

**Полупроводниковые лазеры:  
физика и технология**

Санкт-Петербург, 13-16 ноября 2012 года

**МАТЕРИАЛЫ 3-ГО СИМПОЗИУМА**

**ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

Санкт-Петербург, 2012

## **Симпозиум организован**

Федеральным государственным бюджетным учреждением науки Физико-техническим институтом им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Санкт-Петербургским академическим университетом — научно-образовательным центром нанотехнологий РАН

### **ПРИ СОДЕЙСТВИИ**

ЗАО НТА «Интеллект»

### **И ПРОВОДИТСЯ ПРИ ФИНАНСОВОЙ ПОДДЕРЖКЕ**

Российского фонда фундаментальных исследований.

НПК «Инжект»

ЗАО «ФТИ-Оптроник»

ООО «Сигм плюс»

ООО «Эльфолюм»

Группа компаний МИЛОН

### **Председатель симпозиума**

**Ж. И. Алферов**

#### **Организационный комитет**

**И.С. Тарасов**, председатель (*ФТИ РАН, СПб*)

**А.Е. Жуков**, сопредседатель (молодежная сессия) (*АУ, СПб*)

**З.Н. Соколова**, секретарь (*ФТИ РАН, СПб*)

**И.Н. Арсентьев** (*ФТИ РАН, СПб*)

**Л.Е. Воробьев** (*СПб ГПУ, СПб*)

**А.Г. Забродский** (*ФТИ РАН, СПб*)

**И.Н. Завестовская** (*ФИАН, Москва*)

**В.В. Кабанов** (*ИФ НАН, Минск*)

**П.С. Копьев** (*ФТИ РАН, СПб*)

**О.Н. Крохин** (*ФИАН, Москва*)

**А.А. Мармалюк** (*НИИ "Полюс", Москва*)

**Г.Т. Микаелян** (*ОАО «НПП "Инжект"», Саратов*)

**Ю.М. Попов** (*ФИАН, Москва*)

**Е.Л. Портной** (*ФТИ РАН, СПб*)

**М.Г. Растегаева** (*ФТИ РАН, СПб*)

**В.А. Симаков** (*НИИ "Полюс", Москва*)

**Р.А. Сурис** (*ФТИ РАН, СПб*)

**В.М. Устинов** (*ФТИ РАН, СПб*)

**Г.П. Яблонский** (*ИФ НАН, Минск*)

**Ю.П. Яковлев** (*ФТИ РАН, СПб*)

© ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2012

## Спонсоры



Российский фонд фундаментальных исследований



НПК «Инжект», Саратов



ЗАО «ФТИ-Оптроник»



ООО «Сигм Плюс»



ООО «Эльфолюм»



Группа компаний МИЛОН:  
ООО «МИЛОН лазер» Санкт-Петербург,  
ООО «Квалитек» Москва

## Окрестности ФТИ им. А.Ф. Иоффе



## **Программа симпозиума**

*13 ноября, вторник  
Санкт-Петербургский Академический университет.  
Актальный зал.*

**9:00 – 11.00** *Регистрация*

**11:00** Ж.И. Алферов.

*Открытие симпозиума*

**11:30** О.Н. Крохин.

*Роль и место полупроводниковых лазеров в развитии квантовой электроники.*

**11:50** Ю.М. Попов.

*50-летие инжекционного лазера (по материалам юбилейной сессии в Великобритании)*

**12:10** Е.Л. Портной.

*Полупроводниковые лазеры – первое десятилетие.*

**12:30** *Coffee break*

### ***Секция «Мощные полупроводниковые лазеры, лазерные линейки и решетки».***

**12:50** Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Шашкин, Д.А. Веселов, И.С. Тарасов.

*Мощные непрерывные и импульсные полупроводниковые лазеры.*

**13:10** А.А. Мармалюк, А.А. Андреев, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.С. Мешков, А.Н. Морозюк, С.М. Сапожников, В.А. Симаков, К.Ю. Телегин, И.В. Яроцкая.

*Линейки лазерных диодов ( $\lambda=808$  нм) на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs.*

**13:30** В.В. Безотосный, В.Ю. Бондарев, О.Н. Крохин, В.А. Олещенко, В.Ф. Певцов, Ю.М. Попов, Е.А. Чешев.

*Мощные инжекционные лазеры спектральных диапазонов 808, 980 и 1064 нм.*

**13:50** *Обед*

**14:50** В.П. Коняев, М.В. Зверков, В.В. Кричевский, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк.

*Решетки лазерных диодов с повышенной мощностью и яркостью импульсного излучения на основе эпитаксиально-интегрированных гетероструктур.*

**15:10** В.А. Симаков, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.А. Мармалюк, А.С. Мешков, С.М. Сапожников.

*Многоспектральные решетки лазерных диодов для твердотельных лазеров без принудительной термостабилизации.*

**15:30** М.А. Ладугин, Ю.П. Коваль, А.А. Мармалюк, В.А. Петровский.

*Импульсные лазерные решетки спектрального диапазона 850-870 нм на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs с узкими и широкими волноводами.*

**15:50** Г.И. Рябцев, М.В. Богданович, А.В. Григорьев, В.В. Кабанов, Е.В. Лебедев, К.В. Лепченков, А.Г. Рябцев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, М.А. Щемелев.

*Оптимизация параметров мощных лазерных диодных линеек для накачки твердотельных лазеров.*

16:10 *Coffee break*

**Секция «Полупроводниковые лазеры видимого и УФ диапазонов».**

16:30 Е.В. Луценко, А.Г. Войнилович, Н.В. Ржеуцкий, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, С.В. Иванов.

*Полупроводниковый  $A^3N-A^2B^6$  лазерный микрочип-конвертер желто-зеленого спектрального диапазона.*

16:50 В.Н. Жмерик, Д.В. Нечаев, А.А. Торопов, Т.В. Шубина, Е.А. Шевченко, В.В. Ратников, А.А. Ситникова, П.С. Копьев, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, С.В. Иванов.

*Лазерные AlGaIn гетероструктуры с оптическим возбуждением для глубокого ультрафиолетового диапазона.*

17:10 С.В. Гронин, С.В. Сорокин, И.В. Седова, Г.В. Клишко, С.В. Иванов, Е.В. Луценко, А.Г. Войнилович, Г.П. Яблонский.

*Лазерные гетероструктуры ZnMgSSe с квантовыми точками CdSe для высокоэффективных сине-зеленых лазерных конвертеров  $A^2B^6/A^3N$ .*

14 ноября, среда  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе.  
Зал им.В.Е. Голанта (корпус «Туман»).

**Секция «Физические процессы в полупроводниковых лазерных структурах с квантовыми точками и квантовыми ямами».**

**10:00** В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский.

*Волноводный эффект квантовых ям в полупроводниковых лазерах.*

**10:20** З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян.

*Влияние захвата электронов и дырок в квантовые ямы на характеристики полупроводникового лазера.*

**10:40** М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, А.Е. Жуков, А.В. Савельев, В.В. Коренев, Ф.И. Зубов, Н.Ю. Гордеев, Д.А. Лившиц.

*Подавление генерации через возбужденное состояние в лазерах на квантовых точках путем модулированного легирования активной области.*

**11:00** А.В. Савельев, М.В. Максимов, А.Е. Жуков.

*Выжигание пространственных дыр и стабильность многомодового излучения лазеров с квантовыми точками.*

**11:20** *Coffee break*

**11:40** Е.А. Аврутин, Б.С. Рывкин

*Нелинейное сопротивление волноводного слоя мощных полупроводниковых лазеров: аналитическая модель и влияние на характеристики прибора.*

**12:00** С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов

*Модовая структура в дальнем поле излучения лазера с выходом излучения через подложку.*

**12:20** В.А. Кукушкин.

*Наногетеролазер с ненапряжёнными квантовыми ямами, генерирующий в основном ТМ-поляризованное излучение.*

**12:40** Л.А. Кулакова, Н.С. Аверкиев

*Диагностика тонкого спектра в квантовой яме лазерных гетероструктур ультразвуковой деформацией.*

**13:00** *Экскурсия по ФТИ им.А.Ф. Иоффе*

**13:30** – *Обед*

**14:30** – *Экскурсия*

*15 ноября, четверг*  
*Санкт-Петербургский Академический университет.*  
*Актный зал.*

**Секция «Различные конструкции полупроводниковых лазеров».**

- 10:30** М.С. Буяло, И.М. Гаджиев, А.Ю. Егоров, Н.Д. Ильинская, Е.Л. Портной.  
*Две области существования пассивной синхронизации мод в лазерах со связанными квантовыми ямами.*
- 10:50** С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, А.Ю. Лешко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов.  
*Полупроводниковые модуляторы мощного лазерного излучения на основе принципов внутрирезонаторных модовых переключений.*
- 11:10** В.П. Дураев, С.В. Медведев.  
*Перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры.*
- 11:30** А.А. Ангелуц, М.Г. Евдокимов, В.Г. Тункин, А.П. Шкуринов, С.Ю. Саркисов, В.В. Безотосный, М.В. Горбунков, А.Л. Коромыслов, М.С. Кривонос, Е.А. Чешев.  
*Генерация разностной частоты 1,63 ТГц излучения двухчастотного Nd:YLF лазера в кристалле GaSe.*
- 11:50** *Coffee break*
- 12:10** В.И. Козловский, О.Г. Охотников.  
*Непрерывный полупроводниковый дисковый лазер на гетероструктуре GaInAs/GaAs с накачкой электронным пучком.*
- 12:30** А.А. Донцов, А.М. Монахов, Н.С. Аверкиев.  
*Моды шепчущей галереи в неидеальных дисковых резонаторах.*
- 12:50** Ю.П. Яковлев, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, М.И. Ларченков, Е.А. Гребенщикова, А.Н. Баранов.  
*Перестраиваемые по частоте полупроводниковые лазеры на модах шепчущей галереи.*
- 13:10** Е.А. Гребенщикова, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, Ю.П. Яковлев.  
*Методы получения высокодобротных резонаторов для лазеров на модах шепчущей галереи (WGM-лазеров).*
- 13:30** *Обед*

**Секция «Квантово-каскадные лазеры»**

- 14:30** А.А. Богданов, Р.А. Сурис.  
*Теоретический анализ потерь на свободных носителях в квантовом каскадном лазере.*
- 14:50** М.П. Теленков, Ю.А. Митягин, П.Ф. Карцев.  
*Динамика носителей и вынужденные излучательные переходы терагерцового диапазона между уровнями ландау в каскадных структурах из квантовых ям GaAs/AlGaAs в наклонном магнитном поле.*
- 15:10** Г.Г. Зегря, Н.В. Ткач, И.В. Бойко, Ю.А. Сети.  
*Коротковолновые  $\lambda \sim 3\text{-}4$  мкм квантово каскадные лазеры, работающие при температурах до 400 К.*
- 15:30** К.В. Малышев.  
*Терагерцовый лазер на квазипериодических сверхрешетках.*



*15:50 Coffee break*

***Секция «Исследования полупроводниковых лазерных и диэлектрических структур».***

***16:10*** Е.В. Лебедев, Т.В. Безъязычная, В.М. Зеленковский, В.В. Кабанов, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, М.А. Щемелев.

*Влияние содержания индия на свойства дефектов в соединениях InGaAs, InGaN.*

***16:30*** М.Е. Бойко, М.Д. Шарков, А.М. Бойко, С.Г. Конников.

*Доменная структура рабочего материала лазеров на основе GaN/SiC.*

***16:50*** В.П. Дзюба, Ю.Н. Кульчин, В.А. Миличко.

*Аномальная оптическая нелинейность диэлектрических наносистем.*

*Деформирование формы наносферы и квантово-размерные состояния частицы в ней.*

***19:00*** *Конференционный ужин.*

16 ноября, пятница  
Санкт-Петербургский Академический университет.  
Актовый зал.

**Секция «Вертикально-излучающие полупроводниковые лазеры».**

- 11:00** С.А. Блохин, И.И. Новиков, Л.Я. Карачинский, А.Г. Кузьменков, Н.А. Малеев, Д. Лотт, Н.Н. Леденцов, Д. Бимберг.  
*Надежные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 850 нм для передачи данных на скорости 25 Гбит/с по оптоволокну длиной более 100 м при температуре 85°C.*
- 11:20** Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, И.И. Засавицкий.  
*Лазеры с вертикальным выводом излучения ( $\lambda \sim 4-5$  мкм) на основе PbEuTe/EuTe.*

**11:40 – 14:20 – Стендовая секция**

**12:40** *Coffee break*

**Секция «Применение полупроводниковых излучателей в биологии и медицине».**

- 13:00** Г.Ю. Сотникова, С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, А.А. Капралов, А.Л. Тер-Мартirosян.  
*Встроенная система контроля температуры объекта, нагреваемого излучением мощных твердотельных, волоконных или диодных лазеров с волоконным выходом.*
- 13:20** С.Н. Лосев, В.В. Дюделев, А.Г. Дерягин, В.И. Кучинский, В. Сиббет, Э.У. Рафаилов, Г.С. Соколовский.  
*Оптический захват и манипулирование биологическими объектами при помощи нерасходящихся (Бесселевых) лучей полупроводниковых лазеров.*
- 13:40** И.В. Куликова, С.П. Малюков.  
*Разработка модели взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями.*
- 14:00** В.В. Безотосный, С.Д. Захаров, Е.А. Чешев, А.С. Юсупов.  
*Применение диодных лазеров в светокислородной терапии рака.*

**Заккрытие симпозиума.**

- 14:20** И.С. Тарасов.  
*Итоги симпозиума.*

**Молодежная стендовая секция (16 ноября, пятница 11:40 – 14:20).**

1. Е.А. Артемов, А.С. Артёмов.  
*Наносовершенная поверхность подложек и мишеней для создания полупроводниковых лазеров.*
2. Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк.  
*Гетероструктуры InGaAs/GaAsP/AlGaAs ( $\lambda=1030-1060$  нм) с компенсирующими слоями GaAsP.*
3. Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, С.М. Сапожников, В.А. Симаков, А.В. Соловьева, В.П. Коняев.  
*Лазерные диоды, линейки и решетки InGaAs/AlGaAs/GaAs, излучающие на длине волны 0.94 мкм.*
4. Л.Е. Воробьев, М.Я. Винниченко, Д.А. Фирсов, G. Belenky, L. Shterengas, D. Wang, G. Kipshidze.  
*Концентрация носителей заряда и их разогрев в Sb-содержащих лазерных наноструктурах в режиме спонтанного и индуцированного излучения.*
5. А.Г. Войнилович, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, С.В. Иванов.  
*Оптически накачиваемые лазеры на основе гетероструктур с квантовыми точками ZnCdSe/ZnSe, излучающие в желто-зеленом спектральном диапазоне.*
6. В.В. Золотарев, В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов.  
*Внутренний брэгговский отражатель с большим периодом для селекции продольных мод в полупроводниковом лазере.*
7. Ф.И. Зубов, А.Е. Жуков, Л.В. Асрян, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, Н.В. Крыжановская, К. Yvind, Е.С. Семёнова.  
*Влияние асимметричных барьерных слоев на основные приборные характеристики лазеров с квантоворазмерной активной областью.*
8. Е.Д. Колыхалова, В.В. Дюделев, А.Г. Дерягин, В.М. Максимов, А.М. Надточий, В.И. Кучинский, С.С. Михрин, Д.А. Лившиц, Е.А. Викторов, Т. Эрню, Г.С. Соколовский.  
*Задержка включения в лазерах на квантовых точках.*
9. В.В. Коренев, А.В. Савельев, А.Е. Жуков, А.В. Омельченко, М.В. Максимов  
*Многоуровневая генерация в полупроводниковых лазерах на квантовых точках InAs/InGaAs: теория и эксперимент.*
10. Г.А. Варев, В.В. Безотосный, В.А. Олещенко.  
*Применение мощных лазерных диодов спектрального диапазона 800 -1064 нм в лазерных медицинских аппаратах.*
11. Н.В. Ржеуцкий, Е.В. Луценко, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, Д.А. Нечаев, В.Н. Жмерик, С.И. Иванов.  
*УФ генерация в AlGaN гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на сапфировых подложках.*
12. А.А. Бирюков, Д.Е. Святошенко.  
*InGaAs/GaAs вертикально излучающие лазеры с оптической накачкой и совмещенным полупроводниковым резонатором.*

**Стендовая секция (16 ноября, пятница 11:40 – 14:20).**

1. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков.  
*Эффективность токовой инжекции в полупроводниковых лазерах с волноводом из квантовых ям.*
2. А.А. Афоненко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов  
*Эффективность вертикального вывода излучения из волновода полупроводниковых лазеров с дифракционной решеткой.*
3. В.Г. Днепровский, Г.Я. Карапетьян.  
*Исследование возможности использования МДПМ структур для охлаждения полупроводниковых лазеров.*
4. П.В. Середин, Э.П. Домашевская, А.С. Леньшин, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Н. Leiste, M. Rinke.  
*Структурные и оптические свойства мос-гидридных эпитаксиальных гетероструктур на основе  $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ .*
5. В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, О.Г. Охотников, Ю.П. Подмарьков, Ю.М. Попов, Ю. Раутиайнен, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов.  
*Непрерывный лазер на кристалле  $Cr^{2+}:CdSe$  с накачкой полупроводниковым дисковым лазером.*

# ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ – ПЕРВОЕ ДЕСЯТИЛЕТИЕ

Е.Л. Портной

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: (812) 297-7376, эл. почта: [Efim@portnoi.ioffe.ru](mailto:Efim@portnoi.ioffe.ru)

Началом эпохи полупроводниковых лазеров считают осень 1962 года, когда практически одновременно были опубликованы 4 статьи о наблюдении стимулированного излучения в арсениде галлия [1-4]. Теоретические работы по получению инверсной заселенности при инжекции носителей тока в р-п переходе были выполнены гораздо раньше [5, 6], однако в этих работах не делалось различия между прямыми и непрямыми полупроводниками, а в качестве объекта экспериментальной реализации рассматривался германий. Нужно отметить, что впервые попытка получить стимулированное излучение в диоде из GaAs была предпринята в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в начале 1962 года [7]. В этой работе был предложен также метод выявления инверсной заселенности по форме спектра излучения, однако наблюдавшееся сужение спектра люминесценции при сильной инжекции было незначительным и не было однозначно приписано достижению инверсной заселенности.

Инжекционные лазеры с р-п переходом характеризовались очень высокими значениям пороговой плотности тока и работали импульсном режиме при температуре жидкого азота. Это стимулировало поиски путей их совершенствования. Уже в марте 1963 были предложены лазеры на гетеропереходах, которые могли бы существенно улучшить параметры инжекционных полупроводниковых лазеров [8, 9]. Однако успех в этом направлении наметился только через 5 лет, когда впервые была продемонстрирована возможность эффективной инжекции в гетеропереходе nAlGaAs-p GaAs [10]. В конце 1968 был достигнут низкий порог генерации при комнатной температуре в двойной гетероструктуре в системе AlGaAs [11] и весной 1970 в таких лазерах был продемонстрирован непрерывный режим генерации при комнатной температуре [12]. В докладе будут рассмотрены некоторые подробности почти десятилетнего пути полупроводникового лазера от импульсного режима при температуре жидкого азота до непрерывного режима при комнатной температуре.

### Литература

- [1] R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley et al., Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962).
- [2] M.I. Nathan, W.P. Dumke, G. Burns et al., Appl.Phys. Lett. 1, 62 (1962).
- [3] N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua, Appl. Phys. Lett., 1, 82, (1962).
- [4] T.M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes et al., Appl.Phys. Lett., 1, 91 (1962).
- [5] J. von Neumann, "Notes on the photon-disequilibrium-amplification scheme," an unpublished manuscript written before September 16, 1953.
- [6] N.G. Basov, O.N. Krokhin, and Yu.M. Popov, Zh. Eksp. Theor. Fiz. 40, 1879 (1961).
- [7] D.N. Nasledov, A.A. Rogachev, S.M. Ryvkin et al., Fiz. Tver.Tela 4, 1062 (1962).
- [8] Zh. I. Alferov and R.F. Kazarinov, "Semiconductor laser with electric pumping", Inventor's Certificate No.181737 (in Russian), Application No.950840, March 30, 1963;
- [9] H. Kroemer, Proc. IEEE 51, 1782 (1963).
- [10] Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, E.L. Portnoi et al., FTP 2(7), 1016 (1968).
- [11] Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, E.L. Portnoi, M.K. Trukan, FTP. 3(9), 1328 (1969).
- [12] Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, D.Z. Garbuzov et al., FTP 4(9) 1826 (1970).

# МОЩНЫЕ НЕПРЕРЫВНЫЕ И ИМПУЛЬСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова,  
И.С. Шашкин, Д.А. Веселов, **И.С. Тарасов**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел./факс. (812) 292-73-79, эл. почта: Tarasov@hpld.ioffe.ru

В докладе исследованы свойства и причины насыщения ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров в непрерывном и импульсном режиме генерации. Показано, что в непрерывном режиме генерации причиной насыщения ватт-амперной характеристики является температурная делокализация носителей заряда в волноводные слои. Увеличение носителей заряда в волноводных слоях лазерной структуры приводит к росту внутренних оптических потерь и токовым утечкам в виде тока излучательной рекомбинации в волноводных слоях. Рост внутренних оптических потерь приводит к снижению дифференциальной квантовой эффективности, а токовые утечки к снижению внутреннего квантового выхода стимулированного излучения в активной области.

В импульсном режиме генерации температурная делокализация носителей заряда в волноводные слои практически исключена. В то же время, при достижении некоторой плотности тока наблюдается насыщение спектральной интенсивности излучения и расширение спектра генерации. Одновременно квазиуровень Ферми электронов достигает дна зоны проводимости волноводного слоя и концентрация носителей заряда в волноводных слоях начинает расти сверхлинейно, что ведет к токовым утечкам в виде излучательной рекомбинации в волноводных слоях. Поэтому насыщение ватт-амперной характеристики в импульсном режиме генерации при высоких уровнях токовой накачки (более  $25 \text{ кА/см}^2$ ) в основном обусловлено снижением внутреннего квантового выхода стимулированного излучения.

Решающим фактором для увеличения линейности ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров, как в непрерывном, так и в импульсном режиме, является увеличение энергетической глубины квантовой ямы активной области в асимметричной гетероструктуре отдельного ограничения с расширенным волноводом и увеличение количества квантовых ям. Это позволяет увеличить температурную стабильность всех лазерных характеристик и снизить вероятность делокализации носителей заряда в волноводные слои в полупроводниковых лазерах и уменьшить падение стимулированного квантового выхода.

Предложенное конструктивно-технологическое решение позволило:

1. Создать асимметричные InGaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктуры отдельного ограничения с длиной волны излучения  $\lambda \sim 1060 \text{ нм}$ , внутренними оптическими потерями  $\alpha \sim 0.2 \text{ см}^{-1}$ , характеристическим параметром  $T_0 = 220 \text{ К}$ .
2. Создать одиночные многомодовые лазеры на основе асимметричных гетероструктур, сохраняющие в непрерывном режиме генерации мощность оптического излучения более 5 Вт до температур более  $140^\circ\text{C}$  и с импульсной выходной мощностью оптического излучения более 150 Вт при комнатной температуре.

## ЛИНЕЙКИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ( $\lambda=808$ НМ) НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaAs/GaAs

А.А. Мармалюк, А.А. Андреев, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.С. Мешков,  
А.Н. Морозюк, С.М. Сапожников, В.А. Симаков, К.Ю. Телегин, И.В. Яроцкая

ОАО НИИ «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, Москва, 117342, ул. Введенского, 3  
тел: (495) 333-3325, факс: (495) 334-4393, эл. почта: A.Marmalyuk@siplus.ru

Широкий круг задач современной науки и техники находит свое решение с использованием твердотельных лазеров на основе YAG:Nd<sup>3+</sup>. В последнее время ведущим способом накачки указанных лазеров является диодная накачка. Для своей реализации она требует создания линеек лазерных диодов с высокими требованиями по выходной мощности и температурной стабильности.

Близкое расположение излучающих областей ЛЛД, особенно при высоком факторе заполнения, и высокие выходные мощности приводят к большому тепловыделению, что приводит к повышению температуры лазерного кристалла даже в квазинепрерывном режиме работы, и, следовательно, к увеличению пороговой плотности тока и снижению дифференциальной квантовой эффективности. Для сохранения выходных характеристик на заданном уровне в этих условиях излучатели должны обладать повышенной температурной стабильностью. В данной работе рассмотрено влияние конструкции эпитаксиальной гетероструктуры на выходные характеристики ЛЛД.

Для этого методом МОС-гидридной эпитаксии были выращены пять лазерных гетероструктур (ГС) AlGaAs/GaAs двух типов: с узким симметричным и расширенным асимметричным волноводом. Дополнительно, в рамках каждого типа гетероструктур варьировалась высота барьера квантовой ямы (КЯ).

Из полученных ГС были изготовлены лазерные элементы с шириной контакта  $W = 80$  мкм и длиной резонатора  $L = 1400$  мкм. Коэффициенты отражения передней и задней граней резонатора с нанесенными оптическими покрытиями равнялись  $R_1 \sim 0.05$  и  $R_2 \sim 0.95$ . Лазерные элементы были собраны в линейки длиной 4 мм из 30 ЛД с коэффициентом заполнения 60 %. Измерения проводились в квазинепрерывном режиме накачки (длительность импульсов составляла 200 мкс, а частота повторения - 20 Гц).

Исследовалось влияние расширения волновода и повышения глубины КЯ на выходные характеристики ЛЛД, в первую очередь температурную стабильность.

Показано, что для ЛЛД на основе ГС с узким волноводом наклон кривой ВтАХ при повышении барьера для носителей заряда в КЯ вырос с 0,9 Вт/А до 1,05 Вт/А при пороговом токе 10-12 А. Тогда как для ЛЛД на основе ГС с расширенным волноводом указанное изменение привело к уменьшению наклона кривой с 1,06 Вт/А до 0,96 Вт/А при пороговом токе 17 А.

Сделан вывод, что подход по снижению внутренних оптических потерь путем расширения волноводных слоев является эффективным инструментом повышения выходной мощности дискретных ЛД, как правило, работающих при высоких рабочих токах в условиях хорошего теплоотвода. В рассматриваемом же случае ЛЛД, когда рабочие токи ниже и из-за близкого расположения излучающих областей тепловыделение существенно выше, а теплоотвод существенно затруднен, ЛЛД на основе расширенных волноводов не могут продемонстрировать свои преимущества. В этой ситуации более действенным является увеличение электронного ограничения в КЯ при сохранении малой толщины волноводных слоев. По этой причине наиболее целесообразной конструкцией ГС для данного применения является геометрия с узким волноводом и глубокой КЯ.

# МОЩНЫЕ ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНОВ 808, 980 И 1064 НМ

В.В. Безотосный, В.Ю. Бондарев, О.Н. Крохин В.А. Олещенко, В.Ф. Певцов,  
Ю.М. Попов, Е.А. Чешев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Ленинский пр., 53  
тел. (499) 132-6126, факс (499) 135-85890, эл. почта victorbe@sci.lebedev.ru

Сферы и масштабы применений мощных лазерных диодов (ЛД) спектральных диапазонов 808 нм, 980 нм и 1064 неуклонно расширяются, захватывая новые позиции. Кроме традиционных применений в информационных системах, навигации и для накачки твердотельных, в том числе волоконных лазеров, эти приборы всё более широко применяются в медицине, в частности в терапии, косметологии, дерматологии, офтальмологии, гинекологии, онкологии, хирургии и других областях. В связи с этим существенно повышаются требования к конструкции и параметрам ЛД, в частности к допускам при монтаже кристалла, точности попадания в заданный спектральный интервал, стабильности получения комплекса выходных параметров ЛД от серии к серии. Основные цели представленной работы заключаются в повышении выходной мощности и надёжности лазеров указанных спектральных диапазонов, совершенствовании их конструктивных параметров, в частности для применения в оптических модулях с волоконным выходом излучения, исследование и устранение причин нестабильности их выходных параметров. Приводятся результаты исследований особенностей монтажа лазерных диодов на длины волн 1064 нм, 980 нм и 808 нм, проблем стабильного получения высоких выходных параметров и их срока службы от партии к партии.

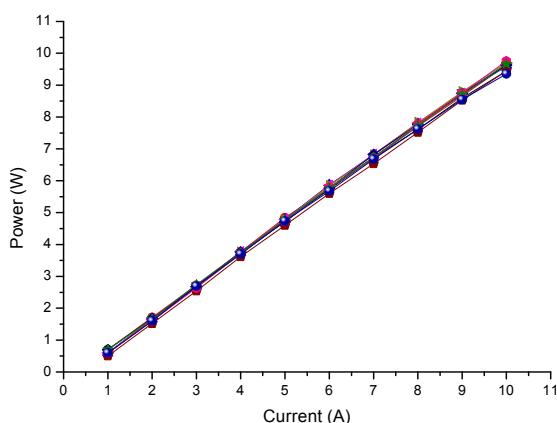


Рис.1. Типичные ВтАх серии из 11 ЛД на длине волны 808 нм.

## Литература

- [1] В.В. Безотосный, В.Ю. Бондарев, О.Н. Крохини др., Квантовая электроника 39, № 3, 241-243 (2009).
- [2] В.И. Безотосный, М.С. Кривонос, Ю.М. Попов и др., Известия высших учебных заведений. Физика. Том 54, февраль № 2/2, 73-78 (2011).



## РЕШЕТКИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТЬЮ И ЯРКОСТЬЮ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНО- ИНТЕГРИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

**В.П. Коняев**, М.В. Зверков, В.В. Кричевский, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк,  
А.А. Падалица, В.А. Симаков, С.М. Сапожников

ОАО НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, Москва, 117342, ул. Введенского, 3  
тел: (495) 333-0224, эл. почта: [vpkonyaev@mail.ru](mailto:vpkonyaev@mail.ru)

Представлены результаты исследований решеток лазерных диодов (РЛД) импульсного режима работы. Средняя мощность импульса излучения составляла 1000 – 1200 Вт при длительности оптического импульса 90 – 130 нс и частоте следования импульсов тока накачки 1 – 20 кГц.

Для создания лазерных диодов (ЛД) были использованы эпитаксиально-интегрированные гетероструктуры InGaAs-GaAlAs, последовательно сформированные на подложках GaAs методом МОС-гидридного выращивания и содержащие несколько активных (излучающих) слоев. Длины волн генерации ЛД определялись составами активных слоев. Ширины мезаполосковых контактов (ширины областей накачки) были  $W = 200$  мкм. Накачка образцов проводилась импульсами тока длительностью 90 - 100 нс. При амплитуде импульса тока накачки 30 – 35 А типичные значения средней мощности импульса излучения равнялись  $P_{\text{имп}} = 70 - 80$  Вт (ЛД с тремя активными областями и длиной волны излучения 900 нм) и  $P_{\text{имп}} = 60 - 65$  Вт (ЛД с тремя активными областями и длиной волны излучения 1060 нм). При этом снижение  $P_{\text{имп}}$  не превышало 5% в диапазоне частот следования импульсов тока накачки 1 - 50 кГц.

Решетки лазерных диодов (РЛД) формировались последовательным монтажом линеек ЛД друг на друге. Расстояние между излучающими областями в линейке (период по горизонтали) составлял 400 мкм. Расстояние между излучающими областями по вертикали было 90 – 110 мкм и определялось толщиной подложки, на которой была сформирована лазерная гетероструктура.

Количество ЛД в линейках изменялось от 2 до 4. Исследуемые РЛД содержали от 3 до 9 линеек, размеры излучающих поверхностей составляли 0.2 - 0.7 мм<sup>2</sup>.

Средняя мощность импульса излучения РЛД-900, содержащей 15 ЛД с длиной волны излучения 900 нм, составляла  $P_{\text{имп}} = 1000 - 1100$  Вт при амплитуде импульсов тока накачки 85 – 100 А. Значения  $P_{\text{имп}}$  РЛД-1060, содержащих 18 ЛД с длиной волны излучения 1060 нм, были 900 – 1000 Вт при амплитудах импульса тока накачки 100 – 120А. С увеличением частоты следования импульсов тока накачки от 1 кГц до 20 кГц снижение величины  $P_{\text{имп}}$  не превышало 15% в обоих типах РЛД.

Увеличение количества линеек по вертикали приводило к ухудшению тепловых и частотных характеристик РЛД. Однако измерения показали, что РЛД, содержащие до 8 линеек, сохраняют работоспособность вплоть до температуры окружающей среды 75 °С, причем соответствующее снижение величины  $P_{\text{имп}}$  относительно значения при комнатной температуре не превышало 20%.

Исследования ресурсных характеристик РЛД-900 проводилось при температуре окружающей среды 60 °С и амплитуде импульсов тока накачки, соответствующей мощности излучения 1000 Вт при комнатной температуре. Частота следования импульсов тока накачки была 5 кГц. После наработки  $10^{10}$  импульсов снижение мощности излучения испытываемых РЛД составляло 5 – 10% от начального значения как при температуре испытаний, так и при комнатной температуре.

# МНОГОСПЕКТРАЛЬНЫЕ РЕШЕТКИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ БЕЗ ПРИНУДИТЕЛЬНОЙ ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИИ

**В.А. Симаков, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.А. Мармалюк, А.С. Мешков,  
С.М. Сапожников**

ОАО НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, Москва, 117342, ул. Введенского, 3  
тел: (495) 333-0201, факс: (495) 333-0201, эл. почта: simakov2002@yahoo.com

Диодная накачка твердотельных лазеров на основе  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  становится все более востребованной в последнее время. Помимо общеизвестных преимуществ, указанному виду накачки присущ и существенный недостаток, связанный с температурной зависимостью спектральных характеристик лазерных диодов. Данный факт в ряде случаев приводит к снижению эффективности накачки из-за слабого перекрытия спектров излучения лазерных диодов и полосы поглощения активного элемента твердотельного лазера. Особенно заметно данный эффект проявляется при экспериментах в широком температурном интервале. Для преодоления данной ситуации, как правило, используют системы термостабилизации диодов накачки, что приводит к увеличению массогабаритных параметров и росту энергопотребления.

Возможным путем решения задачи согласования спектральных характеристик диодов накачки и активного элемента является создание решетки лазерных диодов, состоящей из линеек с разными длинами волн излучения. Причем спектральные характеристики линеек должны быть подобраны таким образом, чтобы обеспечить максимальное перекрытие с полосой поглощения активного элемента во всем температурном интервале от  $-40$  до  $+60^\circ\text{C}$ . Данная работа посвящена практической реализации данного подхода.

Для этого методом МОС-гидридной эпитаксии были выращены три лазерные гетероструктуры (ГС)  $\text{AlGaAs/GaAs}$ . Длина волны излучения задавалась конструкцией активной области и составляла 795, 808, и 826 нм.

Из полученных ГС были изготовлены лазерные элементы с шириной контакта  $W = 80$  мкм и длиной резонатора  $L = 1400$  мкм. Коэффициенты отражения передней и задней граней резонатора с нанесенными оптическими покрытиями равнялись  $R_1 \sim 0.11$  и  $R_2 \sim 0.95$ . Лазерные элементы были собраны в линейки длиной 5 мм из 39 ЛД с коэффициентом заполнения 62 %. Из указанных линеек были сформированы излучающие решетки, каждая из которых содержала линейки всех трех видов. Измерения проводились в квазинепрерывном режиме накачки (длительность импульсов составляла 200 мкс, а частота повторения - 20 Гц).

Исследованы Ватт-амперные и спектральные характеристики полученных многоспектральных решеток лазерных диодов в широком температурном интервале.

Полученные результаты указывают на перспективность данного подхода по созданию источников оптической накачки активных элементов твердотельных лазеров без принудительной термостабилизации.

**ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ РЕШЕТКИ СПЕКТРАЛЬНОГО  
ДИАПАЗОНА 850-870 НМ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaAs/GaAs  
С УЗКИМИ И ШИРОКИМИ ВОЛНОВОДАМИ**

**М.А. Ладугин, Ю.П. Коваль, А.А. Мармалюк, В.А. Петровский**

ОАО НИИ «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, Москва, 117342, ул. Введенского, 3  
*тел: (495) 333-3325, факс: (495) 334-4393, эл. почта: M.Ladugin@splus.ru*

Полупроводниковые лазерные излучатели находят широкое применение в аппаратуре различного назначения, в том числе в изделиях дистанционного управления. Условия конкретного применения данных изделий (туман, дым, снег, дождь) требует от лазерных излучателей высоких энергетических характеристик, а именно средней мощности импульса излучения от 500 Вт и более. Тело свечения наборного излучателя желательно чтобы было минимальным и с равномерно расположенными лазерными диодами с наименьшими разрывами между ними. Получение требуемой мощности импульса излучения возможно за счет суммирования мощностей отдельных лазеров – т.е. благодаря созданию многоэлементных компактных лазерных решеток.

Однако, ввиду плотного расположения базовых излучательных элементов – лазерных диодов – в таких решетках обеспечение требуемых параметров по мощности и длине волны генерации осложняется большим тепловыделением.

В данной работе приведены результаты исследования перегрева решеток лазерных диодов спектрального диапазона 850-870 нм от тока накачки, изготовленных на основе двух различных квантово-размерных гетероструктур AlGaAs/GaAs раздельного оптического и электронного ограничения – гетероструктуры типа А с узкими волноводами (0,2 мкм) и гетероструктуры типа Б с широкими волноводами (1,6 мкм). Обе конструкции проектировались с учетом обеспечения малой расходимости оптического излучения (менее 22°).

На основе выращенных эпитаксиальным методом гетероструктур двух типов были изготовлены лазерные решетки 1мм x 1мм длиной резонатора 1000-1500 мкм с коэффициентами отражения передних и задних зеркал 3-7% и 95% соответственно. Частота повторения импульсов тока накачки при измерении выходных характеристик достигала 10 кГц, а длительность – 250 нс.

Установлено, что в диапазоне токов накачки 10-40 А ватт-амперные характеристики (ВтАХ) обеих типов лазерных решеток имели линейный характер. При токе накачки 40 А и длительности импульса тока накачки 100 нс и частоте повторения 5 кГц падение мощности относительно изначальной линейности ВтАХ отсутствовало. Однако при увеличении частоты повторения до 10 кГц или длительности импульса до 250 нс проявилось небольшое снижение мощности – на 10-15 Вт.

При дальнейшем увеличении токов импульсной накачки происходило более заметное снижение мощности (~140 Вт) относительно изначальной линейности ВтАХ, а в спектрах излучения наблюдалось смещение максимума в длинноволновую часть спектра и его уширение (при накачке более 80 А).

Все это, несомненно, говорит о тепловом разогреве лазерных решеток. Основными причинами, определяющими падение дифференциальной эффективности (или наклона ватт-амперной характеристики), являются рост внутренних оптических потерь, порогового тока и различие в электрическом и тепловом сопротивлении гетероструктур с узкими и широкими волноводами.

На основе полученных в работе результатов заключено, что решетки, изготовленные на основе гетероструктур с узким волноводом более предпочтительны для обеспечения требуемых характеристик, так как имеют меньшее тепловыделение.

# ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДНЫХ ЛИНЕЕК ДЛЯ НАКАЧКИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Г.И. Рябцев<sup>1</sup>, М.В. Богданович<sup>1</sup>, А.В. Григорьев<sup>1</sup>, В.В. Кабанов<sup>1</sup>, Е.В. Лебедок<sup>1</sup>,  
К.В. Лепченков<sup>1</sup>, А.Г. Рябцев<sup>1</sup>, С.О. Слипченко<sup>2</sup>, З.Н. Соколова<sup>2</sup>, И.С. Тарасов<sup>2</sup>,  
М.А. Щемелев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, 220072, Независимости, 68

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: (375)17-2840398, факс: (375)17-2840398, эл. почта: if445r3@aim.

Настоящая работа посвящена оптимизации оптических параметров мощных лазерных диодных линеек (ЛДЛ), используемых для поперечной накачки компактных твердотельных лазеров (ТЛ). Показано, что для достижения надежной работы эрбиевых ТЛ необходимо сводить к минимуму размеры непрокачиваемых пассивных областей, возникающих в активном элементе (АЭ) ТЛ, когда фактора заполнения излучением ближнего поля ЛДЛ  $\gamma$  значительно меньше единицы и задаются чрезмерно большие пространственные промежутки между соседними ЛДЛ. Для большинства практически важных случаев величина  $\gamma$  должна быть на уровне 0,65–0,85 [1,2].

При наличии требований к минимизации энергопотребления оптимальное значение коэффициента выходного (переднего) зеркала  $R_2$  необходимо выбирать с учетом тепловых свойств ЛДЛ, величины оптических потерь  $\rho$  и потерь, связанных с усилением спонтанного излучения. Для мощных InGaAs/AlGaAs ЛДЛ с коэффициентом  $\rho = 0,5 \text{ см}^{-1}$  и величиной теплового сопротивления 0,2–0,3 К/Вт оптимальное значение  $R_2 = 20 \%$  [3].

Для мощных лазерных систем на основе асимметричной гетероструктуры InGaAs/GaAs/AlGaAs с расширенным волноводом определены вклады в величину порогового тока скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации, а также скорости, индуцируемой усиленным спонтанным излучением. Показано, что значением внутреннего квантового выхода люминесценции для данной гетероструктуры при комнатной температуре составляет более 90 % [4].

Вследствие линейчатой структуры излучения ЛДЛ применительно к мощным ТЛ с диодной накачкой актуальной проблемой является обеспечение максимально возможной степени однородности излучения накачки внутри АЭ. Данная проблема приобретает особую важность при создании надежных ТЛ излучателей с генерацией гармоник. Кроме того, неоднородность интенсивности излучения в сечении генерируемого пучка вносит дополнительные потери, связанные с поворотом плоскости поляризации в областях АЭ с наведенным двулучепреломлением [5].

Для решения поставленных выше проблем необходимо разрабатывать лазерные диодные линейки с учетом не только достижения высоких мощностных показателей ЛДЛ, но и всех особенностей АЭ и компонентов резонатора ТЛ.

## Литература

- [1] G.I. Ryabtsev, T.V. Bezyazychnaya, M.V. Bogdanovich et al., Appl. Phys. B 108, 238 (2012).
- [2] T.V. Bezyazychnaya, M.V. Bogdanovich, A.V. Grigor'ev et al., Optics Communications. 285, 2397 (2012).
- [3] M.V. Bogdanovich, V.V. Kabanov, Y.V. Lebiadok et al., Optics & Laser Techn. 45, 177 (2013).
- [4] В.В. Кабанов, Е.В. Лебедок, Г.И. Рябцев и др., ФТП 46, 1339 (2012).
- [5] Л.И. Буров, А.Г. Рябцев, М.А. Щемелев. Сборник научн. трудов VII Международн. конф. "Лазерная физика и оптические технологии". – Минск, 17–19 июня 2008.

# ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ $A^3N-A^2B^6$ ЛАЗЕРНЫЙ МИКРОЧИП-КОНВЕРТЕР ЖЕЛТО-ЗЕЛЕНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА

Е.В. Луценко<sup>1</sup>, А.Г. Войнилович<sup>1</sup>, Н.В. Ржеуцкий<sup>1</sup>, Г.П. Яблонский<sup>1</sup>,  
С.В. Сорокин<sup>2</sup>, И.В. Седова<sup>2</sup>, С.В. Гронин<sup>2</sup>, С.В. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, Беларусь, Минск, 220072, пр. Независимости, 68

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: +375 (17) 2840419, факс: +375 (17) 2840879, эл. почта: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by

Компактные лазерные источники с излучением в желто-зеленой области спектра  $\lambda = 558 - 570$  нм необходимы для использования в биологии, медицине, проекционном телевидении, целеуказании. В настоящей работе впервые создан миниатюрный полупроводниковый  $A^3N-A^2B^6$  микрочип-лазер, излучающий на длине волны 560 нм. Этот лазер представляет собой микросборку, состоящую из лазерного гетероструктуры  $A^2B^6$  с ZnCdSe/ZnSe квантовыми точками, оптически накачиваемого фиолетовым излучением InGaN лазерного диода посредством микрооптики. Вся конструкция устройства уместается в стандартном (5.6 мм) корпусе  $A^3N$  лазерного диода. Идея  $A^3N-A^2B^6$  лазерного конвертера была предложена нами ранее [1], лазерный конвертор, излучающий в зеленой области спектра, с характеристиками достаточными для прикладных задач был создан в прошлом году [2], а зеленый конвертор в микрочип исполнении был реализован только в этом году [3].

Гетероструктура  $A^2B^6$  для микрочип-лазера была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (001) с активной областью в виде двух туннельно-связанных слоев квантовых точек ZnCdSe/ZnSe в несимметричном варизонном волноводе. Созданные на ее основе лазеры имеют сравнительно низкий порог  $I_{\text{пор}}=1.8$  кВт/см<sup>2</sup> и высокую квантовую эффективность генерации  $> 60\%$  при возбуждении излучением азотного лазера. Измерение внутренних лазерных параметров гетероструктуры позволили оценить величину оптимальной длины резонатора  $L_{\text{рез}} = 100-140$  мкм, при которой для достижения генерации необходима минимальная мощность накачки.

Для создания конвертера был использован коммерческий InGaN лазерный диод номинальной мощности 1 Вт, излучающий на длине волны  $\lambda = 437$  нм. Излучение накачки фокусировалось при помощи цилиндрической микролинзы в узкую полосу, ориентированную перпендикулярно зеркалам резонатора. Длина резонатора  $A^2B^6$  лазера ( $L_{\text{рез}}=114$  мкм) и размеры микролинзы выбирались из условия обеспечения минимальных габаритных размеров устройства и оптимальной фокусировки излучения InGaN лазерного диода. Питание лазерного диода осуществлялось импульсами тока длительностью 200 нс и частотой 0.3 кГц. Порог генерации для  $A^2B^6$  лазера достигался при токе инжекции InGaN лазерного диод 770 мА. Максимальная выходная мощность составила 88 мВт при токе 1.5 А.

Дальнейшие работы по уменьшению порога генерации  $A^2B^6$  гетероструктур, за счет оптимизации системы фокусировки излучения InGaN лазерного диода, нанесение просветляющих и отражающих покрытий позволят снизить потери излучения накачки и существенно увеличить выходную мощность  $A^3N - A^2B^6$  микрочип лазера.

## Литература

[1] S.V. Sorokin, I.V. Sedova, A.A. Toropov et al., Electron. Lett. 43, 162 (2007).

[2] S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin et al., Electron. Lett. 48, 118 (2012).

[3] Г.П. Яблонский, Е.В. Луценко и др. Сб. тез. IX Межд. науч. конф. «Лазерная физика и оптические технологии», 30 мая – 2 июня 2012 г., Гродно, Беларусь, с. 14.

# ЛАЗЕРНЫЕ AlGaN ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ОПТИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ДЛЯ ГЛУБОКОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА

В.Н. Жмерик<sup>1</sup>, Д.В. Нечаев<sup>1</sup>, А.А. Торопов<sup>1</sup>, Т.В. Шубина<sup>1</sup>, Е.А. Шевченко<sup>1</sup>,  
В.В. Ратников<sup>1</sup>, А.А. Ситникова<sup>1</sup>, П.С. Копьев<sup>1</sup>, Е.В. Луценко<sup>2</sup>, Н.В. Ржеуцкий<sup>2</sup>,  
В.Н. Павловский<sup>2</sup>, Г.П. Яблонский<sup>2</sup>, С.В. Иванов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> Институт физики им. Б.Я. Степанова, Минск, 195251, пр.Независимости, 29

тел: (812) 292-7124, факс: (812) 297-1017, эл. почта: jmerik@pls.ioffe.ru

Широкозонные нитридные соединения AlGaN остаются практически безальтернативным материалом для создания полупроводниковых источников лазерного излучения в ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Однако, ухудшение структурного качества слоев AlGaN с увеличением содержания Al ограничивает минимальную длину волны УФ-лазерных диодов значением  $\lambda=336$  нм и приводит к относительно большим пороговым значениям мощности  $0.8$  МВт/см<sup>2</sup> и  $126$  кВт/см<sup>2</sup> (при  $\lambda<300$  нм) для оптически возбуждаемых AlGaN гетероструктур на с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и объемных AlN подложках, соответственно [1]. В докладе описываются способы снижения пороговых плотностей мощности оптически возбуждаемых УФ-лазерных AlGaN гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ), выращенными молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией на с-сапфировых подложках.

Прежде всего, сравниваются различные режимы начальных стадий роста толстых (до 2 микрон) AlN буферных слоев при различных температурах подложки с использованием эпитаксии с повышенной подвижностью адатомов и вставкой различных упруго-напряженных слоев GaN и сверхрешеток AlGaN/AlN, что позволило достичь плотностей прорастающих винтовых и краевых дислокаций  $<5\cdot 10^8$  и  $<6\cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>, соответственно. В активной области лазерных гетероструктур в качестве волновода использовался слой Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N ( $x\sim 0.4-0.7$ ) толщиной 100 нм с планарными интерфейсными границами, для

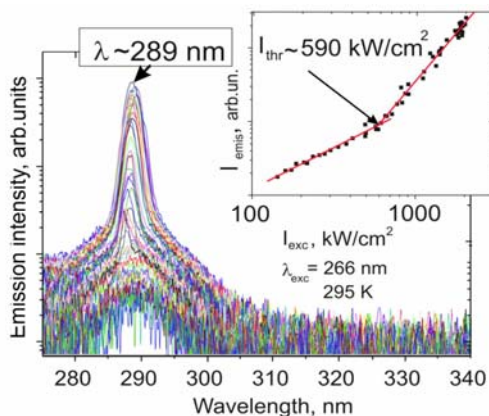


Рис.1. Спектры излучения гетероструктуры с одиночной КЯ Al<sub>0,5</sub>Ga<sub>0,5</sub>N/Al<sub>0,6</sub>Ga<sub>0,4</sub>N, измерявшиеся при плотностях оптической мощности выше и ниже порогового значения возбуждения ( $590$  кВт/см<sup>2</sup>, как показано на вставке) лазерного излучения с длиной волны  $289$  нм.

## Литература

[1] Н. Yoshida, М. Kuwabara, Y. Yamashita et al., Phys. Status Solidi A 208, 586 (2011).

реализации которых использовались металлобогатые условия роста. В волновод несимметрично вводились одиночные КЯ с различной толщиной (2-6 нм) и морфологией, для формирования которых использовался метод субмонослойной дискретной эпитаксии. С помощью измерений спектров фотолюминесценции, в т.ч. и с временным разрешением, демонстрируется, что для усиления эффективности излучательной рекомбинации в структурах необходимо использовать КЯ с толщиной  $\leq 3$  нм и обсуждаются различные способы введения в них локализованных состояний.

В результате получены оптически возбуждаемые лазерные AlGaN гетероструктуры с КЯ, работающие в диапазоне длин волн от  $259$  до  $303$  нм с минимальной пороговой оптической мощностью  $590$  кВт/см<sup>2</sup> ( $\lambda=289$  нм).

# ЛАЗЕРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ZnMgSSe С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ CdSe ДЛЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ СИНЕ-ЗЕЛЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ КОНВЕРТЕРОВ $A^2B^6/A^3N$

С.В. Гронин<sup>1</sup>, С.В. Сорокин<sup>1</sup>, И.В. Седова<sup>1</sup>, Г.В. Клишко<sup>1</sup>, С.В. Иванов<sup>1</sup>,  
Е.В. Луценко<sup>2</sup>, А.Г. Войнилович<sup>2</sup>, Г.П. Яблонский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> Институт физики НАН Беларуси, Беларусь, Минск, 220072, пр. Независимости, 68  
тел: +7 (812) 2972245, факс: +7 (812) 2971017, эл. почта: gronin\_sergey@mail.ru

В последнее время в мире вновь наблюдается всплеск интереса к широкозонным соединениям  $A^2B^6$  и гетероструктурам на их основе. Связано это, в частности, с недавней демонстрацией фотолюминесцентных  $A^2B^6/A^3N$  светодиодных конвертеров на основе нелегированных гетероструктур с ZnCdSe/MgZnCdSe КЯ, выращенными на подложках InP, излучающих в зеленом, желтом и красном спектральных диапазонах с квантовой эффективностью до  $\sim 70\%$  [1]. Отсутствие на рынке компактных излучающих приборов зеленого (520-550нм) спектрального диапазона также служит мотивацией продолжения работ по созданию инжекционного  $A^2B^6/A^3N$  лазерного конвертера, идея которого была предложена несколько лет назад [2]. Проведенные исследования по оптимизации конструкции и технологии лазерных наногетероструктур соединений  $A^2B^6$ , а также значительный прогресс в  $A^3$ -нитридах, приведший к появлению на рынке мощных синих импульсных InGaN лазерных диодов (ЛД), привели к демонстрации инжекционных лазерных конвертеров, в которых накачка  $A^2B^6$  гетероструктуры осуществляется излучением InGaN/GaN ЛД [3]. Тем не менее, реализация эффективного коммерческого прибора требует дальнейшего снижения порога генерации гетероструктур  $A^2B^6$ .

В настоящей работе представлены недавние результаты по технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), оптимизации конструкции и исследованию свойств лазерных гетероструктур на основе ZnMgSSe с КТ CdSe/ZnSe, используемых в качестве активных элементов  $A^2B^6$  лазерного конвертера. Ключевыми особенностями данных лазерных гетероструктур являются: (i) применение варизонного волновода, обеспечивающего плавное снижение энергетических зон к активной области и представляющего собой набор короткопериодных сверхрешеток (СР) Zn(Mg)SSe/ZnSe с постоянной концентрацией Mg и S и различным соотношением толщин составляющих слоев [4], (ii) прецизионная компенсация напряжений в отдельных слоях лазерной гетероструктуры и (iii) технология контролируемого выращивания низкодефектных ( $10^4 \text{ см}^{-2}$ ) гетероинтерфейсов GaAs/ZnSe [5]. Использование таких гетероструктур в  $A^2B^6/A^3N$  лазерных конвертерах позволило снизить пороговую мощность накачки импульсным InGaN/GaN ЛД до уровня  $\sim 320 \text{ мВт}$  [6]. В работе также будут представлены данные оптической и структурной характеристики оптимизированных лазерных гетероструктур.

## Литература

- [1] M.A. Haase et al., Applied Phys. Letters 96, 231116 (2010).
- [2] I.V. Sedova et al., Semiconductors 38, 1099 (2004).
- [3] E.V. Lutsenko et al., Phys. Status Sol. (b) 247(6), 1557 (2010).
- [4] S.V. Gronin et al., Phys. Status Sol. (c) 7(6), 1694 (2010).
- [5] S.V. Gronin et al., Phys. Status Sol. (c) 9(8-9), 1833 (2012).
- [6] S.V. Sorokin et al., Electron. Lett. 48, 118 (2012).

# ВОЛНОВОДНЫЙ ЭФФЕКТ КВАНТОВЫХ ЯМ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

В.Я. Алешкин<sup>1</sup>, Н.В. Дикарева<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, М.В. Карзанова<sup>2</sup>,  
К.Е. Кудрявцев<sup>1</sup>, С.М. Некоркин<sup>2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФГБУН Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105

<sup>2</sup> НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, пр. Гагарина, 23  
тел: (831) 417-9482, факс: (831) 417-9474, эл. почта: [sanya@ipm.sci-nnov.ru](mailto:sanya@ipm.sci-nnov.ru)

В настоящее время ведется большое количество исследований, направленных на улучшение характеристик полупроводниковых лазеров: увеличения мощности, квантовой эффективности, качества выходящего излучения [1]. Одним из важных составляющих полупроводникового лазера, которое ответственно за многие его характеристики, является волновод. Обычно для создания волновода используются либо ограничительные слои с показателем преломления меньшим показателя преломления сердцевины волновода (например, ограничительные слои InGaP или AlGaAs для лазеров на основе GaAs), либо используется волноводный слой с большим показателем преломления (InAlGaAsP), чем в подложке (InP). В этом случае сама подложка играет роль ограничительного слоя.

В данной работе нами было теоретически показано, что при определенных параметрах слоев гетеролазера (толщина и показатель преломления) возможна локализация на масштабе длины волны электромагнитной моды в окрестности нескольких квантовых ям, суммарная толщина которых может быть на порядок меньше длины волны этой моды. В случае полупроводникового лазера на основе InP, генерирующего в области длин волн 1.5 мкм, таким волноведущими слоями могут выступить три квантовые ямы InGaAs толщиной 10 нм каждая. Следовательно, принципиально возможно построение лазеров, в которых квантовые ямы будут играть двойную роль - служить активной и волноведущей средами. В таких лазерах отсутствует необходимость в обычном волноводе, а, следовательно, они обладают более простой конструкцией, что очень важно для технологии.

Для проверки теоретических результатов данной работы были изготовлены лазеры на основе GaAs и InP с волноведущими квантовыми ямами InGaAs, в которых наблюдалась лазерная генерация в 1 и 1.5 мкм диапазонах соответственно при оптическом и токовом возбуждении. Обнаружено совпадение рассчитанной и измеренной диаграмм направленности излучения лазера с токовой накачкой, что подтверждает наши теоретические выводы о возможности существования локализованных около квантовых ям мод.

Работа была выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-678.2012.2) и ведущих научных школ (НШ-4756.2012.2), РФФИ (гранты 11-02-97049-р\_поволжье, 10-02-00371, 12-02-90024-Бел).

## Литература

[1] F. Bachmann, P. Loosen, R. Poprawe, *High power diode laser. Technology and applications*. Springer, Berlin, (2007).



# ВЛИЯНИЕ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В КВАНТОВЫЕ ЯМЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

З.Н. Соколова<sup>1</sup>, И.С. Тарасов<sup>1</sup>, Л.В. Асрян<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA

тел: (812) 292-7995, факс: (812) 297-1017, эл. почта: zina.sokolova@mail.ioffe.ru

Теоретически показано, что немгновенный захват электронов из волноводной области в квантовые ямы приводит к ограничению мощности излучения полупроводникового лазера при больших токах накачки [1, 2]. В качестве основного параметра теоретической модели использована скорость захвата носителей из объёмной волноводной области в двумерную область (квантовые ямы). Чем меньше скорость захвата, тем сильнее накопление носителей в волноводной области. С ростом концентрации носителей в волноводной области усиливается «паразитная» спонтанная излучательная рекомбинация и увеличивается доля тока инжекции, расходуемая на эту рекомбинацию. Соответственно уменьшается доля тока инжекции, расходуемая на стимулированную рекомбинацию в квантовой яме. Это уменьшает внутреннюю дифференциальную квантовую эффективность стимулированного излучения и приводит к сублинейности ватт-амперной характеристики лазера.

Показано, что с увеличением числа квантовых ям замедленный захват и накопление носителей проявляются слабее – уже в структуре с двумя квантовыми ямами внутренняя квантовая эффективность существенно выше, чем в одноямной структуре.

Аналогичные расчеты с учётом немгновенного захвата дырок в квантовую яму показывают, что одинаковая мощность излучения в рассмотренной структуре, излучающей вблизи длины волны 1.044 мкм, достигается при скорости захвата дырок примерно на порядок меньшей, чем скорость захвата электронов.

Исследовано влияние нарушения электронейтральности в квантовой яме на основные характеристики лазера. Показано, что при отклонении концентрации электронов в квантовой яме ( $n_{QW}$ ) на порядок величины от значения, определяемого из условия нейтральности ( $n_{QW} = p_{QW}$ , где  $p_{QW}$  – концентрации дырок в квантовой яме), пороговый ток, внутренняя квантовая эффективность и мощность излучения лазера меняются незначительно (в пределах 10%).

## Литература

[1] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, 45, 1553 (2011).

[2] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, 46, 1067 (2012).

# ПОДАВЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ЧЕРЕЗ ВОЗБУЖДЕННОЕ СОСТОЯНИЕ В ЛАЗЕРАХ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ ПУТЕМ МОДУЛИРОВАННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

М.В. Максимов<sup>1,2</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>1,2</sup>, А.Е. Жуков<sup>2,1</sup>, А.В. Савельев<sup>2</sup>, В.В. Корнев<sup>2</sup>,  
Ф.И. Зубов<sup>2</sup>, Н.Ю. Гордеев<sup>1,2</sup>, Д.А. Лившиц<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

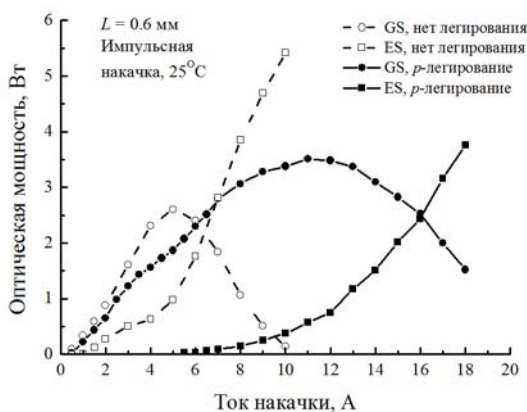
<sup>2</sup> СПбАУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина, 8/3

<sup>3</sup> Innolume GmbH, Дортмунд, 44263, Германия.

тел: (812) 297-3182, факс: (812) 297-1017, эл. почта: maximov@beam.ioffe.ru

Особенностью лазеров на квантовых точках (КТ) является возникновение при достаточно больших токах одновременной генерации на длине волны основного (GS) и первого возбужденного (ES) оптических переходов. При этом интерес представляет только мощность, излучаемая на основном переходе (вблизи 1.3 мкм). Поэтому разработка методов, которые позволили бы подавить генерацию на возбужденном переходе и увеличить предельную мощность, излучаемую на основном переходе, является актуальной задачей. В данной работе показано, что *p*-легирование активной области позволяет увеличить мощность излучения на основном оптическом переходе и предложено объяснение этого результата.

Были исследованы характеристики лазеров как с *p*-легированной, так и нелегированной активной областью. В «нелегированном» лазере с увеличением тока накачки вначале возникает генерация на основном оптическом переходе ( $J_{th}^{GS} \sim 0.3$  А,  $\lambda^{GS} = 1.27$  мкм), а затем – на первом возбужденном ( $J_{th}^{ES} \sim 1.1$  А,  $\lambda^{ES} = 1.17$  мкм). *P*-легирование активной области приводит к увеличению порога двухуровневой генерации, которая возникает при существенно больших токах накачки ( $J_{th}^{ES} \sim 5.5$  А).



На рис. 1 показаны зависимости от тока накачки мощности спектральных компонент, соответствующих основному и первому возбужденному оптическим переходам. За порогом двухуровневой генерации мощность излучения на основном переходе продолжает возрастать, отклоняясь от линейной зависимости, а после

достижения максимального значения падает с ростом тока. Интервал тока накачки, в котором продолжается рост мощности излучения основного состояния после начала двухуровневой генерации, в «нелегированном» лазере составляет около 4 А, а в «*p*-легированном» – около 6 А. Максимальная мощность излучения на основном переходе в «нелегированном» лазере составляет 2.6 Вт, в то время как в «*p*-легированном» она достигает 3.5 Вт.

Проведенное теоретическое моделирование показало, что падение мощности полосы излучения, связанной с основным состоянием КТ, и другие особенности двухуровневой генерации в «нелегированных» и «*p*-легированных» лазерах могут быть объяснены относительно медленным захватом дырок на уровне КТ, а также низкой скоростью релаксации электронов с возбужденного на основное состояние КТ, и тепловым равновесием между дырками на основном и возбужденном состоянии.

# ВЫЖИГАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ДЫР И СТАБИЛЬНОСТЬ МНОГОМОДОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

А.В. Савельев<sup>1</sup>, М.В. Максимов<sup>1,2</sup>, А.Е. Жуков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина, 8/3

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: (812) 448-8594, факс: (812) 448-6994, эл. почта: savelev@mail.ioffe.ru

Генерация широкого спектра лазерного излучения в полупроводниковых лазерах представляет значительный интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Многообразие явлений лазерной динамики в многомодовом режиме генерации определяет теоретический интерес, в то время как возможность реализации прибора с широким спектром излучения необходима в таких областях как спектроскопия оптической когерентности (ОСТ) и передача данных со сверхплотным спектральным мультиплексированием [1]. Недавно было экспериментально показано, что полупроводниковые лазеры с квантовыми точками (КТ) обладают уникальной особенностью – возможностью генерации сверхшироких спектров, содержащих десятки продольных мод Фабри-Перо со сверхнизким ( $RIN < 0.1 \%$ ) уровнем шума. Это, в частности, свидетельствует о подавлении колебаний с участием нескольких лазерных мод (mode partition noise) [2]. В работе исследуются причины такого поведения и показано, что механизмом, подавляющим шум, может являться выжигание пространственных дыр [3] в лазере. Построенная теория позволяет описать ширину спектра лазерной генерации, а также количественно объяснить величину и спектр оптического шума в лазерах с КТ. Более того, было показано, что учет выжигания пространственных дыр необходим для адекватного описания лазерной генерации в условиях, когда однородное уширение активной среды много больше чем спектральной расстояние между отдельными модами Фабри-Перо [4].

## *Литература*

- [1] A.E. Zhukov and A.R. Kovsh, Quantum Electronics 38, 409 (2008).
- [2] G.P. Agrawal, Phys. Rev. A 37, 2488 (1988).
- [3] L.V. Asryan and R.A. Suris, IEEE J. Quant. Electr. 36, 1151 (2000).
- [4] M. Sugawara et al., Phys. Rev. B 61, 7595 (2001).

# НЕЛИНЕЙНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ВОЛНОВОДНОГО СЛОЯ МОЩНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ: АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ВЛИЯНИЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРА

Е.А. Аврутин<sup>1</sup>, Б.С. Рывкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Dept of Electronics, University of York, YO10 4LE, UK/Великобритания

тел: (+44-1904) 322341, факс: (+44-1904) 322335, эл. почта: [eugene.avrutin@york.ac.uk](mailto:eugene.avrutin@york.ac.uk)

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: (+7-812) 2479376, факс: (+7-812) 2471117, эл. почта: [ryvkin@switch.ioffe.ru](mailto:ryvkin@switch.ioffe.ru)

Для ряда применений мощных полупроводниковых лазеров имеет значение не только абсолютное значение достигаемой выходной мощности, но и эффективность преобразования электрической накачки в оптическое излучение. Один из путей повышения этой эффективности - снижение омического сопротивления расширенного волноводного слоя (ВС) лазера. С этой целью может применяться легирование ВС: донорное в области между активным слоем и *n*-эмиттером (*n*-волновод) и акцепторное в области между активным слоем и *p*-эмиттером (*p*-волновод). При умеренном уровне инжекционной накачки легирование обеспечивает омический (дрейфовый) характер тока в ВС, с постоянным сопротивлением, определяемым легированием. При высоком уровне накачки, однако, неоднородное накопление носителей в волноводном слое делает важной диффузионную компоненту инжекционного тока, что приводит к уменьшению эффективного сопротивления ВС от тока при всех уровнях легирования. Настоящая работа посвящена исследованию данного явления. Обобщая анализ, проведённый ранее [1-3] для нелегированного ВС и используя сходные предположения (о детальной квазинейтральности в ВС и об отсутствии тока электронов в *p*-волноводе и дырок в *n*-волноводе), мы разработали полуаналитическую (а для ряда важных предельных случаев полностью аналитическую) модель для распределения носителей в ВС с произвольным уровнем легирования и, соответственно, для эффективного нелинейного сопротивления ВС. Расчёты показывают, что при высоких токах инжекционной накачки даже сильное ( $10^{17}$ - $10^{18}$  см<sup>-3</sup>) легирование ВС приводит к очень небольшому уменьшению эффективного сопротивления по сравнению с нелегированным ВС. В сочетании с увеличением оптических потерь в легированном ВС за счёт поглощения на свободных носителях, такое легирование может привести к уменьшению, а не увеличению эффективности лазера. В то же время уменьшение толщины волноводного слоя позволяет уменьшить эффективное сопротивление при любом уровне легирования. В случае асимметричной волноводной структуры [1-3], такое уменьшение толщины одновременно приводит к уменьшению встроенных оптических потерь при поглощении в *p*-эмиттере и оптических потерь в волноводном слое при высоких уровнях инжекции.

## Литература

- [1] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin, J. Appl. Phys. 97, 113106 (2005).
- [2] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin, J. Appl. Phys. 97, 123103 (2005).
- [3] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin, J. Appl. Phys. 101, 123115 (2007).

# МОДОВАЯ СТРУКТУРА В ДАЛЬНОМ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С ВЫХОДОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ПОДЛОЖКУ

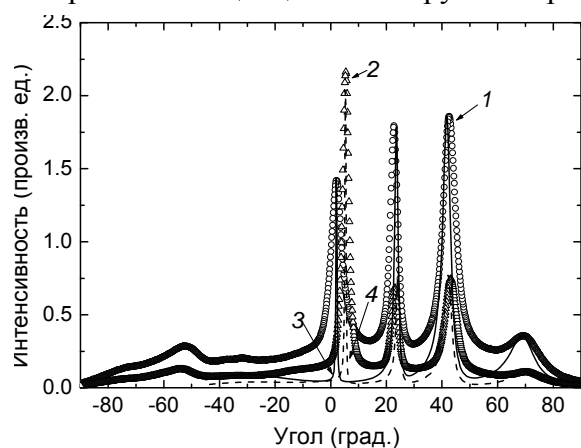
С.М. Некоркин<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>1</sup>, М.В. Карзанова<sup>1</sup>, Н.В. Дикарева<sup>1</sup>, **В.Я. Алешкин<sup>2</sup>**,  
А.А. Дубинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, пр. Гагарина 23

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105  
тел: (831) 417-94-92, факс: (831) 417-9464, эл. почта: [aleshkin@ipm.sci-nnov.ru](mailto:aleshkin@ipm.sci-nnov.ru)

В отличие от лазеров без выхода излучения через подложку, в лазерах с вытеканием излучения наблюдается модовая структура в дальнем поле в допороговом режиме, выраженная узкими лепестками на диаграмме направленности [1,2]. В работе [2] продемонстрировано, что в таких лазерах использование результатов экспериментального исследования диаграмм направленности (в том числе и в допороговом режиме) совместно с результатами расчетов позволяет количественно определить эффективный показатель преломления моды, фактор оптического ограничения, коэффициент, характеризующий изменение показателя преломления активного слоя с ростом концентрации инжектированных носителей. Однако рассчитанная ширина диаграммы направленности для пиков, соответствующих волноводным модам, в работе [2] была существенно меньше наблюдаемой.

В настоящей работе проведено исследование диаграммы направленности электролюминесценции полупроводникового лазера с вытекающей модой, содержащего шесть InGaAs квантовых ям. Показано, что ширина пиков электролюминесценции, соответствующих модам волновода, определяется в основном шириной спектра электролюминесценции. Обнаружено резкое сужение диаграммы направленности с



началом стимулированного излучения. Показано, что изменение положения волноводных пиков на диаграмме направленности определяется не только изменением эффективного показателя преломления моды из-за эффектов разогрева центрального слоя и увеличения концентрации носителей в этом слое, но и из-за изменения спектра излучения при изменении тока накачки.

На рисунке показаны наблюдаемые диаграммы направленности излучения лазера при разных токах ( $I - 0.15$  А;  $2 - 1.8$

А) постоянной накачки в допороговом режиме. Кривые 3 и 4 — рассчитанные диаграммы направленности для фиксированных длин волн (без учета ширины линии излучения).

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (11-02-97049-р поволжье\_a, 12-02-90024-Бел\_a, 10-02-00371-а).

## Литература

- [1] А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Стратонников и др., Квантовая электроника 27, 131 (1999).
- [2] А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Лях, А.А. Стратонников, Квантовая электроника 31, 847 (2001).

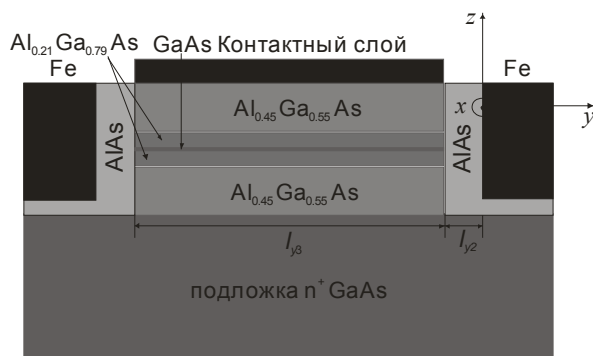
# НАНОГЕТЕРОЛАЗЕР С НЕНАПРЯЖЁННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, ГЕНЕРИРУЮЩИЙ В ОСНОВНОМ ТМ-ПОЛЯРИЗОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

В.А. Кукушкин

ИПФ РАН, Нижний Новгород, 603950, Ульянова, 46

тел: (831) 416-4894, факс: (831) 416-0616, эл. почта: vakuk@appl.sci-nnov.ru

Мощные межзонные полупроводниковые гетеролазеры ближнего инфракрасного диапазона частот востребованы во многих отраслях науки и техники. Одним из методов повышения мощности этих устройств является увеличение латеральных размеров их активных областей. При этом для предотвращения генерации в них высших латеральных гармоник и, следовательно, улучшения качества выходного пучка, можно использовать двумерную брэгговскую распределённую обратную связь [1]. Однако её применение наиболее эффективно в случае, когда гетеролазер генерирует ТМ поляризованное излучение. В то же время известно, что выходящее из таких устройств электромагнитное поле имеет в основном ТЕ поляризацию [2]. Использование гетеролазеров с растянутыми в плоскости роста квантовыми ямами хотя и позволяет добиться генерации в них ТМ поляризованного излучения [3], но затрудняет управление их выходной частотой путём изменения конструкции структуры и ограничивает максимально допустимое число смежных квантовых ям в их активных областях.



С целью преодоления этих трудностей в настоящем докладе предложен и теоретически рассмотрен межзонный гетеролазер, волноведущий слой которого образован ненапряжённой квантовой ямой GaAs и барьерными слоями  $\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{As}$ , а обкладочные слои сформированы из  $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$  (см. рис.), в котором генерация излучения с ТМ поляризацией обуславливается тем, что коэффициент его

поглощения меньше, чем для излучения с ТЕ поляризацией. Это обеспечивается путём использования гетероструктуры с глубокой мезой, боковые грани которой покрыты тонкими слоями широкозонного недопированного полупроводника (AlAs) и металла (Fe). Вследствие того, что в латеральном направлении  $y$  ТМ-моды имеют характер ТЕ-мод, а ТЕ-моды – ТМ-мод, за счёт плазмонного эффекта интенсивности ТЕ-мод на границах с металлом больше, чем ТМ-мод, что и обуславливает больший коэффициент поглощения первых за счёт омической диссипации в металлических слоях. Широкозонные слои AlAs предотвращают диффузию носителей из активной области, имеющей ширину  $l_{y3}$ , в латеральном направлении, а изменение их ширин  $l_{y2}$  позволяет управлять коэффициентами поглощения ТЕ- и ТМ-мод в слоях Fe. В результате подробных численных расчетов найдены оптимальные параметры предлагаемого устройства и показано, что генерируемое им излучение должно иметь в основном ТМ-поляризацию.

## Литература

- [1] В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский и др., КЭ 39, 463 (2009).
- [2] С. Aversa, K. Iizuka, IEEE Journal of Quantum Electronics 28, 1864 (1992).
- [3] М. Behringer, G. Erbert, R. Marz, in: *High Power Diode Lasers: Technology and Applications*, F. Bachmann, P. Loosen, R. Poprawe (Eds.), Springer, New York. 2007, p.7.

## ДИАГНОСТИКА ТОНКОГО СПЕКТРА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ЛАЗЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

Л.А. Кулакова, Н.С. Аверкиев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26.

тел: (812) 515-9175, факс: (812) 515-6747, эл. почта: L.Kulakova@mail.ioffe.ru

В настоящее время огромный интерес вызывают явления, обусловленные модуляцией энергии электронных состояний полупроводниковых наноструктур, так как это делает возможным прямое детектирование во времени сопровождающих такую модуляцию спектроскопических эффектов [1-5]. Исследования изменения поляризационных характеристик излучения InGaAsP/InP лазерных гетероструктур, обусловленные деформацией ультразвуковых волн, выявили аномальное их поведение. Проведен экспериментальный и теоретический анализ наблюдаемого явления. Из экспериментального анализа следует, что наблюдаемые аномалии обусловлены поворотом направления поляризации излучения в присутствии переменной деформации. Теоретическая обработка данных позволила получить оценку величины расщепления дырочных состояний в квантовой яме исследуемых структур и продемонстрировала уникальную возможность ультразвуковой методики для изучения не только деформационного воздействия на тонкий спектр состояний в квантовой яме лазерных гетероструктур, но и для получения данных о распределении технологических деформаций в гетероструктуре.

### *Литература*

- [1] T. Berstermann et al., Phys Rev B 81, 085316 (2010).
- [2] A.V. Akimov et al., Journal of Luminiscence, 131, 404 (2011).
- [3] L.A. Kulakova, I.S. Tarasov, Jexp Lett. 78, 67 (2003).
- [4] L.A. Kulakova, Appl. Optics 48, 1128 (2009).
- [5] L.A. Kulakova, A.V. Lyutetskii, V.B. Voloshinov, Tech. Phys. Lett. 36, 563 (2010).

## ДВЕ ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ЛАЗЕРАХ СО СВЯЗАННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ.

М.С. Буяло<sup>1</sup>, И.М. Гаджиев<sup>1</sup>, А.Ю. Егоров<sup>2</sup>, Н.Д. Ильинская<sup>1</sup>, Е.Л. Портной<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> СПб АУ НОЦНТ РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия, ул. Хлопина, 8/3

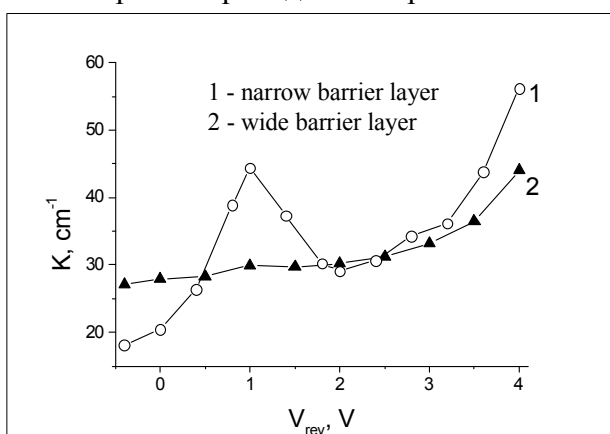
тел: (812) 297-7376, эл. почта: [mikhail.buyalo@gmail.com](mailto:mikhail.buyalo@gmail.com)

В многосекционных лазерах на основе квантовых ям (КЯ), содержащих монолитно-интегрированные усиливающие и поглощающие области, для режима пассивной синхронизации мод необходимо, чтобы спектры усиления и поглощения перекрывались. Однако, эффект сужения зоны сдвигает волну генерации в длинноволновую область спектра. Величина этого сдвига может превосходить экситонный сдвиг края поглощения в глубоких КЯ [1], и секция поглотителя оказывается прозрачной для лазерного излучения. Режим ПСМ в таких лазерах наблюдался при обратных смещениях более чем 60 кВ/см.

Для переключения секции поглощения между прозрачным и поглощающим для света состояниями желательно использовать небольшое изменение обратного смещения. Однако, в КЯ квантово-размерный эффект Штарка квадратичен по полю и медленно движется при малых полях [2]. В тоже время, в системе двух связанных квантовых ям туннельное связывание электронных уровней приводит к пространственно не прямым оптическим переходам. Энергии таких переходов между соседними КЯ более чувствительны к внешнему полю по сравнению с прямым переходом [3].

На основе этих соображений были изготовлены лазеры методом МПЭ на GaAs подложках. Активная область лазеров состояла из двух InGaAs квантовых ям с толщинами 5.5 и 8.5 нм, ямы разделены GaAs барьером. Толщина барьера составляла 2 и 5 нм для структур с узким и широким барьером соответственно. КЯ были помещены в волноводный слой толщиной 0.4 мкм, двухсекционные лазеры были изготовлены методами стандартной литографии с шириной полоска 5 мкм.

Измерения проводились при постоянном токе накачки и обратном смещении до 4 В. В



обоих типах лазеров режим ПСМ наблюдался при обратных смещениях более 3,3 В, однако в лазерах с узким барьером возникает дополнительная область существования синхронизации мод при обратных смещениях около 1 В. Эта область обусловлена увеличением поглощения на длине волны лазерной генерации (кривая 1 на рис). В структурах с узким барьером с увеличением обратного смещения поглощение на длине волны лазерной генерации увеличивается за счет вклада

быстро смещающегося во внешнем поле непрямого оптического перехода. В лазерах с широким барьерным слоем туннелирование между электронными состояниями КЯ мало и соответствующий вклад в поглощение не достаточен для развития режима ПСМ.

### Литература

[1] И.М. Гаджиев и др., ПЖТФ 36, 22, стр 29-36 (2010).

[2] I. M. Gadzhiev et al., Proc. of Int. Symp. Nanostructures (Saint-Petersburg, 2010), 21-22.

[3] A.M. Fox et al., Phys. Rev. B 42, 1841-1844 (1990).



# ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МОДУЛЯТОРЫ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПОВ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫХ МОДОВЫХ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЙ

С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, А.Ю. Лешко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин,

И.С. Тарасов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: (812) 292-7379, факс: (812) 297-1017, эл. почта: serghpl@mail.ioffe.ru

В полупроводниковых лазерах полосковой конструкции изменение модовой структуры излучения во время работы прибора является неуправляемым процессом и ведет к снижению интенсивности выходного сигнала. Для большинства случаев такие изменения ограничены областью усиления и относятся только к модам продольного волновода. Проведенные нами исследования показали, что существуют условия, при которых возникают новые модовые структуры, захватывающие не только область токовой накачки, но также и пассивные части кристалла [1]. Такие модовые структуры были названы замкнутыми модами (ЗМ). Исследования режимов генерации полупроводниковых лазеров полосковой конструкции показали, что включение ЗМ может полностью подавить генерацию модовых структур Фабри-Перо резонатора (ФПМ). Данный экспериментальный факт явился основой разрабатываемого нами нового типа модуляторов мощного лазерного излучения. В разрабатываемом приборе, в отличие от известных принципов управления интенсивностью лазерного излучения, изменение интенсивности выходного оптического потока происходит за счет управляемого переключения лазерной генерации между различными модовыми конфигурациями ЗМ и ФПМ.

В работе было проведено моделирование динамики электрооптических характеристик. Исследованы различные режимы управления и проанализированы переходные процессы для электронных и фотонных подсистем. Показано, что фундаментальными причинами, ограничивающими быстродействие исследуемых приборов, являются время накопления фотонов для новых модовых структур и изменение концентрации носителей заряда в секциях управления.

В экспериментальной части работы были оптимизированы конструкции управляющих электродов. Показано, что использование сегментированных контактов позволяет минимизировать компоненту тока управления, связанную с откачкой фотогенерированных носителей заряда. Были исследованы возможности переключения модовых конфигураций при импульсных токах накачки более 20А. В результате была показана возможность управляемого переключения оптической мощности 20Вт с фронтом 1нс.

## *Литература*

[1] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров и др., ФТП 45, 1431 (2012).

# ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОДНОЧАСТОТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

В.П. Дураев, С.В. Медведев

ЗАО "Нолатех", Москва, 117342, Введенского 3  
тел: (495) 333-9301, , эл. почта: nolatech@mail.ru

Представлены результаты работ по созданию одночастотных перестраиваемых по длине волны полупроводниковых лазеров с внешним резонатором на основе волоконных брэгговских решеток, сформированных в одномодовом волоконном световоде. Рассмотрены способы дискретной и плавной перестройки длины волны излучения.

Спектр излучения инжекционных лазеров имеет несколько продольных мод и достаточно большую ширину (1–5 нм). Для многих практических применений лазеров важнейшая задача – получение одночастотного режима генерации. Одночастотные лазеры используют в волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением каналов, спектроскопии высокого разрешения, оптических датчиках и других областях науки и техники. Еще одна важная особенность полупроводниковых лазеров, которая дополнительно расширяет круг их применений, состоит в возможности широкой перестройки длины волны в пределах всего спектрального диапазона усиления (20 - 40 нм).

На первых этапах создания полупроводниковых перестраиваемых лазеров использовались лазерные диоды (ЛД) с коротким резонатором (100–200 мкм). Учитывая, что межмодовый интервал для таких излучателей велик, разница в усилении соседних мод достигает значительной величины. В результате спектр излучения лазеров с коротким резонатором обычно имеет одну продольную моду. Перестройка длины волны этих лазеров осуществлялась изменением температуры и тока накачки. Недостатком таких лазеров являлось, малое значение выходной мощности, большое омическое и тепловое сопротивление, которые приводят к нестабильности в работе.

Более широкое распространение получили лазеры с распределенной обратной связью (РОС). Данный класс лазеров имеет одночастотный режим работы и достаточно большую оптическую мощность излучения в широком диапазоне температур [1].

Однако для перестройки длины волны излучения в широком диапазоне чаще всего применяются лазеры с внешним резонатором, в качестве которого используется дифракционная решетка [2–4] .

В данной работе показано, что при использовании усилительных свойств полупроводниковых лазеров с внешним резонатором возможно получение стабильного одночастотного режима генерации и дискретная и плавная перестройка длины волны за счет изменения тока инжекции и/или температуры активной области лазерного диода (ЛД).

## Литература

- [1] V.P. Duraev, A.V. Melnikov, Spectrochemica Acta. Part A, 52, 877-879 (1996).
- [2] В.П. Дураев, Е.Т. Неделин, Квантовая электроника 31(6), (2001).
- [3] J.I. Hashimoto et al., J Lightwave Technol., 21, 2002 (2003).
- [4] V. Mikhailov, P. Bayvel, R. Wyatt, I. Lealman, Electron. Lett., vol.37, 909 (2001).

# ГЕНЕРАЦИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ 1,63 ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХЧАСТОТНОГО Nd:YLF ЛАЗЕРА В КРИСТАЛЕ GaSe

А.А. Ангелуц<sup>1</sup>, М.Г. Евдокимов<sup>1</sup>, В.Г. Тункин<sup>1</sup>, А.П. Шкуринов<sup>1</sup>, Г.Х. Китаева,  
С.Ю. Саркисов<sup>2</sup>, В.В. Безотосный<sup>3</sup>, М.В. Горбунков<sup>3</sup>, А.Л. Коромыслов<sup>3</sup>, М.С. Кривонос<sup>3</sup>,  
**Е.А. Чешев<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> МГУ им. М.В.Ломоносова; <sup>2</sup> СФТИ; <sup>3</sup> ФИАН

Тел: (499) 132 6126, эл. почта: cheshev\_e2003@mail.ru

Интерес к схемам генерации излучения терагерцевого диапазона путем генерации разностной частоты в нелинейном кристалле при бигармонической накачке обусловлен перспективой получения когерентного ТГц излучения. Возможные схемы двухчастотных лазеров с диодной накачкой на основе ряда ванадатов (Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub>, Nd:GdYVO<sub>4</sub>) рассмотрены в [1]. Двухчастотная генерация была получена нами в Nd:YLF лазере вблизи ряда вырожденных конфигураций резонатора при неоднородной диодной накачке [2]. Последняя схема привлекает своей технической простотой в сочетании с высокой эффективностью.

В настоящем сообщении излагаются результаты экспериментов по генерации разностной частоты излучения 1.63 ТГц в кристалле GaSe. В качестве источника бигармонической накачки использовался двухчастотный Nd:YLF (100) лазер с продольной диодной накачкой и модуляцией добротности акустооптическим затвором. Лазер работал в импульсно периодическом режиме с пиковой мощностью 1.5 кВт при частоте повторения до 9 кГц. Генерация осуществлялась одновременно на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм. Механизм и условия реализации двухчастотной генерации в Nd:YLF лазере при неоднородной продольной диодной накачке исследовались нами в [3].

Излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 150 мм на кристалл GaSe толщиной 5 мм. Генерируемое ТГц излучение коллимировалось линзой с фокусным расстоянием 50 мм из материала TPX на фотодетектор - Ячейку Голея. Были измерены угловой синхронизм взаимодействия, степень поляризации и оценены регистрируемые мощность и эффективность преобразования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Гранты № 12-02-90025-Бел\_а, 11-02-12102-офи-м-2012, 11-02-12128-офи-м-2012, 12-02-31796 мол\_а), программы фундаментальных исследований отделения физики РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физики новых оптических материалов», программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21, Учебно-научного комплекса ФИАН. Госконтракт № 14.740.11.1368 от 14 октября 2011 г.

## Литература

- [1] А.А. Сироткин, С.В. Гарнов, А.И. Загуменный и др., Квантовая электроника 39, 802-806 (2009).
- [2] В.В. Безотосный, М.С. Кривонос, Ю.М. Попов и др., «Известия высших учебных заведений. Физика», 54 (2/2), 73-78 (2011).
- [3] В.В. Безотосный, М.В. Горбунков, П.В. Кострюков и др., «Краткие Сообщения по Физике», 10, 43-51, (2011).

# НЕПРЕРЫВНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИСКОВЫЙ ЛАЗЕР НА ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ GaInAs/GaAs С НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

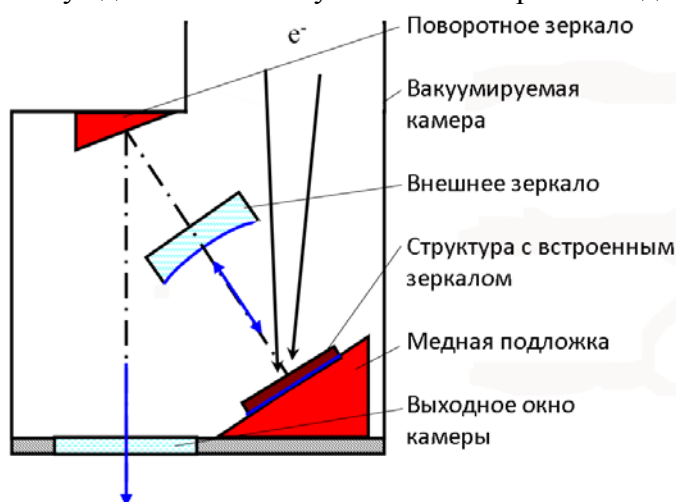
В.И. Козловский<sup>1</sup>, О.Г. Охотников<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 119991, Ленинский пр., 53

<sup>2</sup> ORC Tampere University of Technology, Tampere, Finland, 33720, Korkeakoulunkatu, 3  
тел: (495) 851-0793, факс: (495) 851-0793, эл. почта: vikoz@sci.lebedev.ru

Перспективность применения дисковых полупроводниковых лазеров связана с их достоинствами: хорошая направленность; высокая мощность; высокая эффективность; малые габариты; возможность освоение видимого и УФ диапазонов [1,2]. Трудности с оптической накачкой широкозонных структур можно преодолеть, используя электронный пучок. Цель данной работы – оценить возможности дискового лазера с накачкой электронным пучком на известной наноразмерной гетероструктуре GaInAs/GaAs.

Структура содержала 13 КЯ In<sub>0.26</sub>Ga<sub>0.74</sub>As/GaAs(P) с периодом расположения равным половине длины волны генерируемого излучения внутри структуры. Общая толщина квантоворазмерной части была равна примерно 2 мкм. Между квантоворазмерной частью и подложкой расположено брэгговское зеркало из 30.5 пар четвертьволновых слоев AlAs и GaAs. Подложка GaAs крепилась своей свободной поверхностью к медному хладопроводу с помощью серебряной пасты (рис. 1). Хладопровод имел полость, через которую пропускали воду или жидкий азот. Генерация в непрерывном режиме возбуждения была получена только при охлаждении жидким азотом.



Электронный пучок фокусировался на структуру под углом 45° к нормали. Зеркало с радиусом кривизны 20 мм размещалось внутри вакуумируемой камеры. Длина резонатора составляла 19 мм. Излучение, прошедшее через внешнее зеркало, направлялось поворотным зеркалом на выходное окно вакуумной камеры.

Была получена генерация на длине волны 1025 нм в основной поперечной моде резонатора (угол расходимости - 10 мрад). Максимальная мощность в непрерывном режиме возбуждения

электронами с энергией 23 кэВ составила 23 мВт при вложенной мощности 1.08 Вт. Порог генерации соответствует примерно 0.6 Вт по вложенной мощности, что соответствует току примерно  $I_e \approx 18$  мкА. Оценка диаметра моды дает значение  $d_m = 50$  мкм. Пороговая плотность тока оценивается значением 1 А/см<sup>2</sup> и пороговая интенсивность накачки – 30 кВт/см<sup>2</sup>. Для достижения непрерывной генерации при температурах близких к комнатной необходимо удалить ростовую подложку и существенно изменить геометрию охлаждения активной области структуры.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки (соглашение 8519), РФФИ (грант 10-02-00741) и программой фундаментальных исследований ОФН РАН.

## Литература

- [1] M. Kuznetsov et al., IEEE Photonics Technol. Lett. 9, 1063 (1997).
- [2] О.Г. Охотников, Квант. электроника 38, 1083 (2008).

# МОДЫ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ В НЕИДЕАЛЬНЫХ ДИСКОВЫХ РЕЗОНАТОРАХ

А.А. Донцов, А.М. Монахов, Н.С. Аверкиев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: (812) 247-9155, эл. почта: operatorne@yandex.ru

В докладе рассмотрена задача о модах шепчущей галереи резонаторов полупроводниковых лазеров неидеальных форм, близких к диску или полудиску. Целью данной работы являлось изучение влияния небольших дефектов на модовую структуру соответствующего резонатора. В работе сделан вывод, что в случае полудиска изменение волнового числа линейно зависит от размеров дефекта, но поле моды при этом качественно не меняется. В случае диска зависимость волнового числа от малого дефекта слабее, однако, поле может качественно поменяться. Показано, что появляющееся в случае неидеального диска расщепление мод лежит в терагерцовом диапазоне.

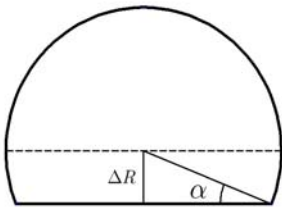


Рис.1.  
Рассматриваемая область,  
близкая к полудиску.

При изготовлении полудискового резонатора (рис. 1) скол, как правило, не проходит точно через центр диска ( $\alpha \approx \frac{\Delta R}{R} \ll 1$ ) [2]. На боковых поверхностях дисковых резонаторов (рис. 2) возможно появление мелких сколов.

Для диэлектрических резонаторов с большим показателем преломления (случай полупроводниковых лазеров) решение слабо отличается от случая заполненного резонатора с идеально проводящими стенками [1]. Решение уравнений Максвелла в цилиндрической области общего вида (не обязательно в круговом цилиндре) с идеально проводящими стенками сводится к решению двумерного уравнения

$\Delta\varphi + k^2\varphi = 0$  с граничными условиями  $\varphi = 0$  для ТМ моды и  $\frac{\partial\varphi}{\partial n} = 0$  для ТЕ моды.

Двумерность задачи позволяет использовать для полудиска методы конформных отображений. В случае диска применен метод приближенного решения интегрального уравнения, полученного из соотношений для функции Грина.

Для обеих задач возмущенные волновые числа мод шепчущей галереи имеют вид  $\kappa = \kappa_0(1 + \delta)$ , где величина  $\delta$  зависит только от дефекта. Для полудиска  $\delta = -\frac{2\alpha}{\pi}$ , а для

диска  $\delta = \frac{\alpha^3}{3\pi} \pm \frac{\Delta}{2}$  где  $\Delta$  - величина, определяющая расщепление волновых чисел.

Для диска, в отличие от полудиска имеет место вырождение мод, которое снимается при возникновении дефекта. Это расщепление частот, однако, быстро уменьшается при увеличении порядка моды и вряд ли может быть измерено стандартными средствами.

Полученные из этих выражений волновые числа хорошо совпадают с волновыми числами, полученными компьютерным расчетом.

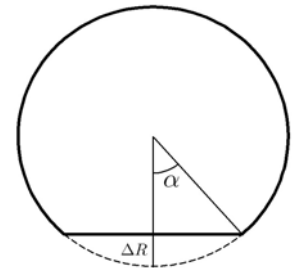


Рис.2.  
Рассматриваемая область,  
близкая к диску.

## Литература

[1] Н.С. Аверкиев, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов и др., ФНТ 33, 378-387 (2007).

[2] А.М. Monakhov, V.V. Sherstnev, A.P. Astakhova et al., Appl. Phys. Lett. 94(5), 051102 (2009).

# ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ПО ЧАСТОТЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

Ю.П. Яковлев<sup>1</sup>, В.В. Шерстнев<sup>1</sup>, А.М. Монахов<sup>1</sup>, М.И. Ларченков<sup>1</sup>, Е.А. Гребенщикова<sup>1</sup>,  
А.Н. Баранов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

<sup>2</sup>IES, Universite Montpellier 2, 34095, Montpellier, France

тел: (812) 292-7956, факс: (812)297-0006, эл. почта: yakovlev.iropto@mail.ioffe.ru

Моды шепчущей галереи (WGM) являются универсальными линейными возбуждениями дисковых и кольцевых резонаторов. Впервые они наблюдались в 1910 году как звуковые волны, распространяющейся вдоль наружной стены галереи для посетителей, в круглом зале собора Св. Павла в Лондоне и были исследованы лордом Релеем [1]. Придуманное для этого акустического явления название "моды шепчущей галереи" - whispering gallery modes (WGM) было использовано для обозначения собственных мод дисковых резонаторов. Мы использовали это явление для создания нового типа WGM-лазера в средней ИК-области спектра [2,3].

Нами были созданы и исследованы дисковые лазеры на основе квантово-размерной гетероструктуры, содержащей две квантовые ямы GaInAsSb/AlGaAsSb шириной 100 Å для спектрального диапазона 2,0-2,4 мкм, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре (рис.1).

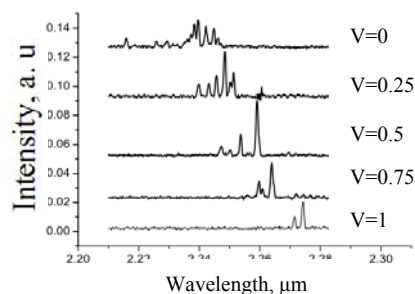
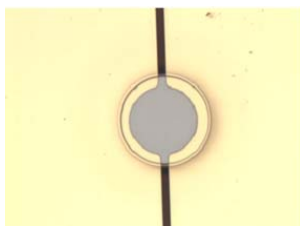
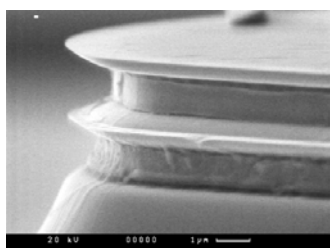


Рис.1. Форма WGM-лазер

Рис.2. Вид верхнего контакта

Рис.3.Спектры WGM- лазера

В докладе будут рассмотрены результаты исследования перестраиваемого по частоте WGM-лазера с управляемым поглотителем. Для этой цели верхний контакт дискового лазера состоял из двух секторов, при этом сектора были отделены зазором шириной 10 мкм (рис.2). Одна часть контакта дискового лазера находилась под напряжением выше порога генерации, а вторая часть контакта ниже порога генерации, которая изменялась от 0 до 1 В. При этом наблюдалась сверхбольшая перестройка по частоте лазера от 2.24 мкм до 2.275 мкм (рис.3). В докладе будет рассмотрен механизм такой уникальной перестройки. Такой диапазон перестройки дискового лазера соизмерим с полушириной спектра спонтанного излучения и перспективен для применения WGM-лазеров в диодно-лазерных спектрометрах.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №24 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», грантами РФФИ 10-02-93110-НЦНИЛ\_а и 10-02-00548.

## Литература.

[1] Lord Rayleigh, *Phyl. Mag.* 20, 1001, (1910).

[2] V.V. Sherstnev, A. Krier, A.M. Monakhov, G. Hill, *Elect. Lett.* 39, 916 (2003).

[3] A.M. Monakhov, V.V. Sherstnev, A.P. Astakhova et al., *A.N. Appl. Phys. Lett.* 94, 051102 (2009).

# МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ (WGM-ЛАЗЕРОВ)

Е.А. Гребенщикова, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова, В.В. Шерстнев, А.М.

Монахов, Ю.П. Яковлев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: (812) 292-7929, факс: (812) 297-0006, эл. почта: eagr.iropt7@mail.ioffe.

В докладе будут представлены результаты исследований, направленных на создание лазеров для средней инфракрасной (ИК) области спектра, применяемых в различных областях науки, техники и в медицинской диагностике, а также в устройствах ближайшего будущего, таких как оптические компьютеры и т.д. Разработанные и выпускаемые в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) [1], а также сурьму (Sb)-содержащие лазеры [2], представляют собой излучатели большой сложности изготовления и очень высокой стоимости. Сюда же можно отнести мощные полупроводниковые лазеры с расширенным многомодовым волноводом [3].

Новый для среднего ИК-диапазона тип лазеров – лазер, работающий на модах шепчущей галереи (WGM-лазер), значительно дешевле, поскольку технология его изготовления приближена к технологии изготовления светодиодов. Благодаря круглой форме резонатора возможно получить прибор, генерирующий даже тогда, когда оптическое усиление в активной области невелико [4, 5]. Однако необходимо, чтобы резонатор имел высокую добротность [6]. В докладе будут представлены методы получения высокодобротных резонаторов для WGM-лазеров, созданных на основе узкозонных соединений АПВВ.

## *Литература*

- [1] J. Faist, F. Capasso, Deborah L. Sivco et al. “Quantum Cascade Laser”, Science 264 (5158), 553-556 (1994).
- [2] J.B. Rodriguez, L. Cerutti and E. Tourni, App. Phys.Lett. 94, 023506 (2009).
- [3] С.О. Слипченко, А.Д. Бондарев, Д.А. Винокуров, и др. ФТП 43(1) (2009).
- [4] Н.С. Аверкиев, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов и др., Физика низких температур 33, №2/3 с (2007).
- [5] Е.А. Гребенщикова, Н.Д. Ильинская, В.В. Шерстнев и др., Письма в ЖТФ, 34(21), 27-32 (2008).
- [6] E.A. Grebenschikova, V.V. Sherstnev, N.D. Il'inskaya et al., NATO Science for Peace and Security Series – B: Physics and Biophysics. 49-58 (2011).

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОТЕРЬ НА СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЯХ В КВАНТОВОМ КАСКАДНОМ ЛАЗЕРЕ

А.А. Богданов<sup>1,2</sup>, Р.А. Сурис<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26

<sup>2</sup> СПбАУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург, 195251, ул. Хлопина, 8/3

тел: (812) 297-2245, факс: (812) 297-1017, эл. почта: bogdanff@mail.ru

Квантовый каскадный лазер является одним из наиболее перспективных компактных источников когерентного терагерцевого излучения. Идея возможности усиления электромагнитного излучения в полупроводниковых сверхрешетках была выдвинута в 1971 году [1]. На ее реализацию и создание первого каскадного лазера ушло более 20 лет [2]. Первый каскадный лазер работал на длине волны 4.2 мкм. Сегодня созданы ККЛ работающие в терагерцевом диапазоне [3]. Получение терагерцевого излучения при комнатной температуре сопряжено со многими трудностями. Одним из наиболее важных препятствий является сильное возрастание потерь на свободных носителях с увеличением длины волны [4].

В этой работе мы проанализировали модовый состав резонатора квантового каскадного лазера и потери на свободных носителях. Мы показали, что волновод квантового каскадного лазера обладает собственными модами трех типов: (i) Объемные моды. Они образуются за счет отражения волны стенок волновода; (ii) Объемные плазменно-поляритонные моды. Они образуются за счет взаимодействия света с объемными плазменными колебаниями носителей заряда в волноводном слое; (iii) Поверхностные плазменно-поляритонные моды. Они образуются за счет взаимодействия света с поверхностными плазменными колебаниями носителей заряда вблизи интерфейсов волновода [5]. Установлено, что для характерных толщин волноводов квантовых каскадных лазеров и параметров материалов, из которых они изготавливаются, в дальней терагерцевой области спектра поглощение на свободных носителях минимально для объемных плазменно-поляритонных мод. В ближнем терагерцевом и среднем инфракрасном диапазонах – для поверхностных плазменно-поляритонных мод. В ближней инфракрасной области спектра – для объемных мод [6].

Работа была выполнена при финансовой поддержке правительства Санкт-Петербурга, РФФИ (гранты №11-02-00573-а и №12-02-31530), фонда Династия (программа поддержки аспирантов и молодых ученых без степени) и Минобрнауки РФ.

## *Литература*

- [1] R. Kazarinov, R. Suris, *Soviet Physics Semiconductors* 5(4), 707–709 (1971).
- [2] J. Faist, F. Capasso, D. Sivco et al., *Science* 264 (1994).
- [3] G. Scalari, C. Walther, M. Fischer et al., *Laser & Photonics Reviews* 3(1-2), 45 (2009).
- [4] C. Gmachl, F. Capasso, D. Sivco, A. Cho, *Reports on Progress in Physics* 64, 1533–1601 (2001).
- [5] A. Bogdanov, R. Suris, *Physical Review B* 83(12), 125316 (2011).
- [6] A. Bogdanov, R. Suris, *Physica Status Solidi (b)* 249(5), 885–895 (2012).



# ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ И ВЫНУЖДЕННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА МЕЖДУ УРОВНЯМИ ЛАНДАУ В КАСКАДНЫХ СТРУКТУРАХ ИЗ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs/AlGaAs В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.П. Теленков<sup>1,2</sup>, Ю.А. Митягин<sup>1</sup>, П.Ф. Карцев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Ленинский пр-т, 53

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, 119049, Ленинский проспект, 4

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409, Каширское ш., 31

тел: (499) 132-6952, факс: (499) 135-7880, эл. почта: [maxim\\_telenkov@mail.ru](mailto:maxim_telenkov@mail.ru)

Предложен и теоретически обоснован новый механизм создания инверсии населенностей в системе уровней Ландау в периодических резонансно-туннельных структурах из квантовых ям [1], позволяющий осуществлять плавную перестройку частоты генерации в достаточно широком диапазоне терагерцовой области спектра.

Изучено распределение электронов по уровням Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям в условиях резонансно-туннельной накачки верхних подзон размерного квантования. Продемонстрирована возможность достижения инверсии населенности между 1-м уровнем Ландау первой подзоны и основным (0-м) уровнем Ландау одной из верхних подзон, отстоящей на энергию, меньшую энергии оптического фонона. Исследовано влияние на распределение носителей различных механизмов рассеяния, как двухчастичных (электрон-электронное рассеяние), так и одночастичных (рассеяние на акустических фононах и шероховатостях интерфейса).

Проведен численный расчет населенностей уровней Ландау в структурах из квантовых ям GaAs/AlGaAs в зависимости от скорости накачки (времени туннелирования), уровня легирования и напряженности магнитного поля. Показано, что инверсия населенностей может быть достигнута в широкой непрерывной области магнитных полей.

Найден эффективный способ преодоления запрета на оптические переходы между такими уровнями, имеющего место в полупроводниках с изотропным законом дисперсии электронов (в частности, в GaAs) в магнитном поле, перпендикулярном слоям. Показано, что этот запрет можно нарушить, поместив структуру в наклонное по отношению к слоям магнитное поле и создав асимметричный потенциал вдоль оси роста структуры, либо путем наложением поперечного слоям электрического поля, либо (что более эффективно) используя асимметричную конструкцию периода самих структур.

В качестве одного из оптимальных решений предложена периодическая структура GaAs/AlGaAs с периодом, состоящим из двух туннельно-связанных квантовых ям различной ширины.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 08-02-92505-НЦНИЛ\_а и № 12-02-00564-а), НИТУ «МИСиС» (грант № 3400022), гранта Президента Российской Федерации - для государственной поддержки научных исследований молодых российских ученых - кандидатов наук (МК 916.2009.2) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

## Литература

[1] М.П. Теленков, Ю.А. Митягин, П.Ф. Карцев, Письма в ЖЭТФ 92(6), 444 (2010).

# ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИЗЛУЧЕНИЕ КВАНТОВОГО КАСКАДНОГО ЛАЗЕРА КАК РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

Г.Г. Зегря<sup>1</sup>, Н.В. Ткач<sup>2</sup>, И.В. Бойко<sup>2</sup>, Ю.А. Сети<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, Черновцы, 58012,  
Коцюбинского, 2 Украина

тел: (812) 292-7367, эл. почта: zegrya@theory.ioffe.ru, ktf@chnu.edu.ua

Оптимизируя работу квантового каскадного лазера (ККЛ), исследователи изучали влияние постоянных полей (электрического и магнитного) на параметры излучения. В частности было установлено [1], что продольное электрическое поле согласовывает работу всех каскадов между собой, и способствует сохранению когерентности излучения, а постоянное продольное магнитное поле вызывает осцилляцию тока возбуждения ККЛ из-за квантования Ландау.

В работе [1] экспериментально было установлено, что с увеличением поперечного магнитного поля до 8Т, пик излучения ККЛ слабо смещается в область больших энергий, а его интегральная интенсивность резко уменьшается. Результаты теоретических расчетов на базе закрытой модели резонансно-туннельной структуры (РТС) в цитированной работе оказались, по мнению самих авторов, в противоречии с экспериментом – пик излучения сдвигался в противоположном направлении, а его интегральная интенсивность уменьшалась слабо.

В предлагаемой работе изучается влияние поперечного магнитного поля на излучение ККЛ в модели отдельного каскада, как открытой многослойной РТС. С этой целью развита квантовая теория электронного транспорта сквозь РТС в продольном электрическом и поперечном магнитном полях. Изучена зависимость от напряженности магнитного поля резонансных энергий и резонансных ширин квазистационарных состояний, а также впервые рассчитана и проанализирована отрицательная активная динамическая проводимость системы, возникающая при квантовых переходах между нижними электронными квазистационарными состояниями.

В результате расчетов на базе предложенной теории показано, что в соответствии с экспериментом [1] при увеличении магнитного поля до 8Т пик лазерного излучения сдвигается в область больших энергий, а его интегральная интенсивность резко уменьшается. Причиной резкого затухания лазерного излучения в сильном поперечном магнитном поле является то, что оно слабо увеличивает эффективный потенциал входного, но сильно увеличивает потенциал выходного потенциального барьера активной зоны каскада, разрушая энергетическую структуру инжекционной зоны из-за чего ККЛ выходит из когерентного состояния.

## *Литература*

[1] S. Blaser, L. Diehl, M. Beck, J. Faist, Physica E 7, 33 (2000).

# ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ЛАЗЕР НА КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

К.В. Малышев

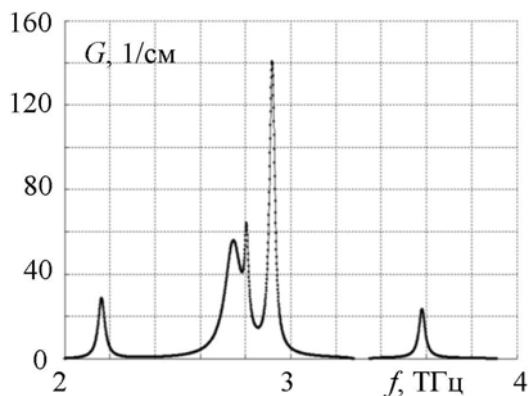
МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, 2-я Бауманская, 5

эл. почта: [malyshev@mgtu.ru](mailto:malyshev@mgtu.ru)

Предложено и теоретически исследовано применение квазипериодических AlGaAs-сверхрешеток в качестве активного элемента квантового каскадного лазера терагерцового диапазона. У сверхрешеток Фибоначчи, Тью-Морса, а также фигурных сверхрешеток в электрических полях  $F = 11 - 13$  кВ/см в диапазоне частот  $f = 2 - 4$  ТГц обнаружено многоцветное излучение, насчитывающее от 3 до 6 пиков коэффициента оптического усиления. Пики линейно зависят от электрического поля, сохраняют высоту более 20 1/см, и сильно зависят от толщин AlGaAs-слоев.

Терагерцовые квантовые каскадные лазеры (ККЛ) стали сердцевинной бурно развивающейся в последние годы «терагерцовой технологии» [1]. Наиболее изучены терагерцовые ККЛ на основе полупроводниковых AlGaAs-сверхрешеток (СР). В последние годы интенсивно исследуются квазипериодические полупроводниковые СР [2]. К семейству квазипериодических СР в последнее время добавились фигурные СР [3]. Квазипериодические СР в качестве активного элемента ККЛ могут оказаться полезными при разработке многоцветных терагерцовых ККЛ. Эта многоцветность возникала бы за счет электронной инверсии заселенностей сразу на нескольких парах резонансных уровней с примерно одинаковыми энергетическими зазорами порядка 10 мэВ.

За основу расчетной методики взята методика, описанная в [4]. При выборе параметров слоев фигурных СР за основу брались средние параметры слоев эталонной структуры Luo et. al. [5]. Каждый блок  $A$  и  $B$ , из которых строились СР, состоял из  $Al_{0.12}Ga_{0.88}As$ -слоя потенциального барьера высотой 0.15 эВ и толщиной 4-7 монослоев (МС) по 0.565 нм, за



которым следовал слой потенциальной ямы GaAs толщиной 10 - 40 МС. Во всех СР последний слой потенциальной ямы легировался так же, как в эталонной структуре [5] (слоевая концентрация донорной примеси  $3.6 \cdot 10^{-4}$  1/нм<sup>2</sup>).

Управлять формой многоцветного спектра коэффициента оптического усиления  $G$  можно, меняя толщины слоев ям и барьеров. Например, на рис. показан спектр фигурной СР  $F_{025} = BABBAVBABABBB$  в поле  $F = 12$  кВ/см. При толщине слоя ямы 16 МС (34 МС) и барьера 5 МС (6 МС) в блоке  $B$  ( $A$ ) спектр состоит из 5 линий

выше порога 20 1/см.

## Литература

- [1] A. Rostami, H. Rasooli, H. Baghban. *Terahertz Technology. Fundamentals and Applications*, New York, Springer, 2011, p.2-16.
- [2] E. Macia. *Aperiodic Structures in Condensed Matter: Fundamentals and Applications* (New York, CRC Press, 2009), p.154-200.
- [3] К.В. Малышев, С.Л. Чернышев, Нано- и микросистемная техника 2, 48 (2011).
- [4] L. Schrottke, M. Giehler, M. Wienold, et. al. *Semiconductor Science and Technology*, 25, 045025 (2010).
- [5] H. Luo, S.R. Laframboise, Z.R. Wasilewski, et. al. *Appl. Phys. Lett.*, 90, 041112 (2007).

# ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ИНДИЯ НА СВОЙСТВА ДЕФЕКТОВ В СОЕДИНЕНИЯХ $\text{InGaAs}$ , $\text{InGaN}$

Е.В. Лебедок, Т.В. Безъязычная, В.М. Зеленковский, В.В. Кабанов, А.Г. Рябцев,  
Г.И. Рябцев, М.А. Щемелев

Институт физики НАН Беларуси, Минск, 220072, пр. Независимости, 68  
тел: (375)17-2840398, факс: (375)17-2840879, эл. почта: [postforwork@tut.by](mailto:postforwork@tut.by).

На основе квантово-химических расчетов [1] исследовано влияние содержания индия  $x$  на параметры структурных дефектов в соединениях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $x$  от 0 до 0,3), а также проанализированы условия “кластеризации” атомов In в указанных соединениях. Расчеты реализованы в пакетах полуэмпирического (MOPAC2009 [2]) и *ab initio* (GAMESS [3]) квантово-химического моделирования.

Размеры кластера GaAs и GaN для проведения расчетов были выбраны, исходя из условий возможности адекватного описания структурных и энергетических параметров интересующих дефектов с учетом требуемого компьютерного времени и вычислительных ресурсов. Оптимальные размеры кластерной ячейки – 35 атомов Ga и 35 атомов As (или N) в кластере GaAs (или GaN). Оборванные связи замыкались атомами водорода [4]. Кластеры соединений  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  моделировались путем замены соответствующего количества атомов Ga в узлах кристаллической решетки на атомы In с последующей оптимизацией структуры по минимуму энергии системы.

В результате проведенных исследований показано, что для соединений  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  энергетически более выгодным является нелокализованное распределение атомов индия в объеме кристалла. Однако, данная ситуация кардинально изменяется при возникновении в указанных выше соединениях точечных дефектов.

Наличие вакансии атома мышьяка в центре или вакансии атома галлия вблизи группы атомов индия приводит к снижению полной энергии кластера (при прочих равных условиях). Иными словами, для атомов индия энергетически более выгодной становится структура, в которой атомы In группируются (“кластеризуются”) вблизи дефектов в соединениях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .

Увеличение содержания атомов индия в соединении  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  приводит к изменению структурных характеристик собственного точечного дефекта вакансии атома галлия  $V_{\text{Ga}}$ . Проведенные оценки энергий образования и энергий активации  $V_{\text{Ga}}$  позволяют сделать вывод о том, что энергия образования дефекта  $V_{\text{Ga}}$  от содержания индия зависит слабо, в то время как энергия активации изменяется существенно. Чем больше содержание индия в кристалле  $\text{InGaAs}$ , тем выше энергия активации дефекта  $V_{\text{Ga}}$ , т.е. тем труднее атому галлия перейти из положения в узле в положение в междоузлии. Таким образом, увеличение содержания индия в соединении  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  приводит к уменьшению вероятности дефектообразования, а, следовательно, к росту надежности работы приборов, создаваемых на основе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

## Литература

- [1] T.V. Bezyazychnaya, G.I. Ryabtsev, M.M. Sobolev, V.M. Zelenkovskii, *Physica B* 340-342, 1133 (2003).
- [2] <http://openmopac.net/MOPAC2009.html>
- [3] <http://www.msg.ameslab.gov/gamess>
- [4] M. Seel, *Int. J. Quant. Chem.* 34, 265 (1988).

# ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА РАБОЧЕГО МАТЕРИАЛА ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ GaN/SiC

М.Е. Бойко<sup>1</sup>, М.Д. Шарков<sup>1</sup>, А.М. Бойко<sup>1</sup>, С.Г. Конников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: (812) 292-7985, факс: (812) 297-1017, эл. почта: m.e.boiko@mail.ioffe.ru

Свойства полупроводниковых лазеров существенным образом зависят от доменной структуры рабочего материала. Ранее было проведено исследование [1], которое привело к установлению связи между доменной структурой и рабочими характеристиками лазеров на основе гексагональных полупроводниковых материалов GaN/SiC. Новые результаты исследований образцов GaN/SiC методом SAXS (Small-Angle X-Ray Scattering, т.е. малоуглового рассеяния рентгеновских лучей) показывают возможные конфигурации доменов в пленке GaN/SiC, способные повлиять на свойства лазера на ее основе.

В результате обработки данных SAXS согласно моделям Гинье, Порода и Брэгга получены данные о таких особенностях образцов, как размеры однородных областей (доменов, пор), геометрические свойства и сверхструктурные образования (слои, сверхрешетки, и т.д.) соответственно. В частности, предложена модель регулярной сетки доменных стенок в пленке GaN/SiC.

## *Литература*

[1] Yu.A. Vodakov, E.N. Mokhov, A.D. Roenkov et al., Journal of Crystal Growth 183, 10 (1997).

# АНОМАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСИСТЕМ

В. П. Дзюба, Ю.Н. Кульчин, В.А. Миличко

ИАПУ ДВО РАН, Владивосток, 690041, Радио, 5

тел: 8 (924) 336-1890, эл. почта: [vdzyuba@iacp.dvo.ru](mailto:vdzyuba@iacp.dvo.ru)

История исследований нелинейных оптических свойств диэлектрических наночастиц в поле лазерного излучения, находящихся как в жидких, так и в твердых матрицах, началась совсем недавно - в 2006 году [1-2]. Эксперименты показали, что такие структуры обладают нетипичными нелинейными оптическими свойствами, зависимость которых от интенсивности и длины волны оптического излучения не характерна для известных нелинейно-оптических сред. К сожалению, абсолютное большинство исследований, за исключением [3], носят качественный характер. Тем не менее, они показали, что аномальность нелинейно-оптических свойств проявляется в том, что, во-первых, она имеет место только при интенсивности излучения ниже  $1 \text{ kW/cm}^2$ . Во-вторых, несмотря на широкую запрещенную зону наночастиц ( $> 3 \text{ эВ}$ ), она имеет место в видимой и инфракрасной области спектра света, быстро достигая максимума и затем уменьшается до нуля с увеличением интенсивности. В докладе представлены оригинальные результаты впервые проведенных количественных исследований нелинейной рефракции и поглощения непрерывного лазерного излучения низкой интенсивности диэлектрическими наносистемами наночастиц  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ , и  $\text{ZnO}$ , взвешенных в оптически прозрачных жидких диэлектриках (трансформаторное масло на основе кедровой живицы и полиметилсилоксан) и теория этого низкопорогового нелинейного оптического отклика. Исследование показали, что наличие низкого порога оптического отклика связано с рядом условий. Во-первых, это наличие дефектных уровней в запрещенной зоне, проявляющихся в виде полос поглощения в спектрах пропускания света наночастицами. Во-вторых, излучение должно иметь частоты, лежащие в этой полосе поглощения. В-третьих, размер и форма наночастиц за счет квантово-размерного эффекта должна приводить к формированию широкого энергетического спектра экситонов. В-четвертых, диэлектрическая проницаемость матрицы должна быть меньше, чем материала наночастицы. Теоретическое описание наблюдаемых эффектов основано на том, что наблюдаемая оптическая нелинейность имеет фотоиндуцированную природу. Излучение вызывает переходы электронов с дефектных в экситонные уровни, создавая тем самым отличную от тепловой – фотоиндуцированную разность населенностей электронных состояний. Эта разность нелинейно зависит от интенсивности и длины волны света. Результаты теоретического моделирования спектров пропускания, нелинейных показателей преломления и поглощения очень хорошо согласуются с результатами эксперимента. Как следует из теории, нелинейность определяется не только поведением фотоиндуцированного дипольного момента, но и ориентацией наночастиц вдоль поля. Тем не менее, эта ориентация вносит незначительный вклад в нелинейность, поэтому нелинейно-оптический отклик может иметь место в случае неполяризованного света и твердотельных наноструктур, что подтверждается экспериментом.

## *Литература*

- [1] О.П. Михеева, А.И. Сидоров, ЖТФ 74(6), 77-82 (2004).
- [2] Ю.Н. Кульчин, А.В. Щербаков, В.П. Дзюба и др., Квантовая электроника 38(2), 154-162 (2008).
- [3] Vladimir Dzyuba, Valentin Milichko, Yurii Kulchin, J. Nanophotonics; 5, 053528 1-13 (2011).

## ДЕФОРМИРОВАННЫЕ ФОРМЫ НАНОСФЕРЫ И КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦЫ В НЕЙ

В.П. Дзюба , Ю.Н. Кульчин, В.А. Миличко

ИАПУ ДВО РАН, Владивосток, 690041, Радио, 5.

Тел: 8 (924) 336-1890, эл. почта: [vdzyuba@iacp.dvo.ru](mailto:vdzyuba@iacp.dvo.ru)

В работе теоретически проанализировано влияние деформации формы сферического нанобъекта на волновую функцию и квантово-размерные состояния заряда в нем. Для этого предложен функциональный метод возмущения, но возмущения формы поверхности, а не потенциала. Метод позволяет определить влияние на квантовые характеристики заряда локализованного внутри нанобъекта широкого круга отклонений формы трехмерно ограниченного объема (нанобъекта) от хорошо исследованных, например сферических. Анализ показал, что волновая функция и плотность вероятности местонахождения частицы в квантово-размерных состояниях более чувствительна к возмущению формы поверхности, чем энергетический спектр и плотность квантовых состояний. Даже малые возмущения формы приводят к размазыванию плотности вероятности местонахождения частицы, снимают вырождение по магнитному квантовому числу. Наблюдается перемешивание чистых состояний, соответствующих сфере. Степень перемешивания и расщепления уровней энергии растут с увеличением квантовых чисел  $l$  и  $m$ .

# НАДЕЖНЫЕ ВЕРТИКАЛЬНО-ИЗЛУЧАЮЩИЕ ЛАЗЕРЫ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 850 НМ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ НА СКОРОСТИ 25 ГБИТ/С ПО ОПТОВОЛОКНУ ДЛИНОЙ БОЛЕЕ 100 М ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 85°C

С.А. Блохин<sup>1,2</sup>, И.И. Новиков<sup>1,2</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>1,2</sup>, А.Г. Кузьменков<sup>1,2</sup>, Н.А. Малеев<sup>1,2</sup>,  
Д. Лотт<sup>3</sup>, Н.Н. Леденцов<sup>1,3</sup>, Д. Бимберг<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, 194292, Домостроительная, 16, литер Б

<sup>3</sup> VI Systems GmbH, Berlin, Germany, D-10623, Hardenbergstrasse 7

<sup>4</sup> Technische Universität Berlin, Berlin, Germany, D-10623, Hardenbergstr. 36

тел: (812) 297-3182, факс: (812) 297-1017, эл. почта: [blokh@mail.ioffe.ru](mailto:blokh@mail.ioffe.ru)

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) спектрального диапазона 850 нм являются ключевыми компонентами для создания современных сетей оптической передачи данных на расстояния до 300 м. В настоящее время коммерчески доступные ВИЛ обеспечивают скорость передачи данных до 14 Гбит/с [1], но уже в ближайшие годы потребуется увеличение скорости до 25 Гбит/с. В работах [2,3] была продемонстрирована принципиальная возможность достижения 40 Гбит/с при комнатной температуре в режиме прямой модуляции, однако вопрос о надежности данных приборов не был изучен.

Для достижения высокого быстродействия необходимо не только повысить дифференциальное усиление активной области, но и минимизировать паразитную емкость прибора и модовый объем. В рамках данной работы были проведены детальные исследования влияния размера токовой апертуры на динамические характеристики InAlGaAs ВИЛ спектрального диапазона 850 нм. Выявлено, что приборы с размером токовой апертуры 5-7 мкм позволяют обеспечить передачу данных по многомодовому оптическому волокну на скорости 25 Гбит/с на расстояние 203 м и 103 м при температуре 25°C и 85°C, соответственно.

Для определения надежности высокоскоростных ВИЛ были начаты испытания по ускоренному старению в условиях повышенных температур (70°C и 95°C) при токе накачки, соответствующем скорости передачи данных 25 Гбит/с во всем рабочем диапазоне температур (5 мА при токовой апертуре 6 мкм). С целью стабилизации параметров лазера и учета отказа приборов на начальном этапе службы (т.н. «детской смертности») в оценке ресурса лазеров было проведено кратковременные (48 ч) испытания (т.н. прожигание) при повышенных рабочих токах и температуре (85°C). После 3000 часов испытаний внезапной деградации, а также существенных изменений (более 5%) в величине оптической мощности в рабочей точке и порогового тока ВИЛ относительно момента начала испытаний не выявлено.

Полученные результаты позволяют использовать созданные ВИЛ и ФД для реализации АОК следующего поколения на их основе для применения в высокопроизводительных вычислительных системах и высокоскоростных датацентрах.

## Литература

[1] R. King, S. Intemann, S. Wabra, *Proc. SPIE* 8276-82760G (2012).

[2] S.A. Blokhin, J.A. Lott, A. Mutig et al., *Electronics Letters* 45, 501 (2009).

[3] P. Westbergh, J.S. Gustavsson, B. Kögel et al., *Electronics Letters* 46, 1014 (2009).



# ЛАЗЕРЫ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ВЫВОДОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ( $\lambda \sim 4-5$ мкм) НА ОСНОВЕ PbEuTe/EuTe

Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, И.И. Засавицкий

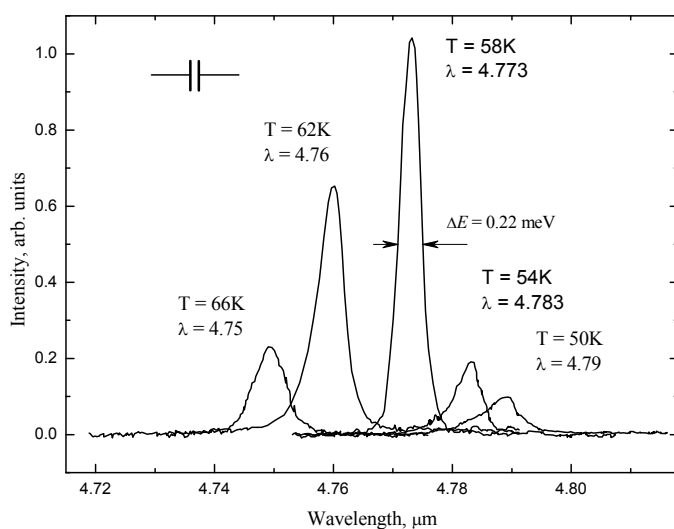
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Ленинский проспект, 53  
тел: (499) 132-6437, факс: (499) 135-2320, эл. почта: pashkeev@sci.lebedev.ru

Лазеры с вертикальным выводом излучения (VCSEL) широко используются в видимой и ближней ИК областях спектра. Перспективными материалами для средней ИК области являются полупроводники  $A^4B^6$  [1,2]. В частности, одной из пригодных гетеропар для таких лазеров является PbEuTe/EuTe, которая обладает высоким оптическим контрастом.

Эпитаксиальные слои и гетероструктуры на основе твердого раствора  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) выращивались методом МПЭ на подложках  $BaF_2$ . По спектрам фотолюминесценции была проведена оптимизация условий роста и установлена зависимость ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) от состава и температуры. Из спектров пропускания в диапазоне от  $650 \text{ см}^{-1}$  до  $8000 \text{ см}^{-1}$  определена дисперсия показателя преломления вблизи и ниже  $E_g$  при температурах 80 и 295 К во всем диапазоне составов [3].

Полученные данные позволили создать на основе гетеропары  $Pb_{0,94}Eu_{0,06}Te/EuTe$  высокоотражающие брэгговские зеркала для области спектра  $\lambda \sim 4-5$  мкм. Оптический контраст такой гетеропары составляет около 50 % (показатель преломления для  $Pb_{0,94}Eu_{0,06}Te$  и  $EuTe$  составляет соответственно около 5 и 2). Поэтому для достижения коэффициента отражения более 99.9 % достаточно использовать три периода. Используя такие зеркала, были изготовлены микрорезонаторы с различной длиной, кратной половине длины волны в материале. Активная область лазера состояла из слоев  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $0 < x \leq 0.03$ ). Лазеры работали при температурах близких к азотной.

На рисунке показаны спектры излучения лазера, активная область которого состоит из слоя  $Pb_{1-x}Eu_xTe$  ( $x \approx 0.01$ ) с толщиной около  $2\lambda$  в материале. Возбуждение осуществлялось с помощью импульсного YLF-лазера с длиной волны излучения 1,053 мкм. Пороговый



уровень возбуждения составлял около  $10 \text{ кВт/см}^2$ . Спектр излучения состоял из одной моды с полушириной линии излучения на полувысоте около  $\Delta k \approx 1.6 \text{ см}^{-1}$  ( $\Delta E \approx 0.2 \text{ мэВ}$ ). Диапазон температурной перестройки частоты излучения лазеров составляет  $\Delta k \approx 15 \text{ см}^{-1}$  ( $\Delta E \approx 2.2 \text{ мэВ}$ ) что достигается путем изменения температуры в диапазоне  $\Delta T \approx 15 - 20 \text{ К}$ .

Таким образом были получены одномодовые, перестраиваемые температурой лазеры с вертикальным выводом излучения ( $\sim 4 - 5$  мкм) при оптической накачке.

## Литература

- [1] W. Heiss, T. Schwarzl, J. Roither et al., Prog. Quantum Electron. 25, 193 (2001).
- [2] A. Khair, M. Rahim, M. Fill et al., J. Appl. Phys. 110, 023101 (2011).
- [3] Д.А. Пашкеев, Ю.Г. Селиванов, Е.Г. Чижевский, и др., ФТП, 45, 1014 (2011).

# ВСТРОЕННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЪЕКТА, НАГРЕВАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ МОЩНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ, ВОЛОКОННЫХ ИЛИ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ С ВОЛОКОННЫМ ВЫХОДОМ

Г.Ю. Сотникова<sup>1</sup>, С.Е. Александров<sup>1</sup>, Г.А. Гаврилов<sup>1</sup>, А.А. Капралов<sup>1</sup>,

А.Л. Тер-Мартirosян<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> ЗАО «Полупроводниковые приборы», Санкт-Петербург, 194156, а/я 29

тел: (812) 292-7197, , эл. почта: g.sotnikova@mail.ioffe.ru , sales@atcsd.ru

В настоящее время твердотельные, волоконные и диодные лазеры с волоконным выводом излучения широко используются в системах связи, технологических процессах для обработки материалов и медицине. В этих задачах важным контролируемым параметром является температура объекта, нагреваемого мощным излучением лазера. В частности, попадание «грязи» на торец оптоволокна (ОВ) может привести к его быстрому разогреву до температур, приводящих к разрушению световода (900 °С – «точка превращения», 1100 °С-начало трансформации кварцевого стекла).

В данной работе предлагается система контроля температуры объекта, нагреваемого излучением, интегрированная с устройством управления мощностью излучения лазера с волоконным выходом. Система может использоваться как для простого мониторинга температуры объекта, нагреваемого излучением лазера, так и для формирования сигнала управления мощностью излучения в задачах, где необходимо поддержание температуры объекта на постоянном уровне или аварийного отключения питания лазера для предотвращения повреждения торца выводящего ОВ в результате его перегрева.

Система работает по принципу квазимонохроматического яркостного пирометра и основана на измерении интенсивности теплового излучения нагретого торца оптоволокна и/или объекта, нагреваемого излучением, и находящегося в его поле зрения. Особенностью оптической схемы пирометра является использование волоконного выхода лазера для передачи теплового излучения объекта на его чувствительный элемент, что позволяет интегрировать пирометрический сенсор с устройством управления мощностью лазера.

В качестве чувствительного элемента пирометра использован фотодиод среднего ИК-диапазона (разработка ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН) с максимумом чувствительности в области 1.9 мкм [1, 2]. Разработанное на его основе фотоприемное устройство обладает чувствительностью, близкой к пороговой [3], что позволяет обеспечить измерение температуры объекта в диапазоне 500-1100 °С с погрешностью не хуже  $\pm 5$  °С на торце (в поле зрения) кварцевого ОВ диаметром 400 мкм при быстродействии более 1000 отсчетов/секунду и полном подавлении рассеянного излучения лазера с длиной волны излучения 0.8-1 мкм и средней мощностью излучения до 30 Вт при непрерывном и импульсном режимах работы лазера.

## Литература

[1] [www.ioffeled.com](http://www.ioffeled.com)

[2] G.Y. Sotnikova; S.E. Aleksandrov; G.A. Gavrilov, SPIE Proceedings 8073, 80731A1 (2011).

[3] Г.А. Гаврилов, Б.А. Матвеев, Г.Ю. Сотникова, Письма в ЖТФ 7(18) (2011).

# ОПТИЧЕСКИЙ ЗАХВАТ И МАНИПУЛИРОВАНИЕ БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ ПРИ ПОМОЩИ НЕРАСХОДЯЩИХСЯ (БЕССЕЛЕВЫХ) ЛУЧЕЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

С.Н. Лосев<sup>1</sup>, В. В. Дюделев<sup>1</sup>, А.Г. Дерягин<sup>1</sup>, В.И. Кучинский<sup>1</sup>,  
В. Сиббет<sup>2</sup>, Э.У. Рафаилов<sup>3</sup>, Г.С. Соколовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup>University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, KY16 9SS, UK

<sup>3</sup>University of Dundee, Nethergate, Dundee, DD1 4HN, UK

тел: (812) 292-7914, факс: (812) 297-1017, эл. почта: gs@mail.ioffe.ru

Фокусировка многомодового излучения является одной из наиболее существенных преград на пути расширения круга применений полупроводниковых лазеров. Параметр распространения  $M^2$ , являющийся мерой качества квази-Гауссова светового пучка, для узкополосковых лазеров, как правило, составляет 3-5, а для широкополосковых может превосходить 20-50, что соответствует теоретическому пределу размера фокусного пятна, на порядок превышающему дифракционный предел, что существенно ограничивает как

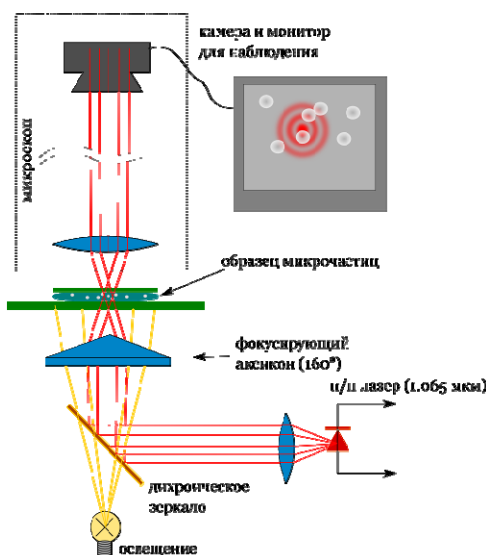


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для оптического захвата и манипулирования микрочастицами при помощи Бесселевых лучей полупроводниковых лазеров

повышение плотности мощности при фокусировке, так и создание градиента оптического поля, необходимого для многих практических применений, включая оптический захват и манипулирование микроскопическими биологическими объектами.

Для преодоления этого ограничения, нами предложена фокусировка излучения за счет использования интерференции. Интерференционная фокусировка излучения полупроводникового лазера, в отличие от традиционной генерации нерасходящихся лучей при помощи аксикона [1,2] не всегда приводит к формированию недифрагирующих лучей, однако обеспечивает формирование общего для всех мод центрального луча Бесселева пучка, который может быть в несколько раз меньше теоретического предела размера фокусного пятна [3].

В настоящей работе впервые продемонстрировано применение интерференционной фокусировки излучения полупроводниковых лазеров в оптическом пинцете – приборе, предназначенном для манипулирования микроскопическими (в т.ч. биологическими) объектами. Схема экспериментальной установки показана на рис.1. В качестве микрочастиц использовались полистироловые микросферы ( $d=10\mu\text{м}$ ) и эритроциты в буферном растворе ( $\text{Ph}=7.3$ ). В результате серии экспериментов доказана возможность оптического захвата и манипулирования микрочастицами с помощью Бесселевых лучей полупроводниковых лазеров. В докладе обсуждаются параметры, оказывающие определяющее влияние на надежность оптического захвата микроскопических объектов.

## Литература

- [1] J. Durnin, J. Opt. Soc. Am., A4, 651 (1987).
- [2] Б.Я. Зельдович, Т.А. Пилипецкий, Изв. ВУЗов. Радиофизика, 9(1), 95 (1966).
- [3] Г.С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ, 38(9), 8 (2012).

# РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ТКАНЯМИ

И.В. Куликова, С.П. Малюков

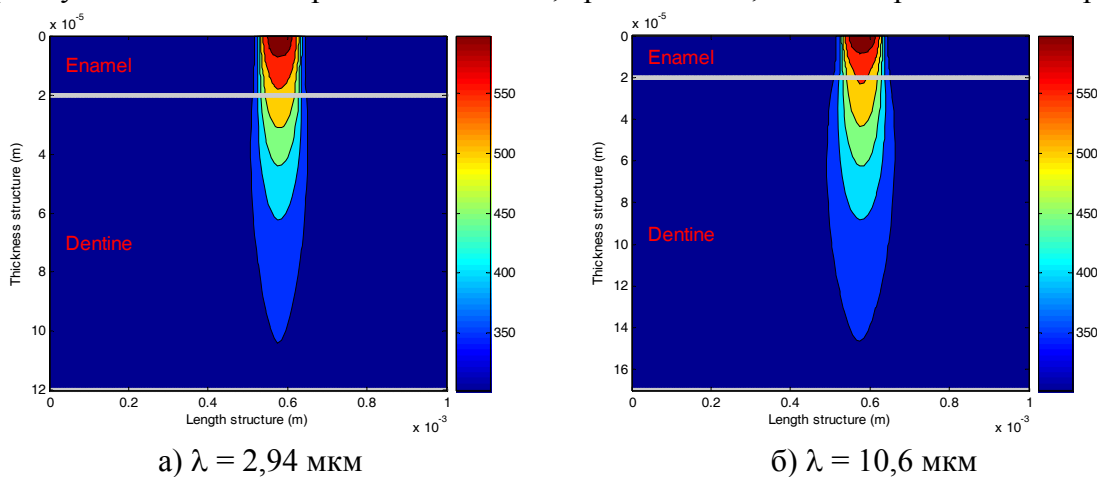
<sup>1</sup> ЮФУ, Ростов-на-Дону, 344006, ул. Большая Садовая, 105/42

тел: (863) 437-1603, эл. почта: cuttlefish99@mail.ru

Важнейшими параметрами, определяющими взаимодействие лазерного излучения с биотканями, являются: режим облучения (непрерывный или импульсный), время и мощность, а так же длина волны, которая определяет интенсивность поглощения излучения тканью. Поглощенная энергия лазерного излучения вызывает в облученном участке локальное повышение температуры. При этом часть тепла отводится из зоны обработки за счет кондукции в окружающие области, вызывая зачастую нежелательный нагрев. Расчет режима обработки позволяет минимизировать нагрев окружающих тканей.

Распределение температуры в анизотропном твердом теле описывается уравнением теплопроводности. Затухание лазерного луча за счет поглощения его энергии телом описывается законом Ламберта. Для решения нестационарного двумерного уравнения теплопроводности с учетом граничных условий был использован конечно-разностный метод и неравномерная прямоугольная сетка. При выборе шага учитывалась ширина лазерного луча, и толщина обрабатываемых слоев в биологических структурах, которая изменяется от десятков микрон до сантиметров.

На рисунке приведены результаты моделирования распределения температуры в биологической структуре состоящей из эмали толщиной 20 мкм и дентина, при прохождении эрбиевым ( $\lambda = 2,94$  мкм) и  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10,6$  мкм) лазерами. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными [1], показывая, что длина волны лазера существенно влияет на режим обработки биотканей, так для  $\text{CO}_2$  лазера глубина теплового проникновения в 1,5 раза больше, чем для эрбиевого лазера.



Разработанная модель на основе конечно-разностного метода учитывает следующие особенности взаимодействия лазерного излучения с биотканями: сложную многослойную структуру биотканей; отражение лазерного излучения от поверхности; затухание лазерного луча в структуре; конвективную и излучательную составляющие при процессе охлаждения поверхности. Данная модель положена в основу программного обеспечения, которое позволяет значительно сократить время и стоимость исследований и оптимизировать процесс лазерной обработки.

## Литература

[1] John D.B. Featherstone, Peter Rechmann and Daniel Fried, SPIE 3910, 136 (2000).

# ПРИМЕНЕНИЕ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ В СВЕТОКИСЛОРОДНОЙ ТЕРАПИИ РАКА

В.В. Безотосный<sup>1</sup>, С.Д. Захаров<sup>1</sup>, Е.А. Чешев<sup>1</sup>, А.С. Юсупов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Ленинский пр-т, 53

<sup>2</sup> Клиника «Лазер и здоровье», Уфа, 450054, Просп. Октября, 88

Тел/факс: (499) 135-8209, эл. почта: [stzakhar@sci.lebedev.ru](mailto:stzakhar@sci.lebedev.ru)

Кислород присутствует во всех тканях организма, так как жизнь основана на кислородной энергетике. В молекуле O<sub>2</sub> любые электронные переходы из основного, триплетного состояния запрещены в электро-дипольном приближении, так что при обычном освещении их вероятность мала, и вне ферментных циклов кислород химически инертен. Напротив, синглетный кислород (СК), самое низкое электронно-возбужденное состояние молекулы кислорода, обладает способностью повреждать биологические структуры, и это свойство используется для разрушения клеток опухоли в фотодинамической терапии (ФД) рака. Чтобы повысить квантовый выход СК, в опухоль вводят фотосенсибилизатор (ФС), обычно через кровь, что неизбежно сопряжено с интоксикацией. Спектральные полосы поглощения ФС чаще всего лежат в видимой области, типично имеют максимум около 660 нм, и для возбуждения используют лазеры различных типов с мощностью излучения 1-10 Вт. Поглотив фотон, молекула ФС переходит, вследствие интерконверсии, на метастабильный триплетный уровень, откуда происходит перенос возбуждения на ближайшую молекулу O<sub>2</sub> и образование СК.

Оказалось, что при контакте с ФС клетки резко, на много порядков повышают порог своей чувствительности к повреждающим агентам, включая тот же СК. Прямое фотовозбуждение кислорода, напротив, оставляет клетки в состоянии покоя. Это позволяет добиться клеточной деструкции без ФС, используя лазерное излучение в полосах поглощения молекулярного кислорода при тех же уровнях мощности (светокислородный эффект) [1-3]. Технически удобно, что сильные полосы O<sub>2</sub> имеются в ближнем ИК диапазоне. Это позволяет применить для облучения диодные лазеры. В сообщении будут приведены первые примеры применения диодных лазеров для светокислородной терапии рака.

## *Литература*

- [1] В.П. Данилов, Б.В. Еремеев, С.Д. Захаров и др., Изв. АН СССР, сер. физ. 54, 1611 (1990).
- [2] С.Д. Захаров, А.В. Иванов, Квант. электроника 29, 192 (1999).
- [3] А.С. Юсупов, С.Д. Захаров, Креативная хирургия и онкология 2, 24 (2911).

# НАНОСОВЕРШЕННАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ПОДЛОЖЕК И МИШЕНЕЙ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Е.А. Артёмов<sup>1</sup>, А.С. Артёмов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ООО «Инновационный альянс», г. Дубна, Московская область

<sup>2</sup> ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

эл. почта: [artemasfrya@mail.ru](mailto:artemasfrya@mail.ru)

Подложки и мишени из монокристаллических полупроводников, применяемые для разработки и изготовления лазеров, должны иметь высокое совершенство геометрических, химических и структурных свойств поверхности: шероховатость рельефа  $\sigma \leq 0.2-0.5$  нм, стехиометрический состав и нанометровую глубину повреждений (на толщину собственных оксидов). Это достигается методом химико-механического полирования (ХМП) и использованием композиций аморфного коллоидного SiO<sub>2</sub> с частицами размером 5-20 нм. Разработаны технологии ХМП для получения поверхности подложек и лазерных мишеней следующих полупроводников: A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> – GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, их тройных и четверных соединений (эпитаксиальных плёнок); A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> – ZnO, ZnS, ZnSe, ZnTe, CdS, CdSe, CdSSe, ZnCdS, ZnCdSe и др.; A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> – PbS, PbSe, PbTe и их тройных соединений; A<sup>2</sup>B<sup>5</sup> – CdAs<sub>2</sub>, ZnAs<sub>2</sub> и др.; α – SiC, а также нелинейных оптических кристаллов типа КТР, LBO, LiNbO<sub>3</sub>, AgGaSe<sub>2</sub> и др.

Достигнутые технологические скорости ХМП подложек различного химического состава, типа проводимости, формы, размера и кристаллографической ориентации применимы в промышленных масштабах их производства.

Методами атомно-силовой микроскопии, резерфордского обратного рассеяния каналируемых ионов, сканирующей электронной спектроскопии, оже электронной спектроскопии и др. показано, что с помощью разработанных методов механической обработки и окончательного ХМП получены зеркальные, гладкие поверхности подложек, без микро (нано) царапин и других дефектов. Их поверхность пригодна для процессов напыления многослойных зеркал, газофазной, жидкофазной и молекулярно-лучевой эпитаксии гомо и гетероэпитаксиальных плёнок, сверхрешёток и т.п.

Приводятся результаты практического применения мишеней при создании полупроводниковых лазеров с продольной и поперечной электронной накачкой (ПЛЭН), а также инжекционных лазеров.

Мишени из полупроводников A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> для лазеров с продольной накачкой электронным пучком имели минимальную толщину 5-20 мкм на диаметре 30-50 мм без наночастиц, сколов и участков травления. Они были применены в отпаянных лазерных электронно-лучевых трубках, излучающих в синем, зелёном и красном диапазонах спектра. ПЛЭН имели низкие токовые пороги генерации и повышенные мощности при T = 300 К.

## ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaAs/GaAsP/AlGaAs ( $\lambda=1030-1060$ НМ) С КОМПЕНСИРУЮЩИМИ СЛОЯМИ GaAsP

Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк

ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, г. Москва, 117342, ул. Введенского, 3

тел: (495) 333-3325, факс: (495) 334-4393, эл. почта: [bagaevtimur@mail.ru](mailto:bagaevtimur@mail.ru)

Лазеры на основе напряженных полупроводниковых гетероструктур InGaAs/AlGaAs, излучающих на длине волны 1,03-1,06 мкм, используются для накачки различных сред, в медицине и оптической связи. В качестве излучающей области в таких приборах используется напряженный квантоворазмерный слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x(\text{In})\approx 30\%$ ). Из-за разницы параметров постоянной решётки плёнки и подложки, а также учитывая то, что обычно выращивается несколько квантовых ям, вследствие нарастающих напряжений может происходить их релаксация и, следовательно, образование дислокаций несоответствия. Это приводит к снижению мощности выходного излучения полупроводниковых лазеров и их деградации. Поэтому для уравнивания возникающих в квантовой яме InGaAs напряжений сжатия могут применяться слои с напряжением растяжения, например GaAsP или InGaAsP. В данной работе исследовано влияние компенсирующих слоёв GaAsP с деформацией растяжения на интенсивность фотолюминесценции напряженно-сжатых квантоворазмерных гетероструктур (ГС) InGaAs/AlGaAs.

Лазерные гетероструктуры InGaAs/GaAsP/AlGaAs были выращены в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Рост происходил при пониженном давлении (65 Torr) в горизонтальном реакторе на подложках GaAs ориентации (100).

Из-за того, что слои GaAs и GaAsP не согласованы по параметру решетки необходимо учитывать критическую толщину слоя GaAsP, которую можно вырастить без релаксации напряжений. С другой стороны, состав твердого раствора GaAsP необходимо выбрать таким, чтобы он максимально компенсировал напряжения, возникающие в квантовой яме InGaAs. С учетом этих условий были выбраны оптимальный состав и толщина твердого раствора GaAsP и выращены ГС с различной геометрией: 1) с GaAs-спейсерами; 2) без GaAs-спейсеров; 3) с GaAsP-спейсерами; 4) с предварительно напряженной квантовой ямой InGaAs слоем GaAsP.

Установлено, что интенсивность фотолюминесценции ГС InGaAs/AlGaAs с компенсирующими слоями GaAsP в структуре 3 по сравнению со структурами 1 и 2 увеличилась на 30%, а в структуре 4 на 55%. При этом наблюдалось изменение интенсивности фотолюминесценции в зависимости от положения слоя GaAsP относительно квантовой ямы. Это может быть связано с качеством гетероинтерфейса слоя GaAsP/InGaAs по сравнению с гетероинтерфейсом AlGaAs/InGaAs.

## ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ, ЛИНЕЙКИ И РЕШЕТКИ InGaAs/AlGaAs/GaAs, ИЗЛУЧАЮЩИЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 0,94 МКМ

Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, С.М. Сапожников, В.А. Симаков, А.В. Соловьева, В.П. Коняев.

ОАО НИИ «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, г. Москва, 117342, ул. Введенского, 3  
тел: (495) 333-3325, факс: (495) 334-4393, эл. почта: [bagaevtimur@mail.ru](mailto:bagaevtimur@mail.ru)

Полупроводниковые лазеры, излучающие на длине волны 0,94 мкм, широко применяются для накачки твердотельных лазеров (YAG:Yb), в обработке материалов и медицине. Данные области применения требуют создания лазерных излучателей с высокой выходной мощностью. Одним из подходов решения такой задачи является применение расширенных волноводов, что приводит к уменьшению внутренних оптических потерь [1]. Второе, и очень важное, направление работ связано с оптимизацией геометрии квантоворазмерной излучающей области и технологии ее формирования для повышения внутренней квантовой эффективности и температурной стабильности [2,3]. В данной работе использовались оба вышеперечисленных подхода для повышения выходной мощности и дифференциальной квантовой эффективности лазерных диодов на основе гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs, работающих на длине волны 940 нм.

Лазерные гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs были выращены в условиях МОС-гидридной эпитаксии. В результате проведенного комплекса расчётов была выбрана оптимальная геометрия структуры и технологические условия роста. Из полученных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды (ЛД) с длиной резонатора  $L_p = 0.8 - 3.0$  мм, шириной полоска  $W=100-200$  мкм, выходным и отражающим зеркалами с коэффициентом отражения 5% и 95% соответственно и исследованы их характеристики. Дополнительно были исследованы линейки указанных ЛД и излучающие решетки на их основе. Исследования проводились в квазинепрерывном (200 мкс, 20 Гц) и непрерывном режимах.

В полученных лазерных диодах за счёт внесенных улучшений дифференциальная квантовая эффективность увеличилась с  $\eta=0,98$  до  $\eta=1,15$ . Максимальная мощность составила 10 Вт в непрерывном режиме, наработка по результатам ресурсных испытаний более 3000 ч.

Линейки лазерных диодов общей длиной 2 мм, шириной полоска 100 мкм, длиной резонатора 0,8 мм были собраны на корпус с медным теплоотводом продемонстрировали увеличение выходной мощности с 15 до 17 Вт при токе накачки 20 А.

В решетках, содержащих 20 слоев линеек лазерных диодов с улучшенной конфигурацией при токе накачки 20 А выходная мощность увеличилась с 310-320 до 340-350 Вт в квазинепрерывном режиме. Данные решетки успешно прошли ресурсные испытания и продемонстрировали надежную работу в широком температурном диапазоне.

### Литература

- [1] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, ФТП 38, 3 (2004).
- [2] М.А. Ладугин, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк и др., ФТП 44, 10 (2010).
- [3] И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий и др., ФТП 46, 9 (2012).



# КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА И ИХ РАЗОГРЕВ В SB-СОДЕРЖАЩИХ ЛАЗЕРНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ В РЕЖИМЕ СПОНТАННОГО И ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л.Е. Воробьев<sup>1</sup>, М.Я. Винниченко<sup>1</sup>, Д.А. Фирсов<sup>1</sup>, G. Belenky<sup>2</sup>, L. Shterengas<sup>2</sup>, D. Wang<sup>2</sup>,  
G. Kipshidze<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая, 29

<sup>2</sup> State University of New York at Stony Brook, 11794, USA, New York

тел: (812) 552-9671, эл. почта: mvin@spbstu.ru

Интенсивность спонтанного излучения в лазерных структурах характеризует концентрацию носителей заряда. До начала генерации спонтанное излучение растёт с ростом тока. После достижения порогового тока, т.е. в условиях генерации излучения, интенсивность интегрального спонтанного излучения с ростом тока не должна меняться из-за стабилизации концентрации носителей заряда. Однако в реальных структурах насыщения интенсивности спонтанного излучения не происходит, что является признаком отсутствия стабилизации концентрации носителей заряда с ростом тока. Это явление в настоящей работе изучено на примере лазеров среднего ИК диапазона на базе наноструктур с квантовыми ямами InGaAsSb/InAlGaAsSb, излучающих в спектральной области вблизи 3 мкм.

Спонтанное излучение фиксировалось в направлении оси роста структуры из узкой области шириной 10 мкм, вытравленной в контактной области структуры с шириной полоска 100 мкм и длиной 1 мм. Были получены спектры электролюминесценции при разных значениях тока накачки. Интегральная интенсивность электролюминесценции  $J$  определялась в результате интегрирования спектров излучения, что позволило исключить вклад рассеянного индуцированного излучения. Зависимость  $J$  от плотности тока  $j$  представляла собой быстро нарастающую зависимость  $J(j)$  в режиме спонтанного излучения при токах меньше порогового  $j < j_{th}$  и слабо растущую зависимость  $J(j)$  в режиме индуцированного излучения при  $j > j_{th}$ . Рассмотрены два механизма, обуславливающих отсутствие насыщения  $J$  и концентрации носителей заряда: разогрев носителей заряда в квантовых ямах (КЯ), который растёт с ростом тока из-за передачи энергии надбарьерных носителей заряда электронам и дыркам, находящимся в КЯ на нижних уровнях размерного квантования, а также рост с током внутренних оптических потерь из-за поглощения света свободными электронами и, главным образом, дырками в волноводе в области между КЯ и сильно легированными слоями  $n$  и  $p$ -типа (cladding layers). Проведены оценки этих вкладов. Для уменьшения влияния внутренних оптических потерь при поглощении света инжектированными дырками на характеристики лазеров предложено сместить КЯ ближе к сильно легированному слою.

Сравнение характеристик лазеров с асимметрично и симметрично расположенными КЯ показало, что при больших токах накачки лазеры с асимметричным расположением КЯ имеют более высокую выходную мощность, что подтверждает существенную роль вклада поглощения излучения свободными носителями заряда в волноводе во внутренние оптические потери.

**ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С  
КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ ZnCdSe/ZnSe, ИЗЛУЧАЮЩИЕ  
В ЖЕЛТО-ЗЕЛЕНОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ**

**А.Г. Войнилович<sup>1</sup>, Е.В. Луценко<sup>1</sup>, Н.В. Ржеуцкий<sup>1</sup>, Г.П. Яблонский<sup>1</sup>,  
С.В. Сорокин<sup>2</sup>, И.В. Седова<sup>2</sup>, С.В. Гронин<sup>2</sup>, С.В. Иванов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, Беларусь, Минск, 220072, пр. Независимости, 68

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: +375 17 2841419, факс: +375 17 2840879, эл. почта: a.vainilovich@ifanbel.bas-net.by

Интерес к разработке лазеров, излучающих в желто-зеленом диапазоне спектра, вызван потребностью в их использовании в биологии, медицине, а также в мультимедийных лазерных проекторах для расширения цветового пространства. Разработка лазерных диодов на основе нитридных материалов на зеленую область спектра встречает трудности, поэтому о создании лазеров для желтой области спектра пока нет речи. Освоение желто-зеленого спектрального диапазона ведется источниками на основе нелинейного преобразования частот твердотельных лазеров с диодной накачкой. Альтернативным направлением является создание полупроводниковых микрочип лазерных конверторов на основе фиолетового лазерного диода накачки и оптически накачиваемого желто-зеленого лазера на основе гетероструктуры с ZnCdSe/ZnSe квантовыми точками. Эффективность конвертера в зеленой области спектра показана нами ранее [1]. В настоящей работе сообщается о возможности расширения спектра этих лазеров в желтую область при сохранении низких порогов и высокой эффективности генерации.

Лазерная гетероструктура была выращена методом МПЭ на подложке GaAs (001). Активная область, состоящая из двух плоскостей электронно-связанных квантовых точек ZnCdSe/ZnSe, расположена в несимметричном варизонном оптическом волноводе. Оптимизация начальной стадии формирования гетероинтерфейса ZnSe/GaAs позволила добиться улучшения структурных характеристик лазерной гетероструктуры и снизить плотность дефектов упаковки до уровня  $10^4 \text{ см}^{-2}$ . Оптическая накачка сколотых резонаторов осуществлялась сфокусированным излучением азотного лазера ( $\lambda = 337 \text{ нм}$ ,  $f = 1 \text{ кГц}$ ,  $\tau = 10 \text{ нс}$ ) в поперечной геометрии при комнатной температуре.

Лазерное излучение было получено во всей желто-зеленой области спектра на длинах волн 551 – 566 нм для образцов с длиной резонатора 70 – 720 мкм, соответственно. Минимальный порог генерации составил величину  $1.83 \text{ кВт/см}^2$  для лазера с длиной резонатора 720 мкм. Максимальная выходная импульсная мощность достигала 17 Вт с одного зеркала. Из анализа экспериментальных зависимостей порога и дифференциальной квантовой эффективности генерации лазеров от длины резонатора получены следующие значения внутренних лазерных характеристики гетероструктуры: характеристическое усиление  $\Gamma G_0 = 114 \text{ см}^{-1}$ ; порог прозрачности  $I_T = 1.2 \text{ кВт/см}^2$ ; внутренние потери  $\alpha_i = 4.1 \text{ см}^{-1}$ , внутренняя квантовая эффективность  $\eta_i \approx 82 \%$ . Данные характеристики близки к лучшим характеристикам зеленых оптически накачиваемых лазеров на основе гетероструктур с ZnCdSe/ZnSe квантовыми точками [2].

### **Литература**

[1] S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin et al., Electron. Lett. 48, 118 (2012).

[2] E.V. Lutsenko, A.G. Vainilovich, N.P. Tarasuk et al., Phys. Stat. Sol. C 9, 1837 (2012).

# ВНУТРЕННИЙ БРЭГГОВСКИЙ ОТРАЖАТЕЛЬ С БОЛЬШИМ ПЕРИОДОМ ДЛЯ СЕЛЕКЦИИ ПРОДОЛЬНЫХ МОД В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

В.В. Золотарев, В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин,  
С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: 8 (904) 632-1246, эл. почта: zolotarev.bazil@gmail.com

Спектр мощных полупроводниковых лазеров имеет многомодовую структуру и значительно расширяется при увеличении тока инжекции. Для управления шириной спектра излучения используются диспергирующие отражательные элементы, обеспечивающие селективную обратную связь. В этой работе в качестве такого элемента применяется дифракционная решетка с большим периодом ( $\Lambda > 2$  мкм), расположенная в эмиттере лазерной гетероструктуры InGaAs/GaAs/AlGaAs. Использование асимметричного широкого волновода позволяет добиться сверхнизких внутренних оптических потерь в структуре, что определяет возможность существенного увеличения длины не прокачиваемой током области дифракционной решетки без критического уменьшения внешней квантовой дифференциальной эффективности излучателя. В структурах с малыми внутренними оптическими потерями длина дифракционной решетки может достигать 1 мм, при этом период решетки можно увеличить до размеров, позволяющих применять технологию фотолитографии. При таких параметрах количество штрихов в дифракционной решетке остается достаточным для достижения высокого значения коэффициента отражения. Проведенные расчеты спектров коэффициента отражения показали, что ширина области травления в непосредственной близости к волноводу должна быть минимальна (то есть форма штриха решетки должна быть клиновидной).

С помощью стандартных технологических операций фотолитографии и реактивного ионного травления были сформированы дифракционные решетки с периодами  $\Lambda = 2.4$  мкм (рис. 1) и  $\Lambda = 3.5$  мкм. Ширина полоскового контакта составляла 100 мкм. Длина секции металлического контакта (секция инжекции носителей) составляла 1 – 4 мм, длина секции отражения (дифракционная решетка) – 0.1 – 1 мм.

Ширина спектра излучения полученных образцов составила  $3 \text{ \AA}$  на пороге генерации и не превышала  $5 \text{ \AA}$  при десятикратном превышении порогового тока (рис. 2). Спектр лазерного излучения без дифракционной решетки в аналогичных условиях расширялся до  $50 \text{ \AA}$ . Коэффициент отражения дифракционной решетки составлял 65%, а выходная оптическая мощность достигала 1 Вт в непрерывном режиме генерации.

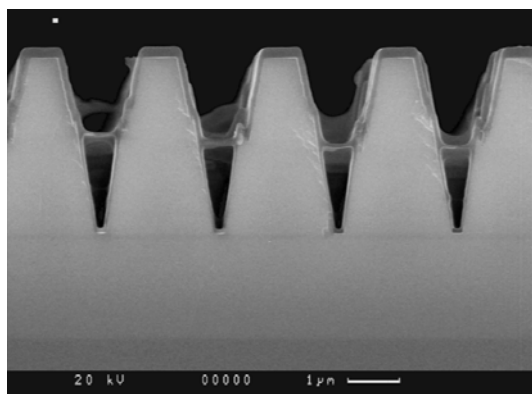


Рис. 1 ТЕМ изображение решетки.

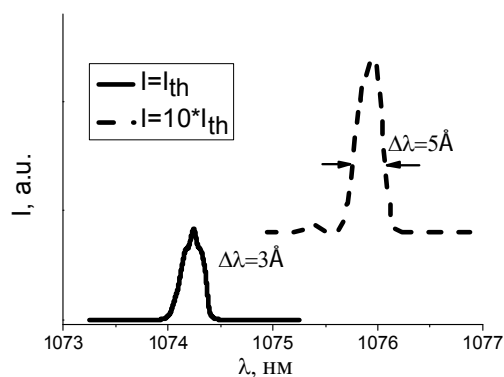


Рис. 2 Спектры излучения лазера с внутренней дифракционной решеткой.

# ВЛИЯНИЕ АСИММЕТРИЧНЫХ БАРЬЕРНЫХ СЛОЕВ НА ОСНОВНЫЕ ПРИБОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ С КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

Ф.И. Зубов<sup>1</sup>, А.Е. Жуков<sup>1</sup>, Л.В. Асрян<sup>2</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>3,1</sup>, М.В. Максимов<sup>3,1</sup>,  
Н.В. Крыжановская<sup>1</sup>, К. Yvind<sup>4</sup>, Е.С. Семёнова<sup>4</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Хлопина, д.8, корпус 3

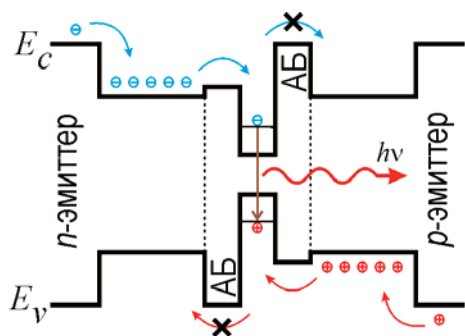
<sup>2</sup> Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, 24061, USA

<sup>3</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>4</sup> DTU Fotonik, Technical University of Denmark, Kgs. Lyngby, DK-2800, Denmark

тел: (921) 300-2727, факс: (812) 448-6998, эл. почта: fedyazu@mail.ru

В работе были впервые созданы и экспериментально исследованы полупроводниковые лазеры, в которых реализована концепция асимметричных барьерных слоев (АБС), предложенная в работе [1]. Асимметричные барьеры (АБ) по обе стороны активной области предназначены для подавления паразитной рекомбинации в волноводных слоях лазера. Принцип действия АБ поясняется на рисунке.



Рисунок, иллюстрирующий концепцию лазера с асимметричными барьерными слоями.

Лазерные гетероструктуры были синтезированы методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках  $n+$ -GaAs (100). В качестве активной области использовалась одиночная квантовая яма GaAs толщиной 5 нм, а в качестве волновода –  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ , имеющий общую толщину около 0.3 мкм (примерная длина волны лазерного излучения 0.83 мкм). АБС толщиной 5 нм из  $Ga_{0.55}In_{0.45}P$  и  $Al_{0.42}Ga_{0.36}In_{0.22}As$  располагались на расстоянии 5 нм от активной области со стороны  $n$ - и  $p$ -эмиттера, соответственно. Расчет положения краев зон, учитывающий влияние, как химического состава, так и упругих напряжений, был выполнен нами в работе [2]. Соотношения элементов выбирались так, чтобы избежать несмешиваемости InGaAsP четверных растворов, а также обеспечить псевдоморфный рост.

В данной работе определены основные приборные характеристики изготовленных лазеров с асимметричными барьерными слоями и реперных лазеров без асимметричных барьеров. Исследована температурная стабильность характеристик лазеров. Произведён анализ полученных результатов, сопоставлены данные для лазеров с асимметричными барьерными слоями и реперных лазеров, а также сопоставлены результаты исследования с ранее проводившимся компьютерным моделированием [3]. Сделано заключение о влиянии асимметричных барьерных слоев на пороговый ток инжекционных лазеров с квантоворазмерной активной областью и температурную стабильность основных приборных параметров.

## Литература

[1] L.V. Asryan, S. Luryi. U.S. Patent 6 870 178 B2, Mar. 22, (2005).

[2] А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов и др, ФТП 45(4), 540 (2011).

[3] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov et al., Semicond. Sci. Technol. 26, 055025 (2011).

## ЗАДЕРЖКА ВКЛЮЧЕНИЯ В ЛАЗЕРАХ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Е.Д. Колыхалова<sup>1</sup>, В.В. Дюделев<sup>1</sup>, А.Г. Дерягин<sup>1</sup>, В.М. Максимов<sup>1</sup>,  
А.М. Надточий<sup>1</sup>, В.И. Кучинский<sup>1</sup>, С.С. Михрин<sup>3</sup>, Д.А. Лившиц<sup>3</sup>, Е.А. Викторов<sup>4</sup>,  
Т. Эрню<sup>4</sup>, Г.С. Соколовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 197022, Профессора Попова, 5

<sup>3</sup> Innolume GmbH, Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263 Dortmund, Germany

<sup>4</sup> Université Libre de Bruxelles, Optique Nonlinéaire Théorique, Campus Plaine, Code Postal 231, 1050 Bruxelles, Belgium

тел: (812) 292-7914, эл. почта: amenemhet@inbox.ru

На сегодняшний день полупроводниковые лазеры, в первую очередь лазеры на основе квантоворазмерных гетероструктур, нашли широкое применение во многих областях науки и техники в силу своей компактности, высокой эффективности и низких значений пороговых токов. Следует отметить многочисленные применения таких лазеров в информационно-телекоммуникационных технологиях, в частности, для решения так называемой проблемы последней мили [1] и оптических межсоединений в вычислительных системах [2]. Характерной особенностью поставленных задач является необходимость применения прямой токовой модуляции, что требует повышения быстродействия полупроводниковых лазеров, что невозможно без детального изучения их динамических характеристик.

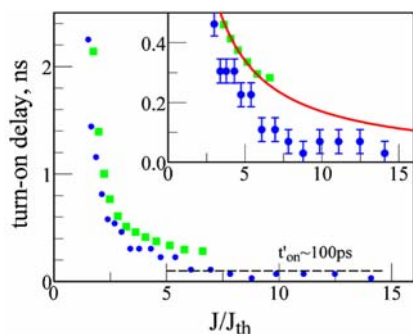


Рис. 1. - Экспериментальная зависимость задержки включения от отношения тока накачки к пороговому току для лазера на основе КЯ (квадратики) и лазера на основе КТ (кружочки).

В лазерах с объемной активной областью и с активной областью на основе квантовых ям механизм задержки включения связан с медленным заполнением активной области носителями заряда. В следствии этого, в таких лазерах наблюдается логарифмическое уменьшение задержки включения до нуля с ростом тока накачки [3].

В лазерах с активной областью на основе квантовых точек было выявлено иное поведение задержки включения, а именно присутствие независимой от тока накачки неисчезающей компоненты, связанной с ограниченным количеством разрешенных состояний в активной области. Этот механизм задержки включения не наблюдается в полупроводниковых лазерах с объемной активной областью и в лазерах с активной областью на основе квантовых ям [4].

### Литература

- [1] Y.L. Hsueh, W.T. Shaw, L.G. Kazovsky et.al, IEEE Comm. Magazine 26-33 (2005).
- [2] J.-W. Shi, F.-M. Kuo, T.-C. Hsu et al. IEEE Photonics Tech. Let. 21, 1444-1446 (2009).
- [3] R.W. Dixon and W.B. Joyce, J. Appl. Phys. 50, 4591 (1979).
- [4] G.S. Sokolovskii, V.V. Dudelev, E.D. Kolykhalova et al., APL 100, 081109 (2012).

# МНОГОУРОВНЕВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ InAs/InGaAs: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

**В.В. Корнев<sup>1</sup>**, А.В. Савельев<sup>1</sup>, А.Е. Жуков<sup>1,2</sup>, А.В. Омельченко<sup>1</sup>, М.В. Максимов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> СПБАУ РАН, Санкт-Петербург, 195251, ул. Хлопина, 8/3

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: (812) 448-6980, факс: (812) 448-6998, эл. почта: korenev@spbau.ru

Полупроводниковые лазеры на квантовых точках InAs/InGaAs, обладающие широкими спектрами лазерной генерации имеют целый ряд важных практических применений: от накачки рамановских усилителей и оптической передачи информации на большие расстояния вплоть до медицинских целей [1]. Однако целый ряд ключевых эффектов, связанных с работой таких лазеров всё ещё до конца не изучен. В частности, до конца не ясны все механизмы, ответственные за многоуровневую генерацию в таких лазерах [2, 3].

Впервые исследовано влияние различия в темпах захвата электронов и дырок в КТ на основные спектральные характеристики таких лазеров на квантовых точках. Показано, что отношение темпов захвата электронов и дырок оказывает существенное влияние на величину пороговых токов многоуровневой генерации, их температурную зависимость, а также максимальную мощность, излучаемую через основные оптические переходы квантовых точек [4].

На основе указанного предположения, представляющего собой новый механизм многоуровневой генерации, была построена простейшая модель многоуровневой генерации, в рамках которой удалось описать основные оптические характеристики лазеров на квантовых точках. В частности, были описаны ватт-амперные характеристики, а также построена универсальная операционная диаграмма, позволяющая по априори заданным параметрам лазера выяснить режим его работы. Это позволило разрешить имеющееся в литературе противоречие между теоретическими работами, предсказывающими в большинстве своём насыщение мощности, излучаемой через основные состояния квантовых точек и экспериментально обнаруженным затуханием при достаточно больших токах накачки. В рамках построенной модели дано качественное объяснение эффекта р-легирования активной области на основные спектральные характеристики таких лазеров [5].

Таким образом, различие в темпах захвата электронов и дырок в квантовые точки, а также локальное распределение носителей в матрице, также влияющее на темпы их захвата носителей в квантовые точки, следует также принимать во внимание при расчёте полупроводниковых лазерных структур с квантовыми точками. Наилучшее соответствие приведённых в работе расчётов и экспериментальных данных получено при отношении темпов захвата дырок и электронов равном 0,75.

## *Литература*

- [1] A.E. Zhukov and A.R. Kovsh, Quantum Electronics 38, 409 (2008).
- [2] A.E. Zhukov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov et al., Semicond. 46 (2) (2012).
- [3] E.A. Viktorov, P. Mandel, Y. Tanguy et al., Appl. Phys. Lett. 87, 053113 (2005).
- [4] V.V. Korenev, A.V. Savelyev, A.E. Zhukov et. al, Proc SPIE. 8432 (2012).
- [5] Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov et al., Semicond. 46 (2012).

## ПРИМЕНЕНИЕ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 800 -1064 НМ В ЛАЗЕРНЫХ МЕДИЦИНСКИХ АППАРАТАХ

Г.А. Варев<sup>1</sup>, В.В. Безотосный<sup>2</sup>, В.А. Олещенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ООО «РИК», г. Тула, [RIK@tula.net](mailto:RIK@tula.net),

<sup>2</sup> ФИАН, г. Москва, [victorbe@sci.lebedev.ru](mailto:victorbe@sci.lebedev.ru)

Разработка эффективных и надёжных мощных лазерных диодов с рабочими длинами волн в диапазоне 800÷1500 нм является важной и актуальной задачей для лазерной медицины, в частности для лазерной хирургии. Лазеры данного спектрального диапазона имеют оптимальные параметры взаимодействия с биотканью (глубина проникновения, сочетание режущих и коагулирующих свойств, возможность фокусировки пучка в заданный размер пятна экспозиции, возможность доставки лазерного излучения до биоткани по гибкому световоду и т.д.). Накоплен большой опыт клинического применения таких приборов на базе мощных диодных лазеров, это хирургические аппараты «Алод», «Аткус», «Лазон», «Лазермед», «Диалаз». При использовании указанных аппаратов плотность мощности излучения на биоткани (основной параметр в лазерной хирургии) ограничена яркостью (определяемой диаметром сердцевины и числовой апертурой световода) и предельно допустимой выходной мощностью (подгорание выходного торца инструмента при контакте с биотканью) на выходе световода. Только в лазерных хирургических аппаратах серии «Лазермед – 10», наряду с доставкой излучения по гибкому световоду, обеспечивается бесконтактное воздействие лазерного пучка на биоткань с большой плотностью мощности ( $10 \text{ кВт/см}^2$ ). Это преимущество обусловлено оригинальным способом суммирования излучения нескольких лазерных диодов (патент №2293580 от 20.02.2007 г.). Сообщается о разработке оптического модуля на длине волны 1064 нм для применения в аппаратах серии «Лазермед – 10». Клинические испытания лазерных аппаратов различных вариантов исполнения (длины волн – 808, 980 и 1064 нм; мощность излучения – 10 и 20 Вт, режимы излучения – непрерывный, квазинепрерывный и импульсный) показали, что аппарат на 810 нм хорошо зарекомендовал себя при операциях на тканях с развитой сосудистой системой; аппарат на 980 нм обладает более выраженным режущим эффектом мягких тканей; аппарат на 1064 нм имеет наилучшие коагулирующие свойства. При этом вес лазерного блока составляет от 400 до 800 г. в зависимости от модификации аппарата. Внешний вид лазерного медицинского аппарата серии «Лазермед» представлен на рисунке.



Лазерный аппарат серии «Лазермед».

# УФ ГЕНЕРАЦИЯ В AlGaN ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ НА САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Н.В. Ржецкий<sup>1</sup>, Е.В. Луценко<sup>1</sup>, В.Н. Павловский<sup>1</sup>, Г.П. Яблонский<sup>1</sup>, Д.А. Нечаев<sup>2</sup>,  
В.Н. Жмерик<sup>2</sup>, С.И. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики НАН Беларуси, Минск, 220072, пр-т Независимости, 68

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

тел: +375 (017) 284-0419, факс: +375 (017) 284-0879, эл. почта: m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by

Полупроводниковые лазеры ультрафиолетового (УФ) диапазона представляют интерес для многих применений, требующих компактных, дешевых и долговечных источников когерентного излучения, таких как биологический анализ, спектральные исследования, системы скрытой связи, системы записи информации высокой плотности, системы контроля состава атмосферы, медицинские применения. В качестве материала активной среды таких лазеров сегодня чаще всего рассматривают соединения  $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ . К настоящему времени уже продемонстрированы оптически накачиваемые и инжекционные полупроводниковые УФ лазеры на основе AlGaN гетероструктур, выращенных на гомоэпитаксиальных подложках AlN [1, 2]. Однако рост AlGaN гетероструктур лазерного качества на более дешевых гетероэпитаксиальных подложках все еще представляет серьезную проблему, что препятствует коммерциализации полупроводниковых УФ лазеров.

В работе исследовались оптические и лазерные свойства AlGaN гетероструктур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на сапфировой подложке с использованием различных буферных слоев, призванных уменьшить количество прорастающих дислокаций в активной области гетероструктуры. Наилучшие результаты по эффективности фотолюминесценции показали гетероструктуры, выращенные с использованием буферных слоев, состоящих из AlN (толщиной ~1 мкм), росту которых предшествовал рост субмонослойного AlN, выращенного методом эпитаксии с повышенной миграцией атомов. Дизайн активной области гетероструктуры был оптимизирован для получения генерации с оптической накачкой и представлял собой одиночную квантовую яму AlGaN, сформированную методом субмонослойной импульсной эпитаксии [3] и помещенную в несимметричный волновод AlGaN.

В результате получена генерация на длинах волн 289, 270, 263 и 259 нм с порогами генерации 600, 750, 1200 и 1550 кВт/см<sup>2</sup> соответственно. Была исследована поляризация излучения спонтанной и вынужденной люминесценции гетероструктур с различным содержанием алюминия в составе AlGaN, и, соответственно, различным спектральным положением полосы люминесценции  $\lambda_{\text{ФЛ}}$ . Показано, что при  $\lambda_{\text{ФЛ}} < 300$  нм направления преимущественной поляризации вынужденной и спонтанной рекомбинации становятся взаимноперпендикулярными, что обусловлено изменением структуры валентных зон AlGaN при увеличении доли алюминия.

## Литература

- [1] T. Wunderer, C. L. Chua, J. E. Northrup et al., Phys. Stat. Sol. C 9, 822 (2012).
- [2] H. Yoshida, Y. Yamashita, M. Kuwabara, H. Kan, Nature Photonics 2, 551 (2008).
- [3] V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, A.A. Sitnikova et al., Appl. Phys. Lett. 96, 141112 (2010).



# **InGaAs/GaAs ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИЕ ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ И СОВМЕЩЕННЫМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ РЕЗОНАТОРОМ**

А.А. Бирюков<sup>1</sup>, Д.Е. Святошенко<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ ННГУ, Нижний Новгород, 603950, пр. Гагарина, 23/3

<sup>2</sup> Нижегородский госуниверситет, Нижний Новгород, 603905, пр. Гагарина, 23

<sup>3</sup> ИФМ РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105

тел: (831) 462-3264, факс: (831) 462-3263, эл. почта: [svyatoshenko@rf.unn.ru](mailto:svyatoshenko@rf.unn.ru)

С момента своего появления, вертикально излучающие лазеры с внешним резонатором и оптической накачкой зарекомендовали себя как источники излучения одновременно высокой мощности и близким к дифракционному пределу качеством пучка [1]. Традиционно, выходным зеркалом в вертикально излучающих лазерах с оптической накачкой является внешнее диэлектрическое зеркало, а полупроводниковая часть состоит из нижнего глухого зеркала и микрорезонатора с требуемым числом квантовых ям.

В работе предложена и опробована отличная от традиционной конструкция структуры (подобная конструкции вертикально излучающих лазеров с инжекционной накачкой), в которой оба зеркала резонатора сформированы полупроводниковыми слоями в процессе эпитаксиального роста. Для этого, по сравнению с инжекционными лазерами, была увеличена толщина микрорезонатора, а в качестве материалов слоёв выходного зеркала выбрана пара AlAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, обеспечивающая пропускание зеркала на длине волны накачки. Серия калибровочных и экспериментальных образцов была изготовлена методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении в горизонтальном реакторе, на установке Aix200RF. В результате, на лучшем из экспериментальных образцов, получена выходная мощность генерации (длина волны 1000 нм) около 150 мВт при мощности накачки 3 Вт на длине волны 808 нм в импульсном режиме (длительность импульсов 100 мкс) при комнатной температуре. Расходимость диаграммы направленности составила 10° при генерации двух первых поперечных мод.

При изучении особенностей фотолюминесценции и генерационных характеристик в диапазоне температур от жидкого азота до комнатной была получена генерация в непрерывном режиме. При температуре подложки 200 К длина волны непрерывной генерации совпадает с длиной волны фотолюминесценции и импульсной генерации при комнатной температуре, что соответствует локальному разогреву активного слоя на 100 К.

С целью решения задачи тепловвода была выбрана традиционная концепция: отвода тепла через входное окно, прозрачное для накачки и лазерного излучения. В качестве окна был опробован CVD поликристаллический алмаз, выращенный в ИПФ РАН (группа А.Л.Вихарева), с одной гладкой и второй шлифованной поверхностью. Качество используемого алмазного окна позволило реализовать накачку структуры с дополнительными потерями по мощности, соответствующими потерям на френелевское отражение. Однако, увеличение длительности импульсов генерации до шести раз (в зависимости от значения скважности импульсов накачки) свидетельствует о недостаточном тепловом контакте образца и шлифованной поверхности алмазного окна.

Таким образом, в работе представлены начальные экспериментальные результаты в направлении создания вертикально излучающих лазеров с оптической накачкой.

Авторы выражают благодарность А.А.Андронову, Ю.Н.Ноздрину (ИФМ РАН) и А.В.Маругину (ННГУ) за обсуждения, помощь и поддержку на различных этапах выполнения работы, а также группе А.Л.Вихарева (ИПФ РАН) за обсуждения, изготовление и обработку алмазного окна.

## **Литература**

[1] O.G. Okhotnikov (ed.). Semiconductor disk lasers, Wiley-VCH, Weinheim, 2010.

# ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ВОЛНОВОДА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ С ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

А.А. Афоненко<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>2</sup>

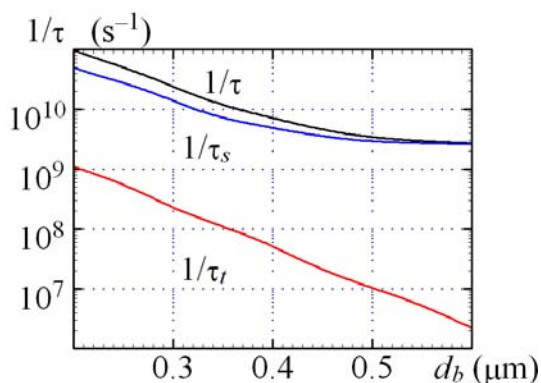
<sup>1</sup> БГУ, Минск, 220035, пр. Независимости, 4

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105

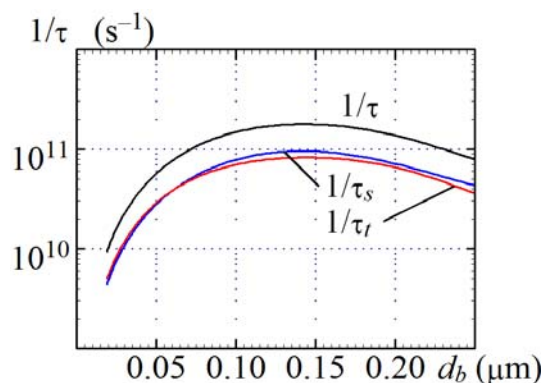
тел: (375) 278-1313, факс: (375) 212-1016, эл. почта: [afonenko@bsu.by](mailto:afonenko@bsu.by)

Лазеры с вертикальным выводом излучения из лазера с диэлектрическим волноводом с дифракционной решеткой представляют интерес как источники мощных излучения, от которых требуется узкая диаграмма направленности (с шириной порядка градуса в обоих направлениях). Зеркала таких лазеров могут быть сделаны полностью отражающими. Хотя такие лазеры будут иметь высокие пороговые токи из-за больших потерь на вытекание, для мощных импульсных лазеров, которые работают при токах многократно превышающих пороговые, этот недостаток не является существенным.

В работе проанализированы 2 вида структур с волноводом InGaP/GaAs/InGaP: с металлической дифракционной решеткой на поверхности (чередование Au/воздух) и встроенной диэлектрической дифракционной решеткой, примыкающей к волноводному слою (гофр InGaP/GaAs). Для расчета пространственного распределения электромагнитного поля в лазерных структурах с дифракционной решеткой, расположенной параллельно активному слою, результирующее поле представлялось в виде разложения по собственным модам решетки и однородных слоев и “сшивалось” на границах слоев. При заданной постоянной распространения моды задача сводилась к нахождению комплексной собственной частоты моды, мнимая часть которой обратно пропорциональна времени жизни фотонов в волноводе ( $2\omega'' = -1/\tau$ ). Времена жизни, соответствующие выводу излучения с поверхности структуры со стороны решетки ( $\tau_r$ ) и подложки ( $\tau_s$ ), находились с помощью отношений потоков мощности из соответствующих поверхностей к запасенной в волноводе энергии электромагнитного поля и представлены на рисунке в зависимости от расстояния между волноводным слоем и металлической решеткой (а) и от толщины гофра диэлектрической решетки (б). Период решетки составлял 0.3 мкм, толщина волноводного слоя 0.5 мкм, длина волны излучения 0.98 мкм.



(а)



(б)

В структуре с металлической решеткой большой вывод излучения происходит в сторону подложки. Однако высокая эффективность вывода реализуется при малой толщине обкладочного слоя  $d_b$ , когда мода значительно проникает в область решетки, и потери на поглощение в металле становятся существенными. Поэтому более предпочтительной является структура с встроенной диэлектрической решеткой.

Работа поддержана грантами БРФФИ-РФФИ Ф12Р107, 12-02-90024-Бел.

# ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТОКОВОЙ ИНЖЕКЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ С ВОЛНОВОДОМ ИЗ КВАНТОВЫХ ЯМ

А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков

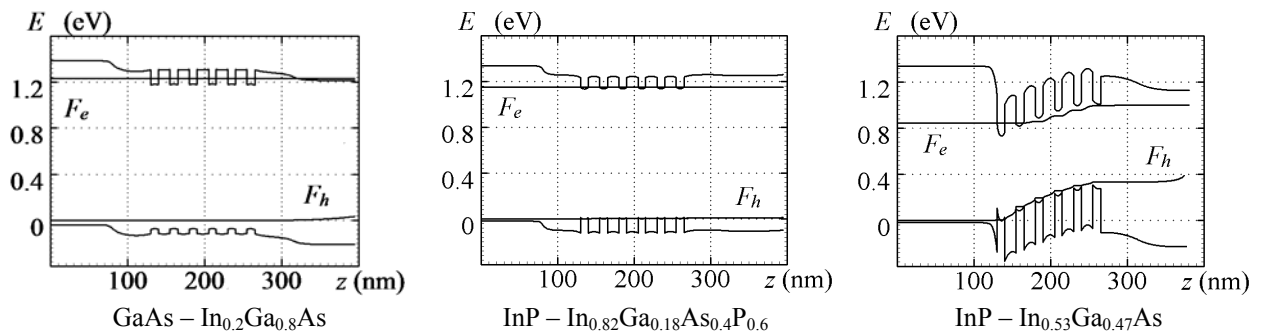
БГУ, Минск, 220035, пр. Независимости, 4

тел: (375) 278-1313, факс: (375) 212-1016, эл. почта: [afonenko@bsu.by](mailto:afonenko@bsu.by)

В лазерах с квантовыми ямами есть возможность использовать для создания волновода разницу показателей преломления материала квантовой ямы и окружающего полупроводника. Несмотря на то, что ширина квантовой ямы мала по сравнению с длиной волны излучения, предварительные расчеты показывают, что нескольких (3–6) квантовых ям вполне достаточно для создания волновода [1]. При этом характерная длина локализации моды в направлении, перпендикулярном квантовым ямам, оказывается порядка микрометра, т.е. соответствует сверхширокому волноводу. Однако в отличие от сверхширокого волновода в таком волноводе нет проблемы с селекцией мод.

Отсутствие в таких структурах широкозонных эмиттеров снимает встроенные потенциальные барьеры в зонах, которые препятствуют диффузии для неравновесных носителей из активной области. Это может привести к существенному увеличению токовых утечек и уменьшению эффективности инжекции.

В работе проанализированы процессы инжекции в различных лазерных гетероструктурах. На рисунке показаны зонные диаграммы и положения квазиуровней Ферми для электронов  $F_e$  и дырок  $F_h$  лазерных структур GaAs – InGaAs ( $\lambda = 0.98$  мкм), InP – InGaAsP ( $\lambda = 1.3$  мкм) и InP – InGaAs ( $\lambda = 1.55$  мкм). Наименьшую эффективность инжекции имеет первая структура GaAs – InGaAs ( $\eta = 0.1$  при плотности тока  $600$  А/см<sup>2</sup>), далее следует вторая структура InP – InGaAsP ( $\eta = 0.3$  при такой же плотности тока). У третьей структуры InP – InGaAs эффективность инжекции близка к идеальной ( $\eta = 0.96$ ). Это связано с тем, что в последней структуре высота потенциального барьера гомоперехода больше всего превышает тепловую энергию  $U = E_g - (F_e - F_h) \approx E_g - hc/\lambda \approx 21 kT$  при температуре  $300$  К по сравнению с  $U = 6 kT$  у первой структуры и  $U = 15 kT$  у второй.



Для увеличения эффективности инжекции носителей в первых двух структурах предложено создавать блокирующие слои из широкозонного материала. При этом эти слои должны быть как можно тоньше, чтобы их антиволноводный эффект не приводил к исчезновению волноводной моды.

Работа поддержана грантами БРФФИ-РФФИ Ф12Р107, 12-02-90024-Бел.

## Литература

- [1] В.Я. Алёшкин, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков и др., “Нанофизика и наноэлектроника”. Труды XVI международного симпозиума. 12–16 марта 2012 г. Нижний Новгород. Т.1, с. 241–242.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МДПМ СТРУКТУР ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

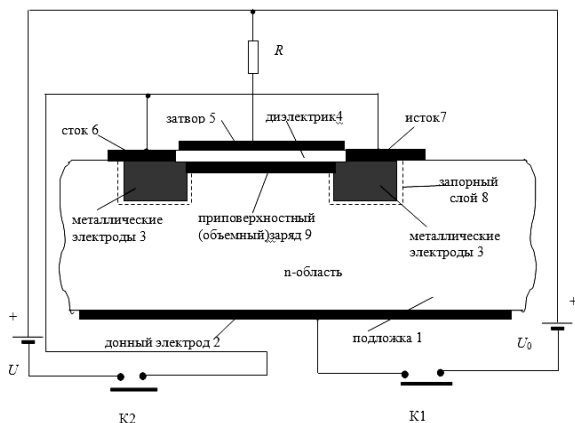
В.Г. Днепровский, Г.Я. Карапетьян

НИИМ и ПМ им. И.И. Воровича ЮФУ, Ростов-на-Дону, 344090, пр. Стачки 200/1

тел: (863) 297-5224, факс: (863) 297-5231, эл. почта: jorichkaka@yandex.ru

Значительная зависимость электрооптических характеристик лазерного излучения, надежности и сроков функционирования полупроводниковых лазеров от превышения определенной температуры и выдвигают на одно из первых мест задачу создания систем, охлаждения, работающих при заданной температуре без каких-либо отклонений температуры в микрообъемах по длине и по площади полупроводникового лазера [1]. Для систем охлаждения используются полупроводниковые холодильники Пельтье [2]. Однако такие системы охлаждения приводят к росту энергопотребления, а также размеров полупроводниковых лазеров из-за наличия теплоотводящих радиаторов, без которых работа холодильников Пельтье невозможна.

Целью настоящей работы является разработка такого охлаждающего устройства, которое было бы свободно от недостатков присущих холодильникам Пельтье, т.е. наличием горячей стороны и связанными с ней затратами электрической энергии на преодолении паразитной эдс.



Предлагаемая в настоящей работе металл-диэлектрик-полупроводник-металл (МДПМ) структура позволяет преодолеть указанные недостатки и создать принципиально новое охлаждающее устройство, которое не только поддерживает заданный температурный режим, но и приводит к существенному снижению энергопотребления. Основой преобразователя является МДПМ структура (рис.1), которая состоит из полупроводниковой подложки 1 n-типа, на нижней поверхности которой расположен донный электрод 2, имеющий омический

контакт с подложкой. На противоположной верхней стороне подложки расположены металлические электроды 3, образующие в контакте с полупроводниковой подложкой запирающий слой 8. На поверхности подложки расположен диэлектрический слой 4 расположенный между углубленными электродами 3, который слегка перекрывает их на поверхности. На этот диэлектрический слой нанесен электрод 5, а на металлические электроды 3 нанесены электроды 6, 7. МДПМ-структура представляет собой конденсатор, который заряжается через донный электрод и последовательно соединенный резистор до напряжения  $U_0$ , а разряжается через приповерхностный заряд и через тот же резистор до напряжения  $U$ , поскольку  $U_0 > U$ . При зарядке через донный электрод структура охлаждается. А при разрядке через поверхностный заряд тепло в контакте выделяется значительно меньше, чем поглощается в контакте донного электрода с подложкой, поскольку коэффициент Пельтье в контакте поверхностного заряда с металлом намного меньше из-за повышенной концентрации электронов, и она охлаждается, поглощая тепло из окружающей среды и преобразуя его в электрическую энергию.

## Литература

[1] J.A. Skidmore et al. Appl. Phys. Lett. 66(10), 6 (1995).

[2] Л.И. Анатычук *Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник*, Наукова думка, Киев 1979, с.474.

# СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОС-ГИДРИДНЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$

П.В. Середин<sup>1</sup>, Э.П. Домашевская<sup>1</sup>, А.С. Леньшин<sup>1</sup>, И.Н. Арсентьев<sup>2</sup>, Д.А. Винокуров<sup>2</sup>,  
А.Л. Станкевич<sup>2</sup>, И.С. Тарасов<sup>2</sup>, Harald Leiste<sup>3</sup>, Monika Rinke<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Воронежский Госуниверситет, Воронеж, 394006, Университетская пл., 1

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

<sup>3</sup> Karlsruhe Nano Micro Facility, Karlsruhe Nano Micro Facility, H.-von-Helmholtz-Platz 1  
76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

тел: (473) 220-8363, факс: (473) 220-8363, эл. почта: paul@phys.vsu.ru

В нашей работе структурными и спектроскопическими методами исследовались четверные твердые растворы  $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  с малым содержанием фосфора, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии. Расчетное значение состава  $y$  составляло величину в районе 1-2%. Фосфор вводился в слой с целью компенсации объемных напряжений, которые вызываются слаборассогласованными по параметру решетки, но значительными по толщине (2мкм) слоями  $Al_xGa_{1-x}As$ . Такой подход использовался с целью планаризации поверхности приборной структуры, что является важным для приборов большой площади (более 1 мм<sup>2</sup>), особенно при условии необходимости монтажа на теплоотвод.

На основании данных, полученных методом высокоразрешающей рентгеновской дифракции, а именно картированием обратного пространства, определены параметры решетки твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  в направлении и плоскости роста. Показано, что пленка растет когерентно на подложке GaAs(100), но с малой разориентацией относительно направления ориентации подложки. Данные энергодисперсионного анализа и рентгеновской дифракции на основе уравнений теории упругости [1-2] и линейного закона Вегарда для системы твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$  позволили уточнить концентрации элементов в пленке.

Результаты рамановской спектроскопии позволили определить частоты основных фононных мод в спектрах изученных эпитаксиальных гетероструктур и построить закон дисперсии от состава твердого раствора.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ, РФФИ и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

We acknowledge the Karlsruhe Nano Micro Facility (KNMF, www.kit.edu/knmf) of the Forschungszentrum Karlsruhe for provision of access to instruments at their laboratories and we would like to thank Dr. H.Leiste and Dr. M.Rinke for assistance in using laboratory Thin film characterisation methods"

## Литература

- [1] P.V. Seredin, A.V. Glotov, E.P. Domashevskaya et al., Physica B: Condensed Matter. 405(12), 2694 (2010).
- [2] П.В. Середин, А.В. Глотов и др. ФТП 46(6), (2012).

# НЕПРЕРЫВНЫЙ ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛЕ $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ С НАКАЧКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДИСКОВЫМ ЛАЗЕРОМ

В.И. Козловский,<sup>1</sup> Ю.В. Коростелин<sup>1</sup>, О.Г. Охотников<sup>2</sup>, Ю.П. Подмарьков<sup>1,3</sup>, Ю.М. Попов<sup>1</sup>,  
Ю. Раутиайнен<sup>2</sup>, **Я.К. Скасырский**,<sup>1</sup> М.П. Фролов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Ленинский пр., 53

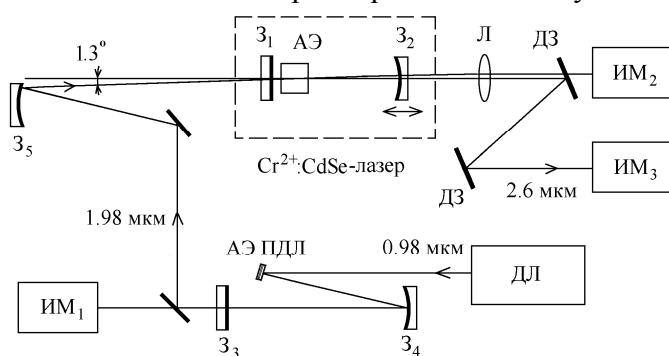
<sup>2</sup> ORC, Tampere University of Technology, Tampere, Finland, 333101, Korkeakoulunkatu, 3

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (Государственный университет)

тел: (495) 851-0793, факс: (495) 851-0793, эл. почта: yans@okb.lpi.troitsk.ru

Перестраиваемые лазеры на легированных переходными металлами кристаллах  $\text{A}_2\text{B}_6$  работают в ИК диапазоне 2-6 мкм, представляющем интерес для широкого круга практических применений в спектроскопии, медицине, контроле за состоянием окружающей среды. Для накачки этих лазеров можно использовать лазерные диоды. Однако относительно низкое качество их лазерного пучка затрудняет осуществление эффективной накачки длинных активных сред на основе кристаллов  $\text{A}_2\text{B}_6$  с ионами переходных металлов. С этой точки зрения более перспективной накачкой являются мощные полупроводниковые дисковые лазеры (ПДЛ), отличающиеся высоким качеством лазерного пучка [1]. В данной работе мы впервые реализовали непрерывный режим генерации в лазере  $\text{Cr}:\text{CdSe}$  с использованием ПДЛ на структуре, излучающей на длине волны 1.98 мкм.

Структура, содержащая 15 квантовых ям  $\text{InGaAsSb}$  и встроенное брэгговское зеркало из 18 пар слоев  $\text{GaSb}/\text{AlAsSb}$  с коэффициентом отражения не менее 99.8 %, накачивалась излучением линейки лазерных диодов (ДЛ) с волоконным выходом с длиной волны 980 нм (рис. 1). Использовался алмазный теплоотвод. Максимальная выходная мощность ПДЛ достигала 3.2 Вт с параметром качества пучка  $M^2 < 1.2$ .



Активный элемент (АЭ)  $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$  лазера имел длину 4.9 мм и концентрацию  $\text{Cr}$   $1.1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Он был закреплен на медном теплоотводе и помещался в резонатор, образованный плоским высокоотражающим и сферическим полупрозрачным зеркалами. Направление пучка накачки составляло небольшой угол ( $1.3^\circ$ ) с оптической осью резонатора  $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазера. В условиях наших

экспериментов максимальная поглощенная АЭ мощность накачки не превышала 1.64 Вт при входной мощности источника накачки 3.05 Вт.

Лазер  $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$  в неселективном резонаторе работал на длине волны 2.6 мкм. Максимальная мощность в непрерывном режиме составила 0.85 Вт при дифференциальной эффективности лазера 55.4 %. Это выше значения 53.4 %, достигнутого на данном АЭ при накачке волоконным  $\text{Tm}$ -лазером [2]. Удалось также снизить значение пороговой поглощенной мощности с 0.27 Вт до 0.17 Вт. Это объясняется лучшей фокусировкой излучения накачки при использовании ПДЛ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки (соглашение 8519) и программой фундаментальных исследований ОФН РАН.

## Литература

[1] N. Hempler et al., Optics Express, 17, 18136 (2009).

[2] В.И. Козловский и др., Квантовая электроника, 40, 7 (2010).