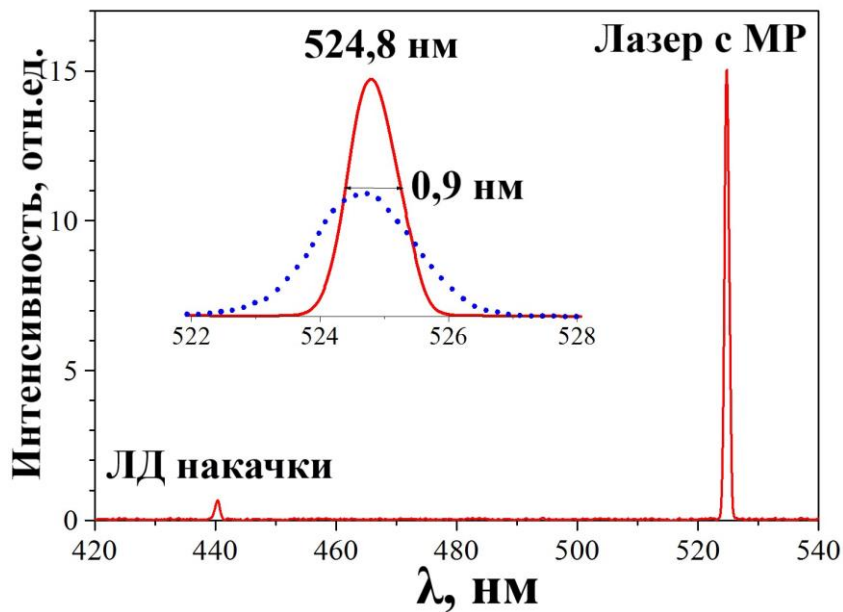


Рисунок 91 - Спектр МР и ЛД накачки. На вставке - спектр МР более подробно.

На рисунке 92 представлены осциллограммы импульсов накачки и лазера с МР при пиковой мощности накачки 5 Вт. Максимум импульса генерации соответствовал примерно максимуму импульса накачки. Ширина импульса на полувысоте была равна ~ 120 нс.

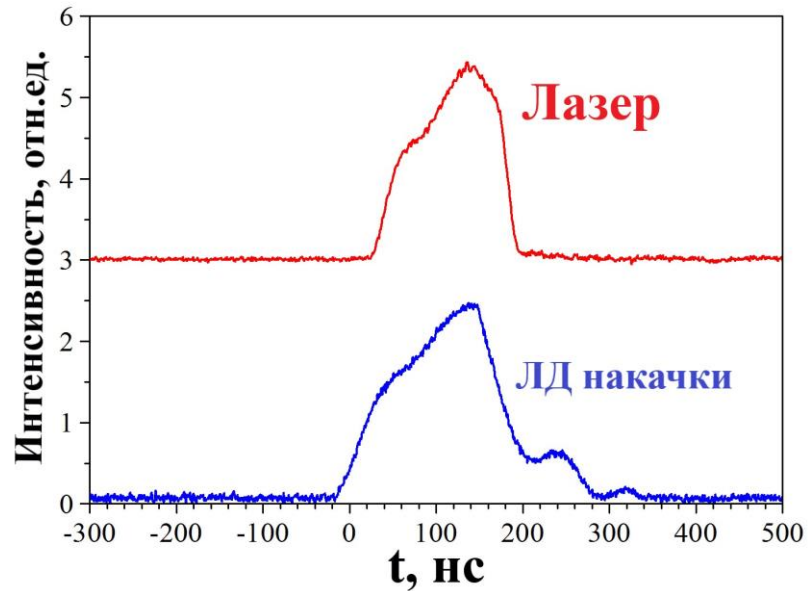


Рисунок 92 - Осциллограммы импульсов накачки и лазера.

На рисунке 93 представлены ближняя и дальняя зоны лазера. В ближней зоне возникают взаимно некогерентные каналы излучения. Поэтому расходимость лазера определяется в основном размером этих каналов. Полный угол расходимости равен примерно 10 градусам.

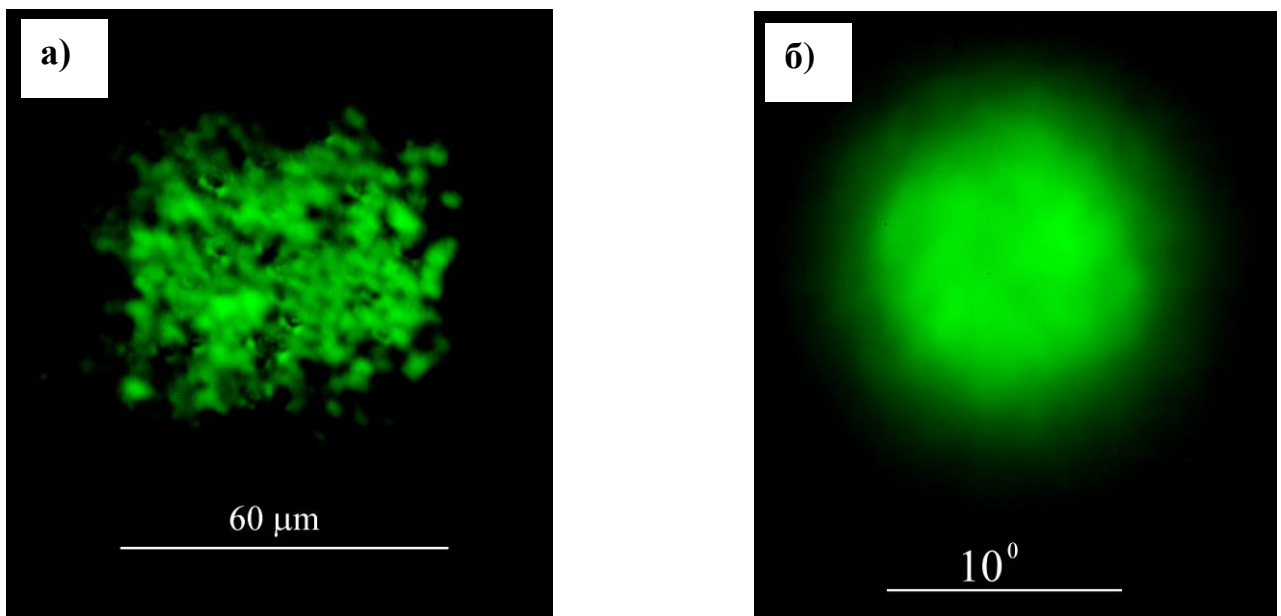


Рисунок 93 - Картины ближнего (а) и дальнего (б) поля лазера.

Зависимость суммарной пиковой мощности импульса излучения лазера, выходящего через оба зеркала, от поглощенной в АЭ мощности накачки представлена на рисунке 94. Максимальная пиковая мощность лазера составила

0.32 Вт. Порог генерации по спрямлению полученных данных в зависимости мощности лазера от мощности накачки, был равен 1.6 Вт. Дифференциальная эффективность преобразования мощности накачки в мощность лазера составила примерно 10 %. Пороговая интенсивность накачки оценивается величиной 33 кВт/см². Порог генерации по возникновению ярких точек в ближней зоне был равен 1.25 Вт или 25 кВт/см².

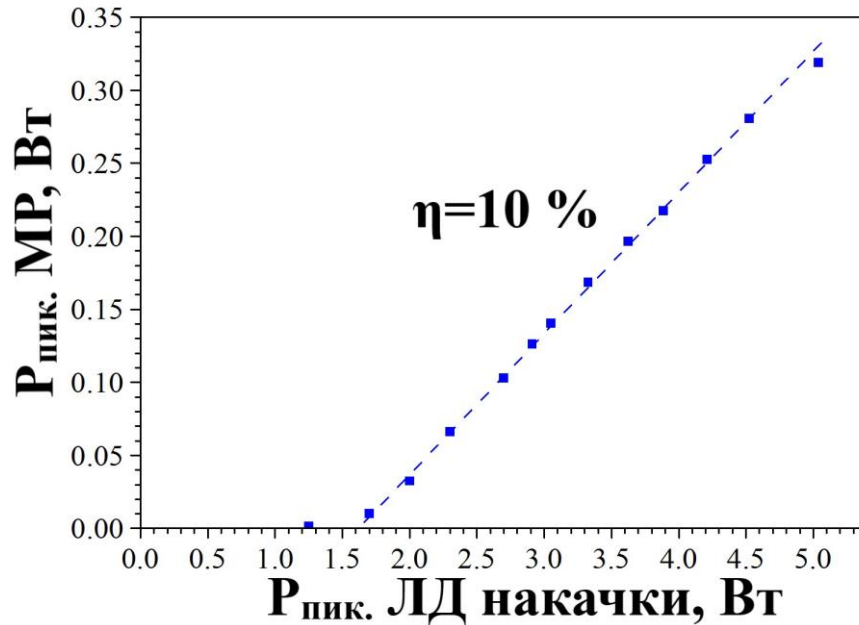


Рисунок 94 - Зависимость пиковой мощности импульса излучения лазера от поглощенной мощности накачки.

Представленные здесь характеристики существенно улучшены по сравнению с характеристиками, полученными нами на другой аналогичной структуре (см. выше). Мощность и дифференциальная эффективность лазера увеличены соответственно в 3 и 6 раз, а порог генерации снижен в 2.5 раза. В основном это достигнуто из-за более высокого качества структуры, лучшего согласования продольной моды резонатора с максимумом усиления и с расположением КЯ относительно пучностей моды.

Теперь оценим коэффициент оптического усиления, который достигается в данном лазере. Для этого воспользуемся выражением для порогового условия, которое приведено в §3.2.1.1 (см. формулу (41)). Предположим, что все КЯ находятся в пучностях моды резонатора, и N_{ef} равно общему числу КЯ. Для оценки

внутренних потерь при обходе резонатора ($Loss$) воспользуемся следующей известной формулой:

$$\eta = \eta_i \cdot \eta_{\text{КВ}} \cdot \frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right)}{\ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right) + Loss} \quad (61)$$

где η – эффективность наклона лазера, η_i – внутренний квантовый выход, $\eta_{\text{КВ}}$ – квантовый КПД ($\eta_{\text{КВ}} = E_{\text{ген}}/E_{\text{нак}} = \lambda_{\text{нак}}/\lambda_{\text{ген}}$). Предполагая, что $L_{\text{ef}} \approx 2.23$ нм, $N_{\text{ef}} = 8$, $R_1 = 0.997$ и $R_2 = 0.9985$, $\eta = 0.1$, $\eta_i = 1$, $\eta_{\text{КВ}} = 0.84$, из (61) получаем $Loss \approx 0.033$, а из (41) – $g \sim 10^4$ см⁻¹. Однако, поскольку в реальной структуре не все неравновесные носители диффундируют в КЯ и участвуют в генерации, а часть из них рекомбинируют в барьерных слоях или на дефектах структуры, то величина η_i может быть ниже единицы. В §3.2.1.1 настоящей работы, для расчетного коэффициента усиления на длине волны ~ 525 нм, мы получили значение ~ 5000 см⁻¹. Это примерно в 2 раза меньше, чем вышеприведенная оценка, полученная в предположении, что $\eta_i = 1$. Отсюда можно сделать вывод, что в нашей структуре $\eta_i \approx 0.5$.

5.2.4 ПДЛ на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением N₂-лазера (337 нм)

В рамках настоящей диссертационной работы впервые реализован ПДЛ с оптической накачкой на основе ГС из соединений А²В⁶. Дизайн использованной ГС (М-2) в данном ПДЛ схематически представлен на рисунке 82,а в §5.2.3. ГС состояла из 10 ДКЯ (ZnSe (3 нм)/CdS (2 нм)/ZnSe (2 нм)/CdS (2 нм)/ZnSe (3 нм)). Значения толщин соответствуют значениям в месте оптического контроля, однако их толщины на использованном в лазере участке структуры могли изменяться, что связано с существующей в реакторе неоднородностью потока водорода с исходными компонентами. Дизайн КЯ представлял собой W-образную конфигурацию, аналогичную дизайну ГС 2-го типа из соединений А³В⁵, использованной ранее в ПДЛ [88]. Спектр излучения структуры исследовался при

накачке электронным пучком с энергией электронов 10 и 30 кэВ, током 4 мкА и диаметром пятна возбуждения ~1 мм.

Изготовление АЭ ПДЛ (рисунок 95) осуществлялось с помощью нанесения 1-го диэлектрического зеркала из 11 пар слоев $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ при нагреве до 200 °С с последующей приклейкой структуры к сапфировой подложке и удалением самой ростовой подложки GaAs. Спектр пропускания данного зеркала, рассчитанный на основании измеренного спектра пропускания зеркала на контрольной кварцевой подложке, представлен на рисунке 96. Следует отметить, что толщина зеркального покрытия и клеевого слоя значительно превышают толщину структуры. Это может приводить к дополнительным упругим напряжениям в структуре. После удаления ростовой подложки GaAs, на свободную поверхность структуры наносилось однослойное просветляющее покрытие из Al_2O_3 , снижающее коэффициент отражения от поверхности структуры до менее 0.5 %. Внешнее диэлектрическое зеркало представляло собой плоско-вогнутую стеклянную подложку, с нанесенным диэлектрическим покрытием из пар слоев $\text{ZnS}/\text{Na}_3\text{AlF}_6$ на вогнутую поверхность с радиусом кривизны 15 мм. Спектр пропускания этого зеркала также представлен на рисунке 96. Из рисунка 96 видно, что в диапазоне длин волн 496-497 нм, где наблюдается генерация (см. ниже, рисунок 99,б), 1-ое зеркало пропускает примерно 1.2 %, а внешнее зеркало – 0.45 %. Суммарные потери на выход излучения составляют 1.65 % за один обход резонатора.

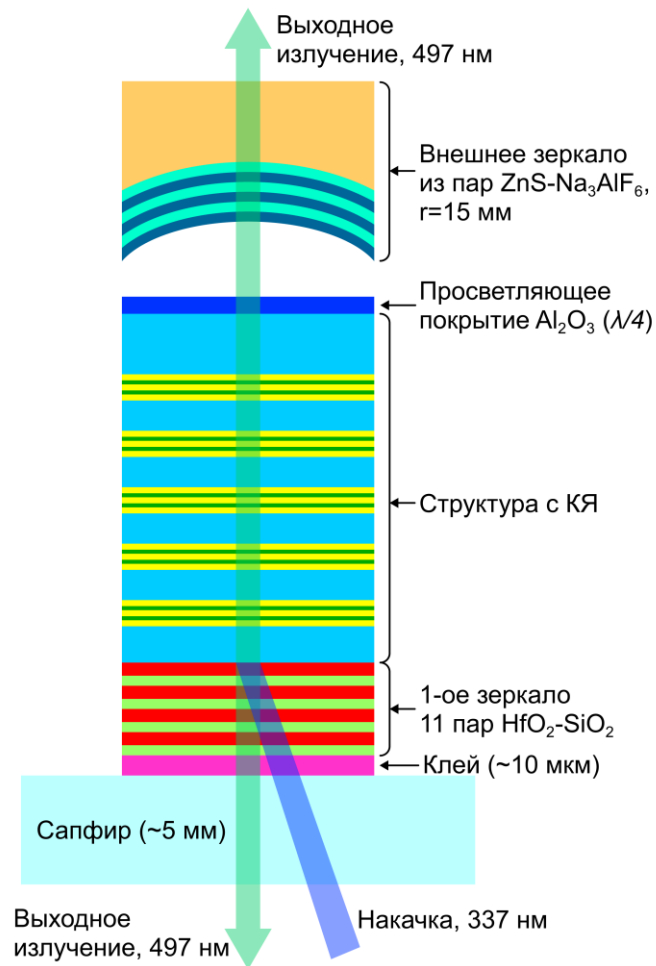


Рисунок 95 - Схема РДЛ.

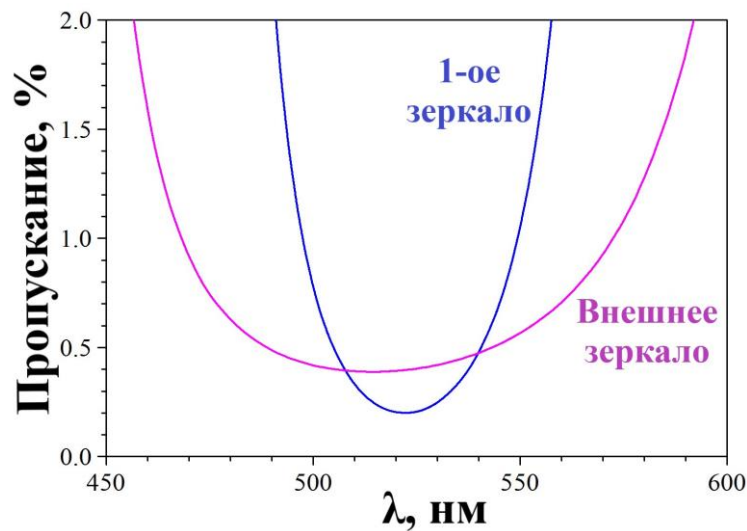


Рисунок 96 - Спектры пропускания внешнего зеркала и зеркала на структуре (1-ое зеркало).

Структура возбуждалась продольно через сапфир излучением N_2 -лазера ЛГИ-503 ($\lambda = 337$ нм), ослабленного отражением от кварцевого клина ($R = 0.045$).

Частота следования импульсов накачки была равна 100 Гц. Доля накачки, отраженная от АЭ, составляла 15 % от падающей энергии. Энергия импульса накачки, прошедшая через АЭ, не превышала 1 %. Клеевой слой прозрачен для излучения с длиной волны накачки. Генерируемое излучение выходило как через сапфировую подложку, так и через внешнее зеркало. Через сапфировую подложку выходило 73 % генерируемого излучения. Формы импульсов накачки и генерации, а также пиковая мощность импульсов измерялись калиброванным фотоэлементом коаксиальным (ФЭК-22). В качестве фильтра излучения лазера использовалось стекло типа ТФ-5 толщиной 10 мм, полностью отсекающее излучение накачки. Излучение N₂-лазера фокусировалось кварцевой линзой с фокусным расстоянием 150 мм в пятно с диаметром 100 мкм. Спектр излучения лазера регистрировался спектрографом МДР-4 с ПЗС линейкой.

На рисунке 97 представлены осциллограммы импульса накачки и импульса лазера при вложенной пиковой мощности накачки 65 Вт. Видно, что импульс лазера появляется с задержкой примерно 4 нс от начала импульса накачки и его длительность на полувысоте составляет чуть более 3 нс.

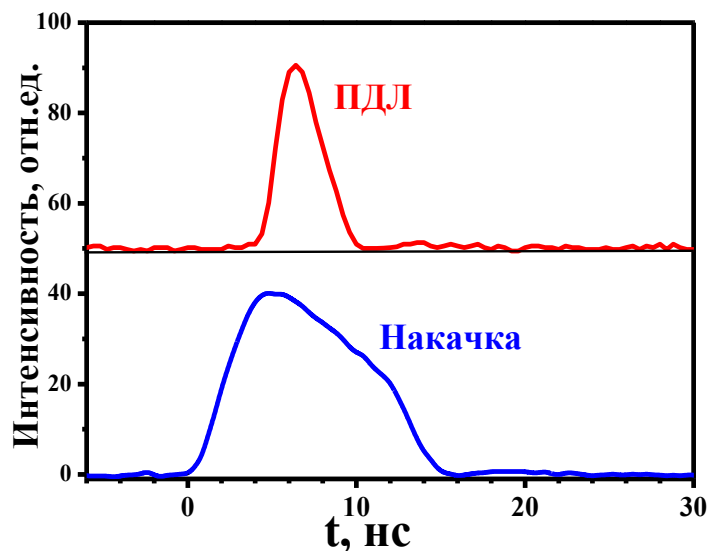


Рисунок 97 - Осциллограммы импульса накачки (нижняя) и импульса ПДЛ (верхняя).

Зависимость пиковой мощности лазера от пиковой мощности накачки, вложенной в АЭ, представлена на рисунке 98 для длины резонатора 1.1 мм. Здесь под пиковой мощностью лазера подразумевается суммарная мощность, выходящая

как через сапфировую подложку, так и через внешнее зеркало. Порог генерации оказался равным 35 Вт, что соответствует пиковой интенсивности накачки 445 кВт/см^2 . Наклон (дифференциальная эффективность) характеристики равен 2.7 %.

Порог генерации примерно соответствует значениям порога, полученным в импульсных ПДЛ на основе других материалов. Так, в работе [56], порог генерации ПДЛ на основе структуры InGaN/GaN (393 нм) при накачке наносекундными импульсами излучения N_2 -лазера составил 700 кВт/см^2 . Пороговая интенсивность накачки импульсного ПДЛ на основе структуры AlGaInAs/InP (1570 нм) была примерно равна 250 кВт/см^2 на длине волны накачки 1064 нм [147]. При пересчете на длину волны 337 нм, эта интенсивность эквивалентна 750 кВт/см^2 . При импульсном возбуждении ПДЛ на основе структуры GaInP/AlGaInP (625 нм) второй гармоникой Nd:YAG лазера (532 нм), была получена пороговая интенсивность накачки 760 кВт/см^2 [148]. В непрерывном режиме возбуждения, как правило пороги почти на порядок величины меньше, чем при импульсной накачке [149]. Это дает надежду на возможность достижения генерации, на основе исследуемой ГС в непрерывном режиме.

Дифференциальный КПД лазера зависит от длительности импульса накачки и времени жизни фотона в резонаторе. При длительностях порядка 100 нс и длине резонатора 10 мм, он составляет примерно 10-15 % [147]. В данном эксперименте длительность импульса накачки была равна 8-10 нс, длина резонатора - 1 мм и полезные потери на вывод излучения – 1.65 % за один обход резонатора. Ближе всего по условиям эксперимента является работа по исследованию ПДЛ на основе структуры InGaN/GaN [56]. В этой работе получен дифференциальный КПД 3.5 % при длительности накачки 2.7 нс, длине резонатора 2 мм и потерях на зеркалах 2.6% за один обход резонатора. Если учесть различие в энергиях генерируемых квантов с длиной волны 496.5 нм в нашей работе и 393 нм в работе [56], то квантовая эффективность лазеров практически одинакова. Тем не менее, полученная невысокая эффективность лазера может быть следствием не только импульсного режима накачки, но и больших внутренних потерь, неоднородности накачки по

глубине структуры, а также усиленного спонтанного излучения, распространяющегося вдоль структуры.

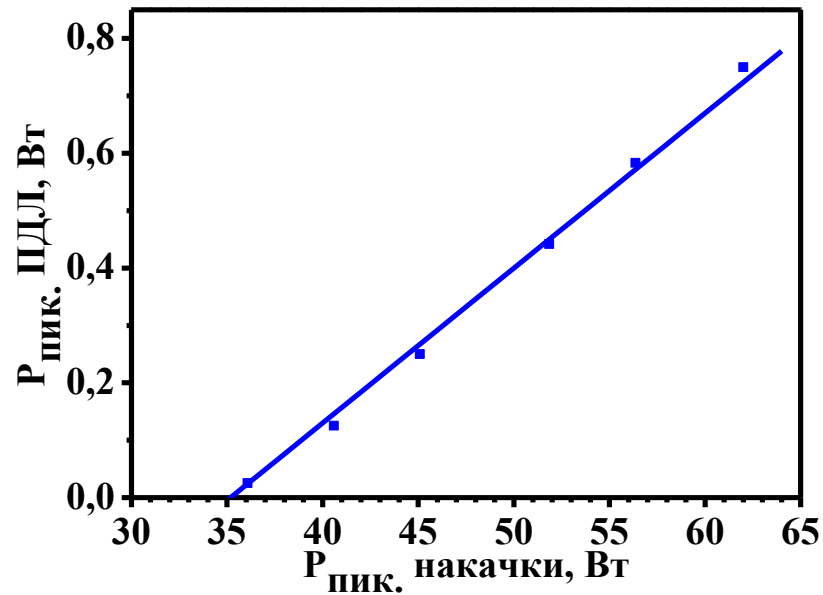


Рисунок 98 - Зависимость пиковой мощности лазера от пиковой вложенной мощности накачки.

На рисунке 99,а представлен спектр катодолюминесценции исходной выращенной структуры при КТ и низком уровне накачки. Структура накачивалась по глубине однородно при использовании электронов с энергией 30 кэВ. В то время как при 10 кэВ, возбуждались лишь верхние две КЯ. При увеличении энергии электронов наблюдается небольшое уширение линии излучения КЯ и смещение максимума от 510 нм до 508 нм. Стрелкой указан максимум (496.5 нм) огибающей спектра лазера, полученного на данной структуре. Коротковолновый сдвиг линии генерации относительно максимума линии люминесценции является характерным признаком лазера на ГС 2-го типа. В спектре при 10 кэВ хорошо видна линия люминесценции барьерных ZnSSe слоев. Ее максимум при 450 нм свидетельствует о содержании S в барьерных слоях на уровне 10 %.

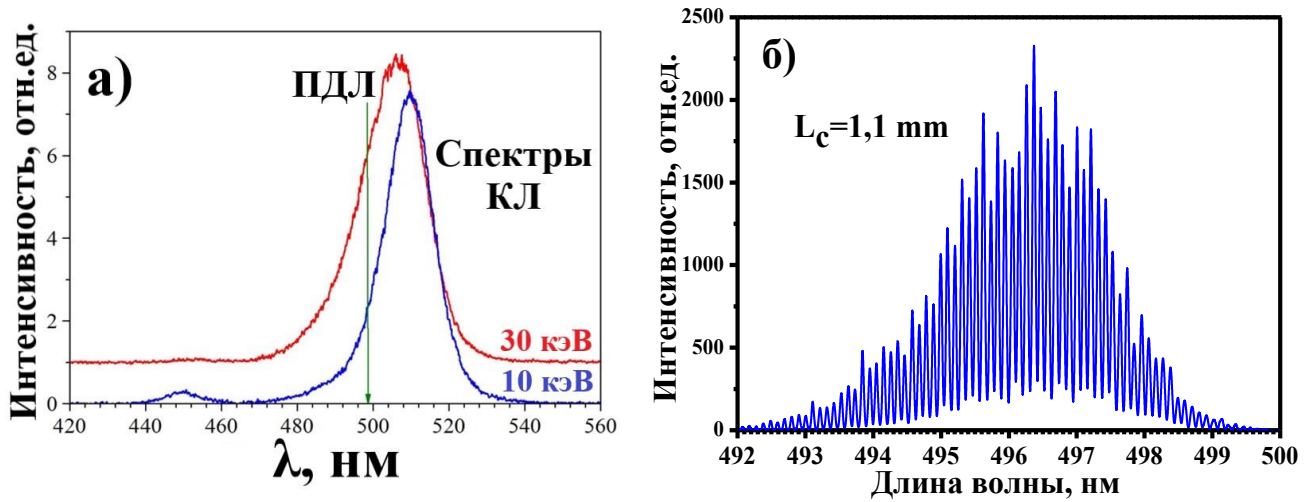


Рисунок 99 - а) Спектр катодолюминесценции исходной структуры (М-2) при КТ и при энергии электронов 10 и 30 кэВ и токе 4 мкА; б) спектр генерации лазера при длине резонатора $L_c = 1.1$ мм.

Спектр генерации лазера при длине резонатора примерно равном 1.1 мм представлен на рисунке 99,б. Он состоит из множества тонких линий, соответствующим продольным модам резонатора с длиной 1.1 мм. По межмодовому расстоянию можно было контролировать длину резонатора с точностью 0.1 мм. Минимальной длиной резонатора в данном эксперименте была $L_p = 0.9$ мм, поскольку центр зеркала с кривизной 15 мм и диаметром 10 мм не мог быть расположен ближе к плоской сапфировой подложке диаметром 20 мм, на котором была размещена структура. С увеличением длины резонатора, характеристики лазера ухудшались, и при длине резонатора больше 3 мм, генерацию получить не удалось. Похожая зависимость наблюдалась в работе [56], где исследовался ПДЛ на структуре InGaN/GaN. Связано это с импульсным характером накачки добротного резонатора, когда длительность импульса накачки сравнима с временем жизни фотона в резонаторе.

На рисунке 100 представлена диаграмма направленности лазера при небольшом превышении над порогом при длине резонатора 1.1 мм. Диаграмма содержит один поперечный тип колебаний TEM_{00} с полным углом расходимости равным примерно 5 мрад. Расчетное значение диаметра перетяжки основной моды резонатора $2w_0$ равно ~ 70 мкм. Полный угол расходимости гауссова пучка оценивается по формуле $\theta = 2 \cdot \lambda / (\pi \cdot 2 \cdot w_0)$ и равен 4.5 мрад, что находится в

соответствии с измеренным значением. При максимальном превышении над порогом, диаграмма направленности расширяется примерно в три раза из-за возбуждения нескольких поперечных типов колебаний. Связано это с тем, что размер области накачки превышает размер основной моды.

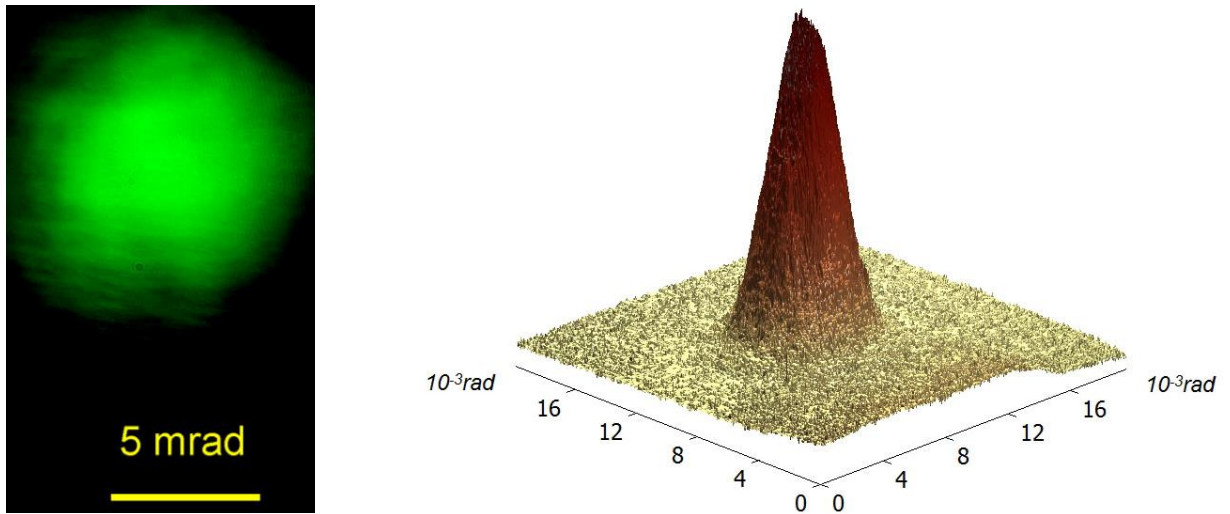


Рисунок 100 - Диаграмма расходимости лазерного пучка в дальней зоне.

5.2.5 ПДЛ на основе наноразмерной ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением ЛД (~430 нм)

В данном подразделе приводятся результаты исследования ПДЛ на ГС CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением коммерческого ЛД на основе ГС InGaN/GaN (~430 нм). В данном ПДЛ использовался участок структуры М-10, которая содержала 8 ОКЯ (см. рисунок 88,а в §5.2.3). Для создания ПДЛ использовался составной резонатор, включающий МР и внешнее зеркало обратной связи. 1-е зеркало МР состояло из 11 пар чередующихся четвертьволновых слоев SiO₂ и HfO₂, а 2-е зеркало на одной части структуры из 11.5 пар, а на второй – 12 пар SiO₂ и Ta₂O₅. Кроме того, на структуре также имелась область без 2-го зеркала. Спектры пропускания зеркал измерялись по контрольному стеклу. По полученным спектрам был рассчитан коэффициент пропускания зеркал для плоской волны, падающей из структуры. Для длины волны 525 нм, коэффициент отражения 1-го зеркала был равен 99.7 %. У 2-го зеркала (12 пар), заканчивающегося слоем Ta₂O₅, коэффициент отражения был 99.85 %. В отсутствие верхнего слоя Ta₂O₅,

коэффициент отражения уменьшался до 99.47 %. Пропускание зеркал на длине волны лазера накачки ~430 нм было примерно равно 73 %.

Оптическая схема лазера представлена на рисунке 101. Структура с МР возбуждалась под углом 40° через сапфир и 1-е зеркало излучением коммерческого ЛД на основе ГС InGaN/GaN с длиной волны вблизи 430 нм. Со стороны 2-го зеркала МР помещалось внешнее зеркало с радиусом кривизны $r = 15$ мм. Коэффициент отражения внешнего зеркала на длине волны 525 нм был больше 99.8 %. ЛД имел встроенную сферическую линзу, с помощью которой можно было получить изображение излучающего полоска на расстоянии примерно 150 мм. Для фокусировки излучения в пятно с размерами примерно 70×50 мкм², перед плоскостью изображения полоска, ставилась цилиндрическая линза на фокусном расстоянии 15 мм. Максимальная мощность ЛД в непрерывном режиме не превышала 5 Вт. Однако, чтобы избежать перегрева структуры, ЛД был запущен в импульсно-периодическом режиме с длительностью примерно 150 нс и частотой 30 Гц. Пиковая мощность достигала 10 Вт. Излучение регистрировалось калиброванным фотоэлементом коаксиальным ФЭК-22. При измерении мощности лазера, перед фотоэлементом ставился фильтр ЖС-17, пропускающий 84 % излучения на длине волны 525 нм и менее 0.1 % на длине волны накачки 430 нм. Для измерения расходимости излучения, вместо фотоэлемента ставилась цифровая камера (Canon) без объектива. Ближняя зона лазера фотографировалась этой же камерой через микрообъектив. Спектр лазера регистрировался с помощью спектрографа S-100 (Solar Laser Systems) с волоконным входом. Юстировка лазера осуществлялась с помощью микроскопа типа МБС-9, путем совмещения пятна излучения и пятна отражения от внешнего зеркала и 2-го зеркала на поверхности структуры. Излучение ЛД частично проходило через АЭ, не поглощаясь в нем. Эти потери оцениваются величиной 10 %. Примерно 28 % падающего излучения накачки отражалось от структуры. Излучение лазера в основном выходило через сапфировую подложку.

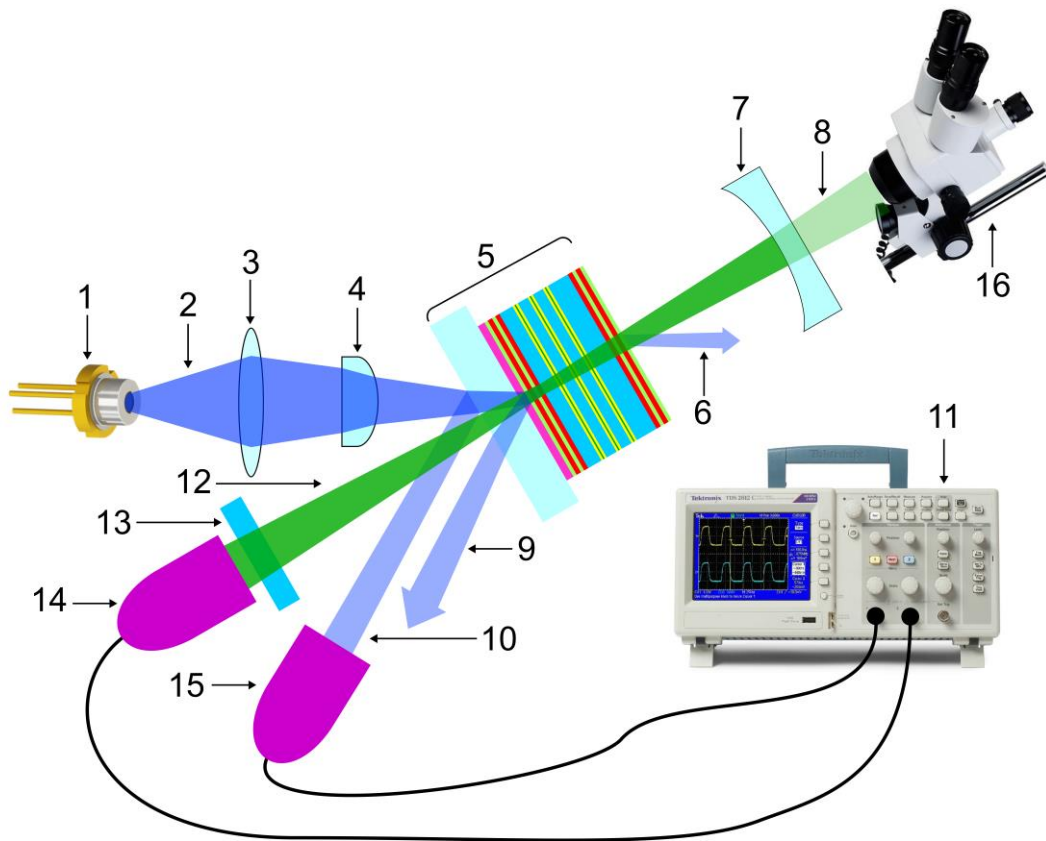


Рисунок 101 - Оптическая схема ПДЛ: 1 – ЛД; 2 – излучение накачки; 3, 4 – линзы; 5 – АЭ МР; 6 – излучение накачки, прошедшее через АЭ; 7 – внешнее зеркало; 8, 12 – выходное излучение ПДЛ; 9, 10 – излучение накачки, отраженное от сапфира и от встроенного БЗ; 11 – осциллограф; 13 – фильтр для излучения ПДЛ; 14, 15 – ФЭК; 16 – оптический микроскоп.

На структуре без 2-го зеркала лазерную генерацию получить не удалось. При использовании МР со 2-м зеркалом из 12 пар слоев и без внешнего зеркала, получена устойчивая генерация с импульсной мощностью до 0.32 Вт на длине волны вблизи 525 нм при дифференциальном КПД $\approx 10\%$ (см. §5.2.3). Однако при использовании 2-го зеркала из 11.5 пар слоев, генерация в МР не достигалась, поскольку потери на зеркалах были заметно больше. Ниже приводятся результаты исследования лазера с составным резонатором, включающим МР со 2-м зеркалом из 11.5 пар слоев и внешнее зеркало. При этом исследовались две конфигурации внешнего резонатора, полуконцентрический и полуконфокальный.

Полуконцентрический резонатор

В случае использования резонатора, близкого к полуконцентрическому ($L_c \approx r$), ближняя зона лазера (рисунок 102,а) состояла из множества ярких точек,

аналогично картинам ближнего поля лазера с МР. Это связано с тем, что в полуконцентрическом резонаторе поперечные размеры основной моды существенно меньше пятна возбуждения, в результате чего генерируются много поперечных мод. Генерация наблюдается даже при разъюстировке резонатора, когда пятно излучения и пятно, отраженное от внешнего зеркала, не совпадают на поверхности структуры (см. рисунок 102,б). Структура этих пятен одинакова, поскольку в полуконцентрическом резонаторе они являются изображением друг друга. Мощность лазера увеличивается при хорошо съюстированном резонаторе.

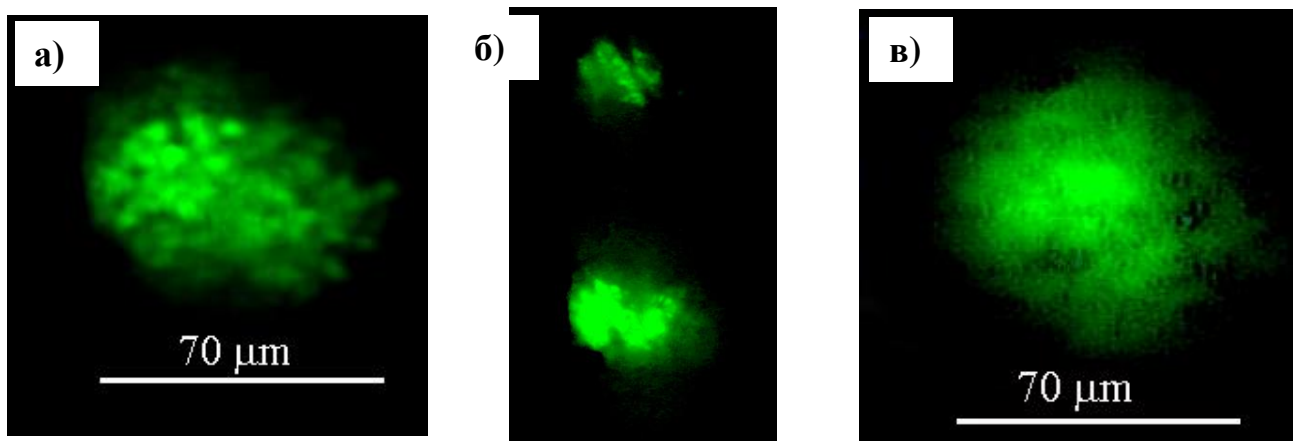


Рисунок 102 - Картина ближней зоны лазера с полуконцентрическим резонатором (а,б) при совмещении пятен излучения и отражения (а), при разъюстировке резонатора (б), и с полуконфокальным резонатором (в). Изображения получены со стороны сапфировой подложки.

На рисунке 103,а показана характерная картина дальней зоны генерации при использовании полуконцентрического резонатора, сфотографированная за один импульс. Полный угол расходимости лазера составлял примерно 10^0 . Структура дальнего поля также связана с поперечной многомодовостью излучения.

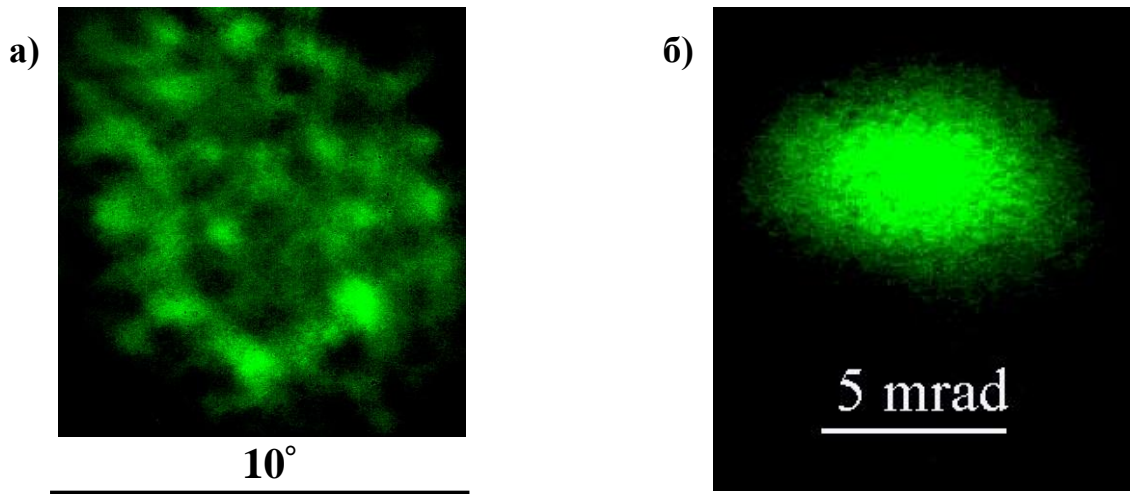


Рисунок 103 - Картина дальнего поля лазера при использовании полуконцентрического (а) и полуконфокального (б) резонаторов.

Спектр генерации лазера представлен на рисунке 104,а. Максимум линии находится вблизи 521 нм, а ширина линии на полувысоте составляет 1.1 нм, что соответствует разрешению спектрального прибора. На спектре также видна линия рассеянного излучения накачки ЛД.

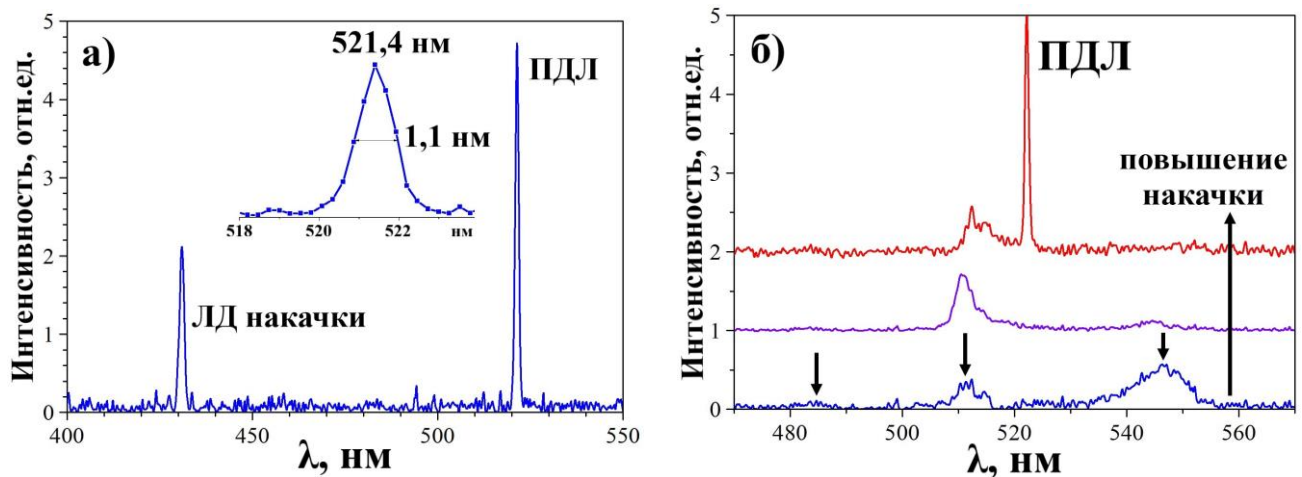


Рисунок 104 - Спектр излучения лазера с полуконцентрическим резонатором и ЛД (а) (на вставке спектр лазера подробно) и лазера с полуконфокальным резонатором при разных уровнях накачки: 5 кВт/см², 50 кВт/см² и 170 кВт/см² (б). Стрелками указаны моды микрорезонатора.

Осциллограммы импульса лазера и накачки представлены на рисунке 105,а. Длительность импульса лазера по основанию составляет ~100 нс.

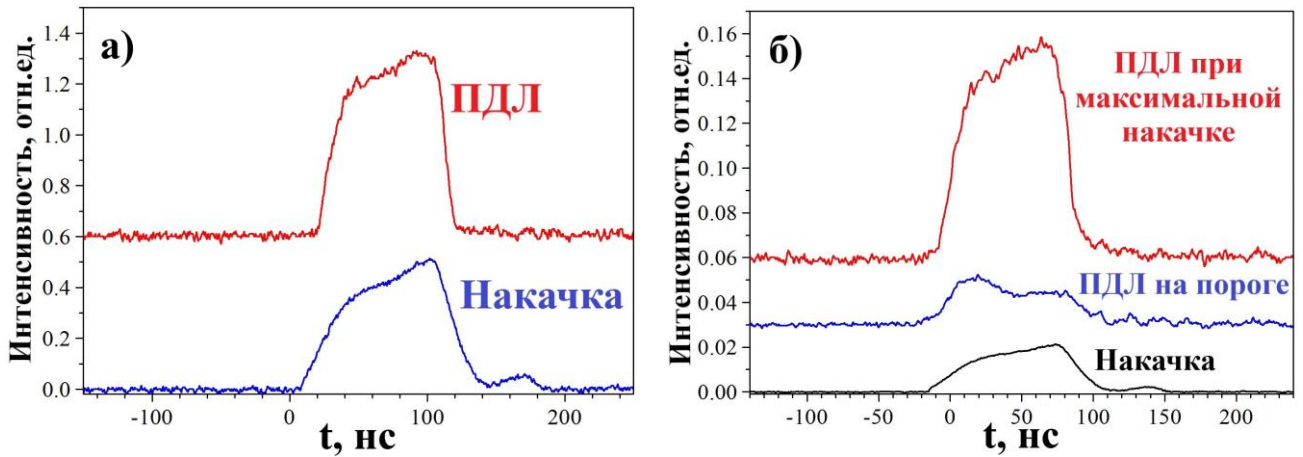


Рисунок 105 - Осциллограммы импульсов лазера с полуконцентрическим (а) и полуконфокальным (б) резонатором и ЛД-накачки.

Зависимость пиковой мощности импульса излучения лазера от поглощенной в АЭ мощности накачки представлена на рисунке 106,а. Максимальная пиковая мощность лазера составила ≈ 57 мВт. Порог генерации по спрямлению полученных данных в зависимости мощности лазера от мощности накачки, был равен 2.4 Вт. Дифференциальная эффективность преобразования мощности накачки в мощность генерации составила примерно 1.5 %. Пороговая интенсивность накачки оценивается величиной ≈ 68 кВт/см².

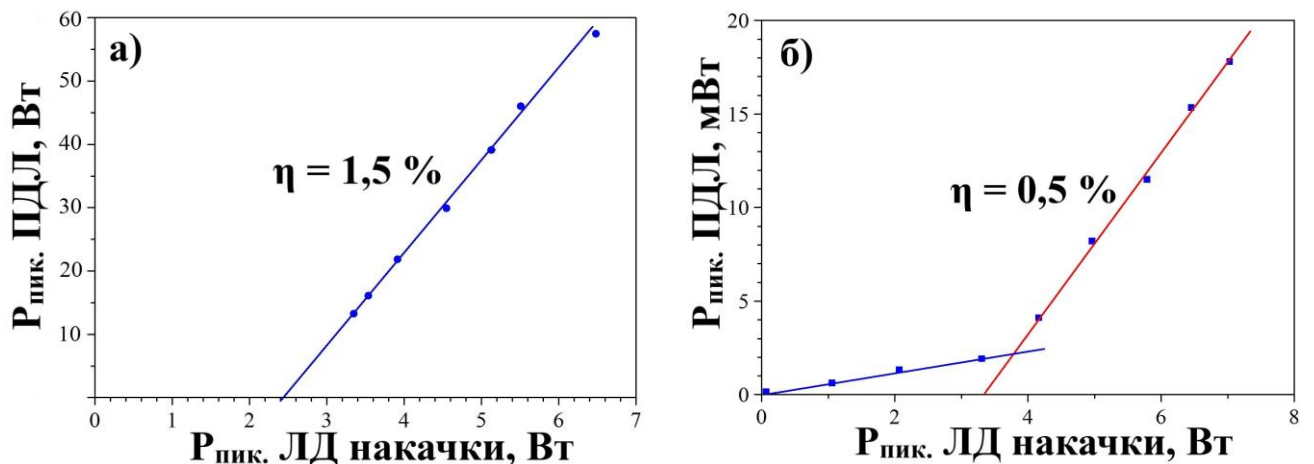


Рисунок 106 - Зависимость пиковой мощности импульса излучения ПДЛ от падающей мощности накачки при использовании полуконцентрического (а) и полуконфокального (б) резонаторов.

Полуконфокальный резонатор

Картина ближней зоны в данном случае (рисунок 102,в) имеет в основном одно крупное пятно. На картине видны также спеклы, связанные с интерференцией

выходного пучка с отражениями на поверхностях сапфира. Расчетное значение диаметра основной моды по уровню интенсивности e^{-1} равно примерно 40 мкм, что по-прежнему меньше диаметра области возбуждения. Поэтому несколько поперечных мод могут возбуждаться. Угол расходимости в полуконфокальном резонаторе существенно уменьшается (рисунок 103,б) и составляет примерно 5 мрад, что сравнимо с дифракционным пределом.

На рисунке 105,б представлены осциллограммы импульсов генерации вблизи порога и при максимальном превышении над порогом. Генерация возникает на переднем фронте импульса накачки, а при высоком превышении порога заполняет весь импульс накачки. Отметим, что уровень спонтанного излучения лишь примерно в 10 раз меньше, чем мощность лазера при максимальной накачке. Это связано с тем, что большая доля излучения ниже порога, выходящего из полуконфокального резонатора, имеет хорошую направленность и захватывается входной апертурой фотоэлемента. В случае полуконцентрического резонатора, фотоэлемент захватывает лишь небольшую часть спонтанного излучения, которое не имеет выраженной направленности.

На рисунке 106,б представлена зависимость выходной мощности лазера от мощности накачки. Порогу генерации соответствует примерно 3.8 Вт. Дифференциальный КПД составил 0.5 %. На рисунке 104,б представлены спектры излучения лазера ниже и выше порога генерации. Интенсивность накачки в данном случае уменьшалась путем увеличения пятна возбуждения. Короткими стрелками показаны спектральные максимумы, которые можно связывать с модами МР. С увеличением уровня накачки, спектр излучения ГС смещается в коротковолновую сторону [150]. Поэтому при малом уровне накачки, излучение выходит в основном через моду МР с максимумом при 547 нм. С увеличением уровня накачки, возрастает интенсивность следующей более коротковолновой моды с максимумом при 512 нм. Линия генерации возникает на длине волны 522 нм, на длинноволновом спаде моды с $\lambda = 512$ нм. Мы предполагаем, что это связано с тем, что период структуры, определяющий длину волны (522 нм), на которой достигается резонансно-периодическое усиление на одной из мод составного резонатора, не

совпадает с модой МР. При резонансно-периодическом усилении, ширина линии примерно обратно пропорциональна числу КЯ. Поэтому коэффициент усиления на моде МР при сильном рассогласовании может быть заметно меньше.

В лазерах с МР, важным фактором, влияющим на порог генерации, является фактор связи спонтанного излучения с лазерной модой β [151]. Случай, когда $\beta=1$, соответствует беспороговому лазеру. В МР β уменьшается с увеличением рассогласования спектральных максимумов линии излучения и моды МР [151]. В составном резонаторе, в качестве линии излучения можно рассматривать излучение моды МР. Тогда разумно предположить, что при совмещении моды МР с длиной волны, при которой достигается резонансно-периодическое усиление, порог генерации должен уменьшаться. Основываясь на данные рассуждения, можно надеяться существенно улучшить характеристики ПДЛ, путем тщательной оптимизации параметров структуры и резонатора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными результатами проведенных исследований являются следующие:

1) Теоретически обоснована возможность использования гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe с разрывами зон 2-го типа в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой. Несмотря на малое перекрытие волновых функций электрона и дырки, в гетероструктуре 2-го типа по сравнению с перекрытием в гетероструктурах 1-го типа, коэффициент оптического усиления в ней может достигать величин $\sim 5000 \text{ см}^{-1}$ при реально достижимых уровнях оптической накачки (менее 100 кВт/см^2), что подтверждается на эксперименте.

2) Обнаружена взаимная диффузия атомов Cd и Zn в процессе роста гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe методом газофазного осаждения из элементоорганических соединений при оптимальных с точки зрения скорости роста и морфологии поверхности температуре $\sim 450 \text{ }^\circ\text{C}$ и соотношении VI/II ~ 10 , которая приводит к неоднородности КЯ по глубине структуры и ухудшению характеристик лазеров на основе таких структур.

3) Показано, что взаимная диффузия атомов Cd и Zn существенно подавляется при выращивании тонких слоев CdS и ZnSe при пониженном соотношении VI/II $\sim 2-4$, что объясняется уменьшением вакансий металла вблизи КЯ, стимулирующим диффузию.

4) На основании экспериментально наблюдаемого коротковолнового сдвига линии излучения гетероструктуры с увеличением уровня возбуждения и пространственного разделения неравновесных носителей (электроны в слое CdS, а дырки в соседних слоях ZnSe), обнаруженного в зондовом микроскопе в режиме измерения сопротивления растеканию тока, установлено, что полученные при оптимальных ростовых условиях гетероструктуры CdS/ZnSe/ZnSSe, относятся к гетероструктурам с разрывами зон 2-го типа.

5) На выращенных гетероструктурах CdS/ZnSe/ZnSSe с резонансно-периодическим усилением, впервые реализованы различные (как с микрорезонатором, так и с внешним зеркалом обратной связи) полупроводниковые лазеры с продольной оптической накачкой, излучающие в зеленой области спектра.

При продольной накачке микрорезонатора излучением «фиолетового» лазерного диода, достигнута импульсная мощность до 0.32 Вт на длине волны 525 нм с эффективностью 10 %. В случае полупроводникового дискового лазера, при использовании резонатора, близкого к полуконцентрическому, получена импульсная мощность 57 мВт на длине волны ≈ 521 нм с углом расходимости около 10^0 . Расходимость излучения уменьшалась до ~ 5 мрад при использовании полуконфокального резонатора.

Таким образом, в заключение можно отметить, что несмотря на то, что исследованная ГС имеет разрывы зон 2-го типа, она перспективна для полупроводниковых лазеров зеленого диапазона с оптической накачкой.

Список использованных сокращений

КЯ – квантовая яма

ЛД – лазерный диод

ПДЛ – полупроводниковый дисковый лазер

МР – микрорезонатор

ГС – гетероструктура

АЭ – активный элемент

АО – активная область

ЭП – эпитаксиальная пленка

БЗ – брэгговское зеркало

ЗД – зонная диаграмма

ГФЭЭОС – газофазная эпитаксия из элементоорганических соединений

АСМ – атомный силовой микроскоп

ПЭМ – просвечивающий электронный микроскоп

РРГ – регулятор расхода газа

ОКЯ – одиночная квантовая яма

ДКЯ – двойная квантовая яма

ЛДМ – лазерный диодный модуль

НТ – низкая температура

КТ – комнатная температура

ФЭК – фотоэлемент коаксиальный

ЭОС – элементоорганическое соединение

Список публикаций автора по теме диссертации

Публикации в рецензируемых научных статьях, рекомендованных ВАК РФ и включенных в базы данных Scopus или Web of Science:

- 1) Исследование полупроводникового дискового лазера на гетероструктуре CdS/ZnSe/ZnSSe с оптической накачкой лазерным диодом / **М.Р. Бутаев**, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский, Н.Р. Юнусова // Краткие сообщения по физике. - 2023. - Т. 50. - № 2. - С. 41-50.
- 2) **Butaev, M.R.** Optical gain in CdS/ZnSe/ZnSSe heterostructures with type II band offsets / M.R. Butaev, V.I. Kozlovsky, Y.K. Skasyrsky // Optics and Laser Technology. - 2023. - Vol. 158. - P. 108890.
- 3) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый лазер на основе гетероструктуры CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением лазерного диода / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // Квантовая электроника. - 2022. - Т. 52. - № 4. - С. 359-361.
- 4) Полупроводниковый дисковый лазер с длиной волны излучения 780 нм на гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$, выращенной методом MOCVD, с оптической накачкой и накачкой электронным пучком / **М.Р. Бутаев**, Я.К. Скасырский, В.И. Козловский, А.Ю. Андреев, И.В. Яроцкая, А.А. Мармалюк // Квантовая электроника. - 2022. - Т. 52. - № 4. - С. 362-366.
- 5) Cd diffusion in CdS/ZnSe MQW heterostructures grown by MOVPE for semiconductor disk lasers / **M.R. Butaev**, V.I. Kozlovsky, V.P. Martovitsky, Y.K. Skasyrsky, D.E. Sviridov // Journal of Alloys and Compounds. - 2021. - Vol. 880. - P. 160555.
- 6) **Бутаев, М.Р.** Наносекундный полупроводниковый дисковый лазер с длиной волны излучения 496.5 нм / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // Квантовая электроника. - 2020. - Т. 50. - № 10. - С. 895-899.
- 7) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый лазер с оптической накачкой на основе наноразмерной гетероструктуры CdS/ZnSe с разрывами зон второго типа / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // Квантовая электроника. - 2020. - Т. 50. - № 7. - С. 683-687.
- 8) E-beam longitudinal pumped semiconductor laser based on ZnCdS/ZnSSe type-II multi quantum well structure / **M.R. Butaev**, V.I. Kozlovsky, D.A. Sannikov, Y.K. Skasyrsky // Journal of Physics: Conference Series. - 2020. - № 1439.
- 9) Исследование поверхностно-излучающего полупроводникового лазера с внешним зеркалом на структуре InGaAs/AlGaAs при накачке электронным пучком / А.Ю. Андреев, Т.А. Багаев, **М.Р. Бутаев**, Н.А. Гамов, Е.В. Жданова, М.М. Зверев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский, И.В. Яроцкая // Квантовая электроника. - 2019 - Т. 49. - № 10 - С. 909-912.

Публикации в сборниках трудов международных и всероссийских конференций:

- 10) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый дисковый лазер с длиной волны излучения 497 нм / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // VII Международная конференция: Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛАПЛАЗ-2021. - Москва. - 2021. - С. 31-32.
- 11) **Бутаев, М.Р.** Оптические переходы в гетероструктуре CdS/ZnSe/ZnSSe с разрывами зон II-типа, выращенной ГФЭМОС / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // 23-я Всероссийская научная молодежная конференция: Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника. - Санкт-Петербург. - 2021. - С. 56.
- 12) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый лазер с микрорезонатором и оптической накачкой на основе гетероструктуры с квантовыми ямами ZnSe/CdS/ZnSe / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // Мокеровские чтения: 11-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. - Москва. - 2020. - С. 149-150.
- 13) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый дисковый лазер видимого диапазона на основе наноразмерной гетероструктуры с разрывами зон второго рода / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский // 22-я Всероссийская научная молодежная конференция: Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника. - Санкт-Петербург. - 2020. - С. 74.
- 14) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый дисковый лазер с оптической накачкой на основе наноразмерной гетероструктуры с квантовыми ямами ZnSe/CdS/ZnSe/CdS/ZnSe / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // Всероссийская научно-техническая конференция, посвященная памяти д.ф.-м.н., профессора Б.А. Билалова: Полупроводниковые материалы в современной микро- и наноэлектронике. - Махачкала. - 2020. - С. 109-111.
- 15) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый лазер с продольной накачкой электронным пучком на основе наноразмерной гетероструктуры ZnCdS/ZnSSe с разрывами зон второго типа / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Д.А. Санников, Я.К. Скасырский // VIII-я Международная молодежная научная школа-конференция: Современные проблемы физики и технологий. - Москва. - 2019. - С. 187-188.
- 16) Исследование полупроводникового дискового лазера на структуре InGaAs/GaAs при накачке электронным пучком / **М.Р. Бутаев**, А.Ю. Андреев, Т.А. Багаев, Н.А. Гамов, Н.И. Гладышев, М.М. Зверев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский, И.В. Яроцкая // Мокеровские чтения: 10-я Юбилейная Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. - Москва. - 2019. - С. 189-191.
- 17) Исследование полупроводникового лазера с внешним зеркалом на структуре InGaAs/GaAs при продольной накачке электронным пучком / А.Ю. Андреев, Т.А. Багаев, **М.Р. Бутаев**, Н.А. Гамов, Н.И. Гладышев, М.М. Зверев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский, И.В. Яроцкая // VII

Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур. - Москва. - 2019. - С. 23-25.

18) **Бутаев, М.Р.** Полупроводниковый лазер с продольной оптической накачкой на основе наноразмерной гетероструктуры CdS/ZnSe с разрывами зон второго типа / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // VII Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур. - Москва. - 2019. - С. 49-50.

19) **Butaev, M.R.** Cathodoluminescence of a multi quantum well heterostructure based on a CdS/ZnSe type-II / M.R. Butaev, V.I. Kozlovsky, Y.K. Skasyrsky // 7th international school and conference on optoelectronics, photonics, engineering and nanostructures «Saint-Petersburg open 2020». - 2020. - PP. 205-206.

20) Исследование поверхностно-излучающего полупроводникового лазера с внешним зеркалом на структуре InGaAs/GaAs при накачке электронным пучком / А.Ю. Андреев, Т.А. Багаев, **М.Р. Бутаев**, Н.А. Гамов, В.Б. Студенов, М.М. Зверев, В.И. Козловский, И.В. Яроцкая, Я.К. Скасырский // 12-й Белорусско-Российский семинар: «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». - Минск. - 2019. - С. 18-21.

21) Исследование наноразмерной гетероструктуры второго типа CdS/ZnSe, выращенной методом ГФЭ МОС / **М.Р. Бутаев**, В.И. Козловский, В.П. Мартовицкий, Я.К. Скасырский, Д.Е. Свиридов // Мокеровские чтения: 12-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. - Москва. - 2021. - С. 65-66.

22) Electron-beam pumped VECSEL based on an $Al_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$ heterostructure emitting at 780 nm / **M.R. Butaev**, A.Yu. Andreev, I.V. Yarotskaya, A.A. Marmalyuk, V.I. Kozlovsky, Y.K. Skasyrsky // VIII Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур (Памяти выдающегося российского физика П.Г. Елисеева). - Москва. - 2021. - С. 56.

23) **Butaev, M.R.** Semiconductor green laser based on MOVPE grown CdS/ZnSe/ZnSSe MQW heterostructure with longitudinal pumping by blue LD / M.R. Butaev, V.I. Kozlovsky, Y.K. Skasyrsky // VIII Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур (Памяти выдающегося российского физика П.Г. Елисеева). – Москва. - 2021. - С. 57.

24) **Бутаев, М.Р.** Исследование полупроводникового лазера с продольной оптической накачкой на основе гетероструктуры CdS/ZnSe с разрывами зон второго типа / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // VIII Международная конференция: «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз-2022, посвященная 100-летию со дня рождения лауреата Нобелевской премии по физике Басова Н. Г. - Москва. - 2022. - С. 39.

- 25) Исследование полупроводникового дискового лазера с внутрирезонаторным удвоением частоты на основе гетероструктуры InGaAs/AlGaAs, выращенной методом MOCVD / **М.Р. Бутаев**, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский, А.Ю. Андреев, И.В. Яроцкая, А.А. Мармалюк // 13-я Международная Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ электроники «Мокеровские чтения», посвященная 80-и летию со дня рождения Мокерова В.Г. – Москва. - 2022. - С. 162.
- 26) **Бутаев, М.Р.** Наноразмерная гетероструктура с квантовыми ямами CdS/ZnSe для полупроводникового дискового лазера / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский // 21-ая Всероссийская молодежная конференция: Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника. - Санкт-Петербург. - 2019. - С. 57.
- 27) **Бутаев, М.Р.** VECSEL зеленого диапазона (522 нм) с оптической накачкой / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // 7-й симпозиум: Полупроводниковые лазеры: физика и технология. - Санкт-Петербург. - 2022. - С. 39.
- 28) Самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона в квантоворазмерной гетероструктуре 2-го типа CdS/ZnSe / Н.Р. Юнусова, В.И. Козловский, **М.Р. Бутаев**, Я.К. Скасырский // II Всероссийской научно-технической конференции, посвященной памяти д.ф.-м.н., профессора Б.А. Билалова: Полупроводниковые материалы в современной микро- и наноэлектронике. - Махачкала. - 2022. - С. 109.

Благодарности

Автор выражает огромную благодарность:

- 1) Своему научному руководителю д.ф.-м.н., профессору В.И. Козловскому за выбор темы и постановку задачи, за научное руководство, а также за все наставления и консультации, без которых невозможно было выполнить данную работу.
- 2) к.ф.-м.н. Я.К. Скасырскому за помощь в организации экспериментов, а также за оказанную всестороннюю техническую помощь за все время выполнения данной работы.
- 3) д.ф.-м.н. В.П. Мартовицкому за рентгеноструктурный анализ выращенных структур.
- 4) к.х.н. П.И. Кузнецову и к.ф.-м.н. Д.А. Санникову за консультации по росту ГС методом газофазной эпитаксии из элементоорганических соединений.
- 5) к.ф.-м.н. Д.Е. Свиридову за исследование выращенных гетероструктур в АСМ.

Основные результаты диссертационной работы получены при финансовой поддержке РФФИ, в рамках научного проекта № 20-32-90022 (Конкурс «Аспиранты» 2020 года, 2020-2022 гг.).

Список использованной литературы

1. Okhotnikov, O.G. Semiconductor Disk Lasers. Physics and Technology: monography / O.G. Okhotnikov ; Wiley-VCH. - 2010. - 330 p.
2. Guina, M. Optically pumped VECSELs: review of technology and progress / M. Guina, A. Rantamaki, A. Harkonen // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2017. - 50. - 383001.
3. Rahimi-Iman, A. Recent advances in VECSELs / A. Rahimi-Iman // Journal of Optics. - 2016. - 18 (9). - 093003.
4. Jetter, M. Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers. VECSEL Technology and Applications: monography / M. Jetter, P. Michler ; Wiley-VCH. - 2022. - 410 p.
5. High-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams / F. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian // IEEE Photon. Technol. Lett. - Aug. 1997. - Vol. 9. - PP. 1063-1065.
6. Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source / M. Scheller [et al.] // Optics Express. - 2010. - Vol. 18. - No. 26. - PP. 27112-27117.
7. 106 W continuous-wave output power from vertical-external-cavity surface-emitting laser / B. Heinen [et al.] // Electronics Letters. - 2012. - Vol. 48. - No. 9.
8. McInerney, J. G. Optimizing Electrically pumped Vertical Extended Cavity Surface Emitting Semiconductor Lasers (E-VECSELs) / J. G. McInerney, A. Mooradian. // Proc. of SPIE. 79190L-1.-2011. - Vol. 7919.
9. High-power quasi-CW diode-pumped 750-nm AlGaAs VECSEL emitting a peak power of 29.6W and an average power of 8.5W / P. J. Weinert // Optics Letters. - 2022. - Vol. 47. - No. 8.
10. Rodriguez-Garcia, J. M. Tunable, CW Laser Emission at 225 nm via Intracavity Frequency Tripling in a Semiconductor Disk Laser / J. M. Rodriguez-Garcia [et al.] // IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics. - 2017. - Vol. 23. - № 6.
11. AlGaAs-based vertical-external-cavity surface-emitting laser exceeding 4 W of direct emission power in the 740 - 790nm spectral range // H. Kahle [et al.] // Optics Letters. - 2018. - Vol. 43. - № 7. PP. 1578-1581.
12. Singly-resonant sum frequency generation of visible light in a semiconductor disk laser / M. T. Andersen [et al.] // Optics Express. - 2009. - 17 (8). - 6010-6017.
13. Frequency doubling of an InGaAs multiple quantum wells semiconductor disk laser / J. Lidan [et al.] // Superlattices and Microstructures. - 2017.
14. Beam Control in an Intracavity Frequency-Doubling Semiconductor Disk Laser / Guanyu Hou [et al.] // Appl. Sci. - 2019. - 9 (8). - 1584.

15. Kozlovsky, V. I. InGaAs/GaAs multiple quantum well semiconductor disk laser pumped with electron beam / V. I. Kozlovsky [et al.] // *IEEE J. Quantum Electronics*. - 2013. - Vol. 49 - No. 1. - PP. 108-113.
16. 20 Watt CW TEM₀₀ intracavity doubled optically pumped semiconductor laser at 532 nm / J. Berger, D. Anthon, A. Caprara [et al.] // *Proceedings of SPIE*. - 2012. - Vol. 8242.
17. 72-W vertical-external-cavity surface-emitting laser with 1180-nm emission for laser guide star adaptive optics / E. Kantola [et al.] // *Electronics Letters*. - 2018. - 54 (19). - 1135-1137.
18. Semiconductor disk lasers: recent advances in generation of yellow–orange and mid-IR radiation / M. Guina [et al.] // *Advances in Optical Technologies*. - 2012. - 1-19.
19. 615 nm GaInNAs VECSEL with output power above 10 W / E. Kantola [et al.] // *Optics Express*. - 2015. - 23 (16). - 20280-20287.
20. 1.56 μm 1 watt single frequency semiconductor disk laser / A. Rantamaki [et al.] // *Optics Express*. - 2013. - 21 (2). - 2355-2360.
21. Flip-chip wafer-fused OP-VECSELs emitting 3.65 W at the 1.55- μm waveband / A. Mereuta [et al.] // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. - 2019. - 25 (6). - 1-5.
22. 33 W continuous output power semiconductor disk laser emitting at 1275 nm / T. Leinonen, V. Iakovlev, A. Sirbu [et al.] // *Optics Express*. - 2017. - 25 (6). - 7008-7013.
23. 3 W of 650 nm red emission by frequency doubling of wafer-fused semiconductor disk laser / A. Rantamaki, A. Sirbu, A. Mereuta [et al.] // *Optics Express*. - 2010. - 18 (21). - 21645-21650.
24. 8.5 W VECSEL output at 1270 nm with conversion efficiency of 59% / S. Keller, A. Sirbu, V. Iakovlev [et al.] // *Optics Express*. - 2015. - 23 (13). - 17437-17442.
25. Quantum dot semiconductor disk laser at 1.3 μm / A. Rantamaki, G. Sokolovskii, S. Blokhin [et al.] // *Optics Letters*. - 2015. - 40 (14). - 3400-3403.
26. Flip chip quantum-dot semiconductor disk laser at 1200 nm / A. Rantamaki, J. Rautiainen, L. Toikkanen [et al.] // *IEEE Photonics Technology Letters*. - 2012. - 24 (15). - 1292-1294.
27. DBR-free optically pumped semiconductor disk lasers / Z. Yanga [et al.] // *Proc. SPIE, Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers (VECSELs)*. - 2015. - V. 9349.
28. Comparison of single-side and double-side pumping of membrane external-cavity surface-emitting lasers / H. Kahle [et al.] // *Optics Letters*. - 2019. - 44 (5). - 1146-1149.
29. The optically pumped semiconductor membrane external-cavity surface-emitting laser (MECSEL): a concept based on a diamond-sandwiched active region / H. Kahle [et al.] // *Proc. of SPIE*. - 2017. - Vol. 10087.
30. High-Power DBR-Free Membrane Semiconductor Disk Lasers / Z. Yang, D. Follman, A. R. Albrecht, P. Heu, G. D. Cole, M. Sheik-Bahae // *Conference Paper*. - 2018.

31. 16 W DBR-free membrane semiconductor disk laser with dual-SiC heatspreader / Z. Yang [et al.] // *Electronics letters*. - 2018. - Vol. 54. - No. 7. - PP. 430-432.
32. Phung, H.-M. Semiconductor Membrane External-Cavity Surface-Emitting Lasers (MECSELs): Academic dissertation / Hoy-My Phung. - Tampere University, 2021.
33. Quantum dot membrane external-cavity surface-emitting laser at 1.5 μm / H.-M. Phung [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2021.
34. Growth and characterization of InP-based 1750 nm emitting membrane external-cavity surface-emitting laser / Artur Broda [et al.] // *Applied Physics B*. - 2020. - 126 (12).
35. High-Power 1770 nm Emission of a Membrane External-Cavity Surface-Emitting Laser / Artur Broda [et al.] // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2021. - Vol. 57. - № 1.
36. Demonstration of a 20-W membrane-external-cavity surface-emitting laser for sodium guide star applications / D. Priante [et al.] // *Electronics Letters*. - 2021. - 57 (022101).
37. MECSELs with direct emission in the 760 nm to 810 nm spectral range: A single- and double-side pumping comparison and high-power continuous-wave operation / H. Kahle [et al.] // *Proc. SPIE*. - 2019. - Vol. 10901.
38. 80 nm tunable DBR-free semiconductor disk laser / Z. Yang [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* - 2016. - 109. - 022101.
39. DBR-free semiconductor disc laser on SiC heatspreader emitting 10.1 W at 1007 nm / S. Mirkhanov [et al.] // *Electronics Letters*. - 2017. - 53 (23). - 1537-1539.
40. Semiconductor membrane external-cavity surface-emitting laser (MECSEL) / H. Kahle [et al.] // *Optica*. - 2016. - Vol. 3. - No. 12.
41. Ivanov, S.V. Molecular Beam Epitaxy of Wide Gap II-VI Laser Heterostructures / S.V. Ivanov, S.V. Sorokin, I.V. Sedova // Elsevier Inc., article in the book «Molecular Beam Epitaxy». - 2018.
42. Алешкин, В.Я. Современная физика полупроводников: курс лекций / В.Я. Алешкин ; Нижний Новгород, 2013. - 132 с.
43. Mirkhanov, S. Compact Femtosecond Lasers for Multiphoton Imaging: Doctor of Philosophy / Shamil Mirkhanov. - The University of Dundee, 2018.
44. Continuous repetition rate tuning from 960 MHz to 1.72 GHz of a sub-300 femtosecond mode-locked semiconductor disk laser / T. Chen Sverre [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2018. - 113. - 161106.
45. Mode-locked semiconductor disk lasers / M.A. Gaafar [et al.] // *Advances in Optics and Photonics*. - 2016. - Vol. 8. - No. 3. - PP. 370-400.
46. Recent advances in ultrafast semiconductor disk lasers (Review 2015) / B. W. Tilma [et al.] // *Light: Science & Applications*. - 2015. - 4 (7). - e310.

47. A passively mode-locked external-cavity semiconductor laser emitting 60-fs pulses / A. H. Quarterman [et al.] // *Nat. Photonics*. - 2009. - 3 (12). - 729-731.
48. High-power 100 fs semiconductor disk lasers / D. Waldburger [et al.] // *Optica*. - 2016. - 3 (8). - 844-852.
49. Passively mode-locked VECSEL emitting 682 fs pulses with 5.1 W of average output power / M. Scheller [et al.] // *Electron. Lett.* - 2012. - 48. - 588-589.
50. 4.35 kW peak power femtosecond pulse mode-locked VECSEL for supercontinuum generation / K. G. Wilcox [et al.] // *Opt. Express*. - 2013. - 21. - 1599-1605.
51. Sub-300-femtosecond operation from a MIXSEL / M. Mangold [et al.] // *Opt. Express*. - 2015. - 23. - 22043-22059.
52. High power sub-200 fs pulse generation from a colliding pulse modelocked VECSEL / Alexandre Laurain [et al.] // *Proc. of SPIE*. - 2017. - Vol. 10087.
53. Baker, C. W. *Practical Design and Applications of Ultrafast Semiconductor Disk Lasers: Doctor of Philosophy* / Caleb W. Baker. - The University of Arizona, 2017.
54. Power-scalable 1.57 μm mode-locked semiconductor disk laser using wafer fusion / E. Saarinen, J. Puustinen, A. Sirbu [et al.] // *Optics Letters*. - 2009. - 34 (20). - 3139-3141.
55. 1.3- μm mode-locked disk laser with wafer fused gain and SESAM structures / J. Rautiainen, J. Lyytikainen [et al.] // *IEEE Photonics Technology Letters*. - 2010. - 22 (11). - 748-750.
56. InGaN–GaN Disk Laser for Blue-Violet Emission Wavelengths / R. Debusmann [et al.] // *IEEE Phot. Techn. Lett.* - 2010. - 22 (9). - 652-654.
57. Дискковый полупроводниковый лазер на гетероструктуре Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с накачкой электронным пучком / В.И. Козловский, П.И. Кузнецов, Д.Е. Свиридов, Г.Г. Якущева // *Квантовая электроника*. - 2012. - Т. 42. - № 7. - 583-587.
58. Continuous-wave operation of m-plane GaN-based vertical-cavity surface-emitting lasers with a tunnel junction intracavity contact / Charles A. Forman [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* - 2018. - 112. - 111106.
59. Enhancement of slope efficiency and output power in GaN-based vertical-cavity surface-emitting lasers with a SiO₂-buried lateral index guide / Masaru Kuramoto [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* - 2018. - 112. - 111104.
60. Demonstration of a III-nitride vertical-cavity surface-emitting laser with a III-nitride tunnel junction intracavity contact / J. T. Leonard [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2015. - 107. - 091105.
61. Development of GaN-Based Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers / Tien-Chang Lu [et al.] // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. - 2009. - Vol. 15. - № 3.
62. GaN-based vertical-cavity surface-emitting lasers with AlInN/GaN distributed Bragg reflectors / Tetsuya Takeuchi [et al.] // *Rep. Prog. Phys.* - 2018.

63. Nonpolar III-nitride vertical-cavity surface emitting lasers with a polarization ratio of 100% fabricated using photoelectrochemical etching / C. O. Holder [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2014. - 105. - 031111.
64. Nonpolar III-nitride vertical-cavity surface-emitting lasers incorporating an ion implanted aperture / J. T. Leonard [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2015. - 107. - 011102.
65. Comparison of nonpolar III-nitride vertical-cavity surface-emitting lasers with tunnel junction and ITO intracavity contacts / J.T. Leonard [et al.] // *Proc. of SPIE*. - 2016. - Vol. 9748.
66. A 310 nm Optically Pumped AlGaIn Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser / Filip Hjort [et al.] // *ACS Photonics*. - 2021. - 8. - 135-141.
67. High-temperature operation of GaN-based vertical-cavity surface-emitting lasers / Tsu-Chi Chang [et al.] // *Applied Physics Express*. - 2017. - 10. - 112101.
68. Blue 6-ps short-pulse generation in gain-switched InGaIn vertical-cavity surface-emitting lasers via impulsive optical pumping / S. Chen [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2012. - 101. - 191108.
69. Continuous wave operation of current injected GaN vertical cavity surface emitting lasers at room temperature / Tien-Chang Lu [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2010. - 97. - 071114.
70. Blue monolithic AlInN-based vertical cavity surface emitting laser diode on free-standing GaN substrate / Gatien Cosendey [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2012. - 101. - 151113.
71. Electrically Injected Nonpolar GaN-Based VCSELs with Lattice-Matched Nanoporous Distributed Bragg Reflector Mirrors / S. M. Mishkat-Ul-Masabih [et al.] // *Appl. Phys. Express*. - 2019.
72. Room temperature continuous wave lasing of electrically injected GaN-based vertical cavity surface emitting lasers / Wen-Jie Liu [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* - 2014. - 104. - 251116.
73. Progress and challenges in electrically pumped GaN-based VCSELs / E. Haglund [et al.] // *Proc. SPIE 9892, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VII*. - 2016. - 98920Y.
74. Козловский, В.И. Полупроводниковый лазер на основе квантоворазмерных гетероструктур с продольной накачкой электронным пучком: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / Козловский Владимир Иванович. - Москва, 2009. - 300 с.
75. Optical in-well pumping of a semiconductor disk laser with high optical efficiency / S.-S. Beyertt, M. Zorn [et al.] // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2005. - 41 (12). - 1439-1449.
76. Resonant optical in-well pumping of an (AlGaIn)(AsSb)-based vertical-external-cavity surface-emitting laser emitting at 2.35 μm / N. Schulz, M. Rattunde, C. Ritzenthaler [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2007. - 91 (9). - 091113-091113-3.
77. An improved active region concept for highly efficient GaSb-based optically in-well pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers / N. Schulz [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2008. - 93. - 181113-181113-3.

78. 2.5 W continuous wave output at 665 nm from a multipass and quantum-well-pumped AlGaInP vertical-external-cavity surface-emitting laser / C. Mateo, U. Brauch, H. Kahle [et al.] // *Optics Letters*. - 2016. - 41 (6). - 1245.
79. Иванов, С. В. Полупроводниковые квантоворазмерные гетероструктуры на основе широкозонных соединений A₂B₆: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / Иванов Сергей Викторович. - Санкт-Петербург, 2000. - 295 с.
80. Гронин, С. В. Низкопороговые лазерные гетероструктуры зеленого и желтого спектрального диапазона на основе квантовых точек CdSe/Zn(Cd)Se, выращенные на арсениде галлия методом молекулярно-пучковой эпитаксии: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Гронин Сергей Вячеславович. - Санкт-Петербург, 2015. - 154 с.
81. Забежайлов, А. О. Молекулярно-пучковая эпитаксия соединений A₂B₆ для лазеров видимого и среднего инфракрасного диапазонов: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Забежайлов Андрей Олегович. - Москва, 2008. - 144 с.
82. Виноградова, К. А. Технология и характеристики мощных ультрафиолетовых светодиодных сборок «чип на плате»: Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук / Виноградова Ксения Анатольевна - Санкт-Петербург, 2014. - 119 с.
83. Современные направления развития источников УФ-излучения бактерицидного диапазона / А. С. Бугаев [и др.] // *Вестник Московского государственного областного университета*. Серия: Физика-Математика. - 2017. - № 4. - С. 24-38.
84. Cooke, M. Going deep for UV sterilization LEDs / M. Cooke // *Semiconductors Today*. - 2010. - Vol. 5. - No. 3. - PP. 82-88.
85. Reliability Analysis of AlGaN-Based Deep UV-LEDs / M. Maraj [et al.] // *Nanomaterials*. - 2022. - 12. - 3731.
86. AlGaN ultraviolet micro-LEDs / X. Shan, S. Zhu, P. Tian, E. Xie, J. J. D. McKendry, E. Gu, M. D. Dawson // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. - 2022. - 58 (4). - 1-14.
87. Махлярчук, В.В. (перевод с англ.) Ультрафиолетовое излучение (Гигиенические критерии состояния окружающей среды 160) / В.В. Махлярчук // Всемирная организация здравоохранения Женева. - 1995.
88. Type-II vertical-external-cavity surface-emitting laser with Watt level output powers at 1.2 μm / C. Moller, C. Fuchs, C. Berger [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2016. - 108. - 071102.
89. Berger, C. Microscopic Theory of Semiconductor Laser Material Systems: Doctor of Philosophy / Christian Berger. - University of Marburg (Lahn), 2016.
90. Fundamental transverse mode operation of a type-II vertical-external-cavity surface-emitting laser at 1.2 μm / C. Moller, F. Zhang [et al.] // *Electronics Letters*. - 2017. - Vol. 53. - № 2. - PP. 93-94.

91. Gain spectroscopy of a type-II VECSEL chip / C. Lammers, M. Stein, C. Berger [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2016. - 109 (23). - 232107.
92. Лазерная электронно-лучевая трубка на основе сверхрешетки ZnCdSe/ZnSe, работающая при $T = 300$ К / Н.Г. Басов, Е.М. Дианов, В.И. Козловский [и др.] // *Квантовая электроника*. - 1995. - 22. - № 8. - С. 756-758.
93. Полупроводниковый лазер с продольной накачкой электронным пучком на основе квантоворазмерной структуры ZnCdSe/ZnSe, выращенной на подложке ZnSe молекулярно-пучковой эпитаксией / В.И. Козловский, П.А. Трубенко, Е.М. Дианов [и др.] // *Квантовая электроника*. - 1998. - 25. - № 4. - С. 305-307.
94. Исследование квантовых ям в системе ZnCdSe/ZnSe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках ZnSe / В.И. Козловский, П.А. Трубенко, А.С. Артемов [и др.] // *ФТП*. - 1997. - 31 (6). - С. 641-647.
95. Наноструктура на основе ZnSe/ZnMgSSe для лазерной электронно-лучевой трубки в синей области спектра / И.П. Казаков, В.И. Козловский, В.П. Мартовицкий [и др.] // *Квантовая электроника*. - 2007. - 37. - № 9. - С. 857-862.
96. Optical studies of thermally activated vertical hole transport in ZnCdSe/ZnSSe superlattice / A. Lebedev, S. Sorokin, A. Toropov [et al.] // *Acta Phys. Polon. A*. - 1998. - 94. - № 3. - PP. 421-424.
97. Лазеры зеленого спектрального диапазона на основе CdSe/ZnSe наноструктур с накачкой электронным пучком с энергией менее 10 кэВ / М.М. Зверев, Н.А. Гамов, Е.В. Жданова [и др.] // *Письма в ЖТФ*. - 2007. - 33 (24). - С. 1-7.
98. Санников, Д. А. Эпитаксия низкоразмерных гетероструктур соединений A₂B₆ и создание лазеров с катодно-лучевой накачкой на их основе: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Санников Денис Александрович. - Москва, 2006.
99. Козловский, В.И. Наноразмерные гетероструктуры ZnCdS/ZnSSe для полупроводниковых лазеров / В.И. Козловский [и др.] // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. - 2008. - №2.
100. Kozlovsky, V. I. / Cathodoluminescence and Current DLTS of MOVPE-Grown ZnCdS/ZnSSe SQW Structures / V. I. Kozlovsky, D. A. Sannikov, V. G. Litvinov // *Journal of the Korean Physical Society*. - 2008. - Vol. 53. - No. 5. - PP. 2864-2866.
101. Conduction band offset of the CdS/ZnSe heterostructure / A. Dinger, S. Petillon, M. Grün, M. Hetterich, C. Klingshirn // *Semicond. Sci. Technol.* - 1999. - 14. - 595-598.
102. Investigation of energy band gap and optical properties of cubic CdS epilayers / D.J. Kim [et al.] // *Applied Surface Science*. - 2008. - 254 (22). - 7522-7526.
103. Hernandez-Calderon, I. Epitaxial growth of thin films and quantum structures of II-VI visible-bandgap semiconductors / I. Hernandez-Calderon // Chapter 14, *Molecular Beam Epitaxy*, Elsevier Inc. - 2013.

104. Hernandez-Calderon, I. Optical properties and electronic structure of wide band gap II-VI semiconductors / I. Hernandez-Calderon // Chapter 4, in II-VI Semiconductor Materials and their Applications, Taylor and Francis New York. - 2002. - 113-170.
105. Wei, S.-H. Band offsets and optical bowings of chalcopyrites and Zn-based II-VI alloys / Su-Huai Wei, Alex Zunger // J. Appl. Phys. - 1995. - 78 (6).
106. Adachi S. Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors: monography / S. Adachi ; Gunma University (Gunma, Japan). - 2009.
107. Ayers, J. E. Heteroepitaxy of semiconductors: theory, growth, and characterization: monography / J. E. Ayers ; USA. - 2007.
108. Molecular beam epitaxy of CdS/ZnSe heterostructures / S. Petillon [et al.] // Journal of Crystal Growth. - 1999. - 201/202. - 453-456.
109. Heteroepitaxy of semiconductors: theory, growth, and characterization: monography / John E. Ayers, Tedi Kujofsa, Paul Rango, and Johanna E. Raphael ; USA. - 2017.
110. Benkabou, F. Atomistic study of zinc-blende CdS, CdSe, ZnS, and ZnSe from molecular dynamics / F. Benkabou, H. Aourag, M. Certier // Materials Chemistry and Physics. - 2000. - 66.
111. Лучинина, В.В. Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, приборы»: монография / Под ред. В.В. Лучинина, Ю.М. Таирова М.; ФИЗМАТЛИТ. - 2006. - 552 с.
112. Optical properties of $Zn_{1-x}Mg_xS_ySe_{1-y}$ epitaxial layers for blue-green laser applications / U. Lunz [et al.] // J. Appl. Phys. - 1995. - Vol. 77. - No. 10.
113. Strained InGaAs/GaPAsSb heterostructures grown on GaAs (001) for optoelectronic applications in the 1100-1550 nm range / W. Braun [et al.] // J. Appl. Phys. - 2000. - 88. - №5. - 3004-3014.
114. Park, S.-H. Optical Gain of Type-II 1.55- μ m GaAsSb/InGaAs/GaAs Trilayer Quantum Wells / S.-H. Park // Journal of the Korean Physical Society. - 2008. - Vol. 53. - No. 4. - PP. 1886-1890.
115. Dependence of optical gain on crystal orientation in surface-emitting lasers with strained quantum wells / T. Ohtoshi [et al.] // Appl. Phys. Lett. - 1994. - 65. - 1886-1887.
116. Kleinman, D. A. Band-gap renormalization in semiconductor quantum wells containing carriers / D. A. Kleinman and R. C. Miller // Physical Review B. - 1985. - 32. - № 4. - 2266-2272.
117. Optical gain in (Zn,Cd)Se-Zn(S,Se) quantum wells / F. P. Logue [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. - 1998. - Vol. 15. - No. 4. - PP. 1295-1304.
118. Toshihiko, M. Analytical Formulas for the Optical Gain of Quantum Wells / Makino Toshihiko // IEEE Journal of Quantum Electronics. - 1996. - Vol. 32. - NO. 3. - 493-501.
119. First-principle calculations of structural and optoelectronic properties of cubic $Cd_xZn_{1-x}S_ySe_{1-y}$ quaternary alloys with modified Becke-Johnson (mBJ) functional / S. Chanda [et al.] // Indian J Phys. - 2020.

120. Electronic and optical properties of ternary alloys $Zn_xCd_{1-x}S$, $Zn_xCd_{1-x}Se$, ZnS_xSe_{1-x} , $Mg_xZn_{1-x}Se$ / K. Benchikh [et al.] // *Materials Science-Poland*. - 2017.
121. Zinc concentration effect on structural, optical and electrical properties of $Cd_{1-x}Zn_xSe$ thin films / Yunus Akaltun [et al.] // *Materials Research Bulletin*. - 2012. - 47. - 3390-3396.
122. Бутаев, М.Р. Полупроводниковый лазер с оптической накачкой на основе наноразмерной гетероструктуры $CdS/ZnSe$ с разрывами зон второго типа / М.Р. Бутаев, В.И. Козловский, Я.К. Скасырский // *Квантовая электроника*. - 2020. - 50 (7). - 683-687.
123. Diffusion of Cd, Mg and S in ZnSe-based quantum well structures / M. Straßburg, M. Kuttler, U.W. Pohl, D. Bimberg // *Thin Solid Films*. - 1998. - 336. - 208-212.
124. Владимиров, В.С. Уравнения математической физики: уч. пос. // В.С. Владимиров ; Москва, Наука - 1971.
125. Salazar-Tovar, M. U. / Observation of a non-constant Cd diffusion coefficient during the thermal annealing of $Zn_{1-x}Cd_xSe$ quantum wells / M. U. Salazar-Tovar, F. S. I. Hernansez-Calderon // *J. of Alloys and Compounds*. - 2020. - 846. - 155698.
126. Calculation of the size-quantization levels in strained $ZnCdSe/ZnSe$ quantum wells / M.V. Maksimov [et al.] // *Semiconductors*. - 1997. - 31 (8). - 800-803.
127. Оптические свойства полупроводников: учеб. пособие / В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко ; Киев, Наукова думка. - 1987. - 429 с.
128. Шалимова, К. В. Физика полупроводников: уч. пос. // К. В. Шалимова; Издательство «Лань» (4-е изд., стер.). - СПб. - 2010. - 400 с.
129. Козловский В.И. Моделирование парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений пленок CdS , $CdSe$, $ZnSe$ и ZnS : Препринт-19 / В.И. Козловский, Д.И. Санников ; Москва. - 2006.
130. Акчурина Р.Х. МОС-гидридная эпитаксия в технологии материалов фотоники и электроники: печат. книга / Р.Х. Акчурина, А.А. Мармалюк; Техносфера. - Москва. - 2018. - 488 с.
131. Stringfellow, G. B. *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice: monography* / G. B. Stringfellow; 2nd ed. - 1999.
132. Zilko, J. L. *Metal Organic Chemical Vapor Deposition: Technology and Equipment: monography* / J. L. Zilko; Chapter 4, *Handbook of Thin Film Deposition Processes and Techniques: Principles, Methods, Equipment and Applications*, 2nd ed. (Ed. by Krishna Seshan). - 2002.
133. A new look at $ZnSe/GaAs$ heterostructures / D. Walsh, K. Maturuk, M. Benzaquen and P. Weissfloch // *Semicond. Sci. Technol.* - 1988. - 3. - 116-119.
134. Sviridov, D.E. Toward reliable photoconductive atomic force / D.E. Sviridov, V.I. Kozlovsky // *J. Vac. Sci. Technol.* - 2016. - B34. - 061801.

135. Бондарев, В. Ю. Полупроводниковый лазер с катодно-лучевой накачкой на основе низкоразмерных структур с резонансно-периодическим усилением: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Бондарев Вадим Юрьевич. - Москва, 2004.
136. MOVPE growth and study of ZnCdSe/ZnSSe MQW structures for green VCSELs / P.I. Kuznetsov [et al.] // *Phys. Stat. Sol. (c)*. - 2006. - Vol. 3. - No. 4. - PP. 771-775.
137. Sub-kHz-linewidth VECSELs for cold atom experiments / P.H. Moriya, Y. Singh, K. Bongs, J.E. Hastie // *Optics Express*. - 2020. - 28 (11). - PP. 15943-15953.
138. Попов, Ю. М. Методы получения состояний с отрицательной температурой в полупроводниках / Ю. М. Попов // *Труды ФИАН*. - 1965. - Т. 31. - С. 3-73.
139. Goldberg, Yu.A. Handbook Series on Semiconductor Parameters: monography / Yu.A. Goldberg (M. Levinshtein, S. Romyantsev and M. Shur, ed.); - World Scientific, London. - 1999. - Vol. 2. - PP. 1-36.
140. Saxena, A.K. The conduction band structure and deep levels in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys from a high-pressure experiment / A.K. Saxena // *J. of Physics C: S.S.P.* - 1980. - 13 (23). - PP. 4323-4334.
141. Determination of Γ -X transfer rates in type II (Al)GaAs/AlAs superlattices / J. Feldmann [et al.] // *Surface Science*. - 1990. - 229. - PP. 452-455.
142. Optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, R. J. Bhat // *Applied Physics*. - 1986. - 60. - PP. 754-767.
143. Violet-green laser converter based on MBE grown II-VI green lasers with multiple CdSe quantum dot sheets, pumped by InGaN laser diode / E.V. Lutsenko, S.V. Sorokin [et al.] // *Phys. Stat. Sol. (b)* - 2010. - Vol. 247. - № 6. - PP. 1557-1560.
144. Power scaling and thermal lensing in 825 nm emitting membrane external-cavity surface-emitting lasers / Phung Hoy-My [et al.] // *Optics Letters*. - 2020. - 45. - PP. 547-550.
145. Бутаев, М.Р. Наносекундный полупроводниковый дисковый лазер с длиной волны излучения 496,5 нм / М.Р. Бутаев [и др.] // *Квантовая электроника*. - 2020. - 50 (10). - С. 895-899.
146. Бутаев, М.Р. Полупроводниковый лазер на основе гетероструктуры CdS/ZnSe с продольной оптической накачкой излучением лазерного диода / М.Р. Бутаев [и др.] // *Квантовая электроника*. - 2022. - 52. - № 4.
147. AlGaInAs/InP eye-safe laser pumped by a Q-switched Nd:GdVO₄ laser / S.C. Huang [et al.] // *Applied Physics B*. - 2009. - Vol. 94. - PP. 483-487.
148. Vertical-external-cavity surface-emitting 625-nm laser upon optical pumping of an InGaP/AlGaInP nanostructure with a Bragg mirror / V.I. Kozlovsky [et al.] // *Quantum Electronics*. - 2009. - 39 (8). - PP. 731-734.

149. Pulsed pumping of semiconductor disk lasers / N. Hempler [et al.] // Opt. Express. - 2007. - 15 (6). - PP. 3247-3256.
150. Butaev, M.R. Optical gain in CdS/ZnSe/ZnSSe heterostructures with type II band offsets / M.R. Butaev, V.I. Kozlovsky, Y.K. Skasyrsky // Optics and Laser Technology. - 2023. - 158. - 108890.
151. Quantum microcavities in II-VI semiconductors: strong coupling regime in vertical cavity lasers / P. Kelkar [et al.] // J. Cryst. Growth. - 1998. - 184/185. - PP. 745-749.