

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

8-й симпозиум

**Полупроводниковые лазеры:
физика и технология**

*Посвящается памяти выдающегося ученого–физика,
академика Р.А. Сурица и
95-летию Нобелевского лауреата Ж.И. Алферова*

15 – 18 апреля

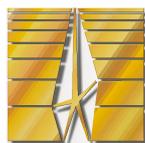
2025

ПРОГРАММА

Санкт-Петербург

Организатор

Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук



Соорганизатор - Санкт-Петербургское отделение РАН



Финансовая поддержка

ЗАО «СОЛАР ЛС»



АО "РИЦ "Техносфера", журнал Фотоника



ООО «Эльфолюм»



Программный комитет

Н.А. Пихтин (*председатель*),
З.Н. Соколова (*заместитель председателя*),
А.Е. Жуков, И.Н. Завестовская, С.В. Иванов,
П.С. Копьев, Л.Я. Карачинский, М.А. Ладугин,
Е.В. Луценко, А.А. Мармалюк, Г.Т. Микаелян,
С.В. Морозов, Г.И. Рябцев, В.А. Симаков,
С.О. Слипченко, Г.С. Соколовский, Д.А. Фирсов

Организационный комитет

З.Н. Соколова (*председатель*),
К.В. Бахвалов, А.Д. Бондарев, П.С. Гаврина,
А.Е. Гришин, В.А. Дементьева, В.В.
Золотарев, В.А. Крючков, А.В. Лютецкий,
В.Н. Малец, А.Е. Маричев, А.А. Подоскин,
А.Э. Ризаев, А.Ю. Романова, Д.Н. Романович,
Н.А. Рудова, В.А. Стрелец, И.М. Фишер,
Н.В. Шувалова, И.В. Шушканов

Информация по организации

Соколова Зинаида Николаевна

Телефон: (812) 292-79-95

Электронная почта: lasers@mail.ioffe.ru

Содержание

Программа симпозиума _____	3
Устные доклады _____	8
Стендовая сессия _____	41

ПРОГРАММА

Вторник, 15 апреля

Большой зал СПб отделения РАН (Университетская набережная, 5)

10:00–11:00 Регистрация

Председатель Н.А. Пихтин

11:00 **П.Н. Брунков**

Открытие Симпозиума

11:30 **П.С. Копьев**

К 95-летию со дня рождения
Ж.И. Алферова

12:00 **М.А. Ладугин**

Полупроводниковые лазеры от ближнего ИК до ТГц диапазона

12:30 **Р.А. Хабибуллин**

Непрерывные квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона,
выращенные методами МПЭ и МОСГЭ

13:00 **А.Е. Жуков**

Высокое оптическое усиление квантовых точек и возможность
его использования в лазерах

13:30–15:00

Обед

Председатель А.А. Мармалюк

15:00 **Н.А. Пихтин**

Полупроводниковые инжекционные лазеры для применений в опто- и
микроэлектронике

15:30 **Я.Н. Ковач**

Длинноволновые вертикально-излучающие лазеры, реализованные в
рамках технологии спекания пластин

16:00 **Г.С. Соколовский**

Квантовые каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона

16:30 **С.О. Слипченко**

Источники мощных лазерных импульсов нс и суб-нс длительностей
для ближнего ИК спектрального диапазона на основе вертикально
интегрированных полупроводниковых гетероструктур

17:00 **В.А. Симаков**

Новое поколение унифицированных модулей мощных импульсных
полупроводниковых лазеров на основе фотонных интегральных схем лазер-
тиристор

Среда, 16 апреля

ФТИ им А.Ф. Иоффе корпус «Туман», зал им. В.Е. Голанта
(ул. Политехническая, 28)

Председатель Г.И. Рябцев

10:00	С.В. Морозов Влияние горячих фононов на эффекты разогрева носителей в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe при импульсном оптическом возбуждении
10:20	В.В. Румянцев Стимулированное излучение в лазерных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при различных режимах оптического возбуждения
10:40	А.А. Разова Микролазеры инфракрасного диапазона на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe
11:00–11:20	Кофе
11:20	Е.В. Куницына Светодиоды ($\lambda=2.7$ мкм) для детектирования углекислого газа
11:40	М.В. Максимов Управляемое переключение длин волн лазерной генерации в лазерах на квантовых точках InAs/InGaAs/GaAs
12:00	Г.О. Корнышов Ток прозрачности и спектр усиления InGaAs/GaAs квантовых яма-точек
12:20–13:20	Обед
	<u>Председатель С.В. Морозов</u>
13:20	А.А. Мармалюк Суперлюминесцентные диоды на основе квантоворазмерных гетероструктур
13:40	С.А. Блохин Вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 89X нм
14:00	Н.Ю. Гордеев Мощные суперлюминесцентные диоды со скользящим полосковым волноводом
14:20	Д.А. Веселов Полупроводниковый лазер с двухступенчатой накачкой
14:40	З.Н. Соколова Электронейтральность в полупроводниковых лазерах
15:00	А.Э. Ризаев Анализ механизмов ограничения мощности полупроводникового лазера на основе гетероструктуры InP/InGaAsP с излучением в безопасном для глаз диапазоне
15:20	Е.В. Тимощенко Нутационные колебания интенсивности в микролазерах на квантовых точках
15:40	А.А. Рубан Алгоритм термостабилизации активных элементов твердотельного лазера с ТЭМ Пельтье и его аппаратная реализация
16:00	Кофе

Ответственный В.В. Золотарев

16:20 – 18:00 **Стендовая секция**

Четверг, 17 апреля

ФТИ им А.Ф. Иоффе корпус «Туман», зал им. В.Е. Голанта

Председатель З.Н. Соколова

- 10:00 **А.А. Дубинов**
Новые возможности для волноводов терагерцовых квантово-каскадных лазеров
-
- 10:20 **М.В. Загорянская**
Влияние ловушек на люминесцентные свойства гетероструктур
-
- 10:40 **А.А. Фроня**
Наночастицы германия для биомедицинского применения в качестве фототермического агента
-
- 11:00 **М.Д. Шарков**
Исследования структуры и стехиометрии твердых растворов $Zn_{1-x}Mn_xSe$
-
- 11:20–11:50 **Кофе**
-
- 12:00 **Экскурсия и банкет**

Пятница, 18 апреля

ФТИ им А.Ф. Иоффе корпус «Туман», зал им. В.Е. Голанта

Председатель В.Н. Жмерик

- 10:00 **Д.М. Самосват**
Влияние встроенного пьезоэлектрического поля и Оже-рекомбинации через глубокие центры на эффективность лазеров и светодиодов на InGaN/GaN
-
- 10:20 **В.И. Козловский**
Мощный CdSSe лазер с двухфотонной накачкой
-
- 10:40 **Я.К. Скасырский**
Полупроводниковый дисковый лазер на гетероструктуре GaInP/AlGaInP с внутри резонаторной накачкой в квантовые ямы
-
- 11:00 **А.А. Гайворонская**
Влияние высокоэнергетических ионов гелия на свойства n-GaN/GaN/c-Al₂O₃ контактных слоев, выращенных с помощью МПЭ ПА
-
- 11:20 **Е.В. Луценко**
Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур III-нитридов для СВЧ, силовой и оптоэлектроники
-
- 11:50–13:00 **Обед**
-
- Председатель Е.В. Луценко
- 13:00 **В.Н. Жмерик**
GaN/AlN гетероструктуры с дробно-монослойными квантовыми ямами для мощных источников ультрафиолетового-С излучения
-
- 13:30 **С.Ю. Карпов**
Прогресс и проблемы технологии ультрафиолетовых лазерных диодов на основе нитридов III группы
-
- 14:00 **С.Д. Комаров**
Лазерная генерация в дисковых микроструктурах InGaN/GaN/AlGaIn, выращенных на кремнии
-
- 14:20 **Вручение молодежных премий**
-
- 14:30–14:45 **Кофе**
-
- 14:45 **Н.В. Крыжановская (ведущая)**
Круглый стол "III-N дисковые микролазеры на кремнии: от оптической к токовой накачке"
-
- 17:00 **Заккрытие симпозиума**

Стендовая секция

1. П.В. Вишняков	Влияние наклона мезаструктуры на величину поверхностного пробоя в арсенид-галлиевых переключателях тока для генерации мощных лазерных импульсов
2. В.С. Вязанкин	Влияние диэлектрического покрытия SiO ₂ на разупорядочение квантово-размерной области AlGaAs/GaAs
3. П.С. Гаврина	Влияние длины резонатора на уровень пиковой мощности лазеров-тиристоров при генерации импульсов длительностью единицы наносекунд
4. А.Е. Гришин	Сравнительный анализ аналитических моделей расчета упругих напряжений квантовых ям планарных гетероструктур
5. Б.А. Жмудь	Численное моделирование и измерение распределения интенсивности излучения терагерцового квантово-каскадного лазера в области дальнего поля
6. П.Е. Копытов	Исследование усилительных свойств активных областей лазеров на основе InGaAs/InAlGaAs сверхрешеток
7. О.К. Кошелева	Особенности роста III-N:In/Si гетероструктур методом МПЭ ПА без использования нитридации подложки и промежуточного AlN зародышевого слоя
8. В.А. Крючков	Конструкция структурированного контакта мощных полупроводниковых лазеров для стабилизации латерального дальнего поля
9. А.С. Некрасов	Резонатор полупроводникового лазера на основе двумерного фотонного кристалла
10. И.В. Орешко	Двумерный фотонный кристалл в волноводной гетероструктуре для вертикального вывода лазерного излучения
11. А.Н. Петрова	Влияние условий гальванического осаждения никеля на качество пайки при изготовлении лазерных решеток
12. К.В. Прохорчук	Дисковый композитный керамический активный элемент на основе керамики Yb:YAG с многопроходной схемой накачки
13. А.Э. Ризаев	Анализ факторов, определяющих стабильность высокочастотной модуляции оптического сигнала на основе одномерных скоростных уравнений
14. Г.И. Рябцев	Термооптические процессы в пассивных затворах твердотельных лазеров с поперечной диодной накачкой
15. Я.К. Скасырский	Источник УФ-излучения с накачкой электронным пучком на основе микрорезонаторных гетероструктур с множественными квантовыми ямами GaN/AlN, выращенными на профилированных подложках сапфира
16. В.Н. Сойгалов	Исследование температурной стабильности излучательных характеристик полупроводниковых лазеров с различной шириной излучающей апертуры, работающих в импульсном режиме
17. А.М. Субботин	Асимметричные лазерные гетероструктуры AlGaAs/GaAs с оптически связанными волноводами
18. Б.Д. Урманов	Ультрафиолетовые фотоприемники Шоттки на основе гетероструктур AlGaN/GaN
19. Д.А. Фролов	Улучшение вольт-амперной характеристики суперлюминесцентных диодов на основе InGaAs/AlGaInAs
20. Е.И. Шабунина	Участие возбужденных дефектов в деградации внешней квантовой эффективности светоизлучающих приборов на основе III- нитридов
21. И.С. Шашкин	Расчёт влияния угла наклона стенок кремниевых штрихов высококонтрастной дифракционной решётки на её коэффициент отражения
22. И.В. Шушканов	Разработка импульсного лазерного модуля суб-нс длительности на длину волны 850 нм
23. А.А. Янцер	Вертикально-излучающий лазер на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgTe/HgCdTe на длине волны 16 мкм без брэгговских зеркал

Вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 89X нм

С.А. Блохин¹, М.А. Бобров¹, Я.Н. Ковач¹, А.А. Блохин¹, А.Г. Кузьменков¹, М.Н. Марчий¹,
М.М. Кулагина¹, Ю.М. Задиранов¹, А.П. Васильев², Н.А. Малеев¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая 26

² НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая 26

Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) ближнего ИК диапазона находят массовое применение не только в сверхскоростных системах оптической передачи данных и системах распознавания изображений, но и открывают широкие перспективы для создания компактных квантовых сенсоров (ККС) на основе паров атомов щелочных металлов (^{133}Cs , ^{85}Rb или ^{87}Rb) [1]. Ключевым моментом для успешного применения ВИЛ в ККС является выполнение комплекса специфических технических требований к лазерному излучателю, включая: прецизионную настройку длины волны излучения на линию атомных переходов щелочных металлов, режим лазерной генерации через фундаментальную моду (одномодовый), линейная поляризация излучения в фиксированном направлении, малая ширина спектральной линии (ШСЛ), низкий уровень фазовых (ФШ), амплитудных (АШ) и поляризационных (ПШ) шумов, обеспечение высокого быстродействия лазера при низких токах, возможность работы при повышенной температуре [2]. На текущий момент известны несколько конструктивных решений для спектрального диапазона 7XX нм и 8XX нм, основанных на классической концепции вертикального микрорезонатора с инжекцией носителей заряда через легированные зеркала [3–7].

В настоящей работе представлен актуальный статус исследований в области создания одномодовых поляризационно-стабильных ВИЛ спектрального диапазона 89X нм, ведущихся в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. За основу была взята концепция гибридного вертикального микрорезонатора с инжекцией носителей через внутриврезонаторные контактные слои и композиционные брэгговские решетки. Предложенная конструкция увеличивает эффективную длину резонатора и обеспечивает ШСЛ менее 100 МГц даже при высоких потерях на вывод излучения (необходимых для увеличения мощности) и сохраняет низкий уровень внутренних потерь ($<12\text{ см}^{-1}$). Применение селективно-окисленной токовой апертуры ромбовидной формы с клиновидным поперечным профилем позволяет реализовать стабильный режим генерации с подавлением боковых мод более 30 дБ и подавлением ортогонально-поляризованной моды более 15 дБ в широком диапазоне токов и температур.

Характер поведения шумов АШ/ПШ имеет вид $1/f$ -шума с четко выраженным переходом в белый шум с уровнем ниже -135 дБ/Гц (для АШ) и ниже -130 дБ/Гц (для ПШ) в диапазоне частот 10-100 кГц. Увеличение оптической мощности излучения ведет к снижению уровня АШ/ПШ, при этом ПШ всегда несколько выше АШ. Уменьшение размера апертуры и увеличение потерь на вывод излучения ведет к росту АШ/ПШ. Повышение температуры ведет к сдвигу области перехода $1/f$ -шума в белый шум в сторону больших частот, сопровождающееся некоторым ростом уровня белого шума. В рамках метода преобразования флуктуации частоты лазера в флуктуации интенсивности выявлено, что характер поведения шумов ФШ в диапазоне частот 1-1000 Гц также имеет вид $1/f$ -шума, тогда как в диапазоне частот 10-100 кГц шумы насыщаются на уровне $0.4\text{--}2\cdot 10^9\text{ Гц}^2/\text{Гц}$. Наименьший уровень ФШ был зарегистрирован для широкоапертурных ВИЛ. Снижение потерь на вывод излучения ведет к дополнительному падению уровня ФШ.

Быстродействие гибридных ВИЛ ограничено паразитной частотой отсечки из-за высокой емкости области с оксидно-блокирующим слоем. Уменьшение топологических размеров и увеличение концентрации In в квантовых ямах InGaAs до ~10% позволяет получать частоту эффективной модуляции более 5 ГГц при субмиллиамперных токах и повышенных температурах.

[1] B.D. Padullaparthi et al., *VCSEL Industry: Communication and Sensing*, Wiley-IEEE Press, 2021.

[2] J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.*, **5** (3), 031302 (2018).

[3] D.K. Serkland et al., *Proc. SPIE* **6484**, 648406 (2007).

[4] F. Gruet et al., *Opt. Express.*, **21** (5), 5781 (2013).

[5] J. Zhang et al., *Opt. Express.* **23** (11), 14763 (2015).

[6] E. Kroemer, *Appl. Opt.* **55** (31), 8839 (2016).

[7] Y. Zhou et al., *Opt. Express.* **30** (6), 8991 (2022).

Полупроводниковый лазер с двухступенчатой накачкой.

Д.А. Веселов, Ю.К. Кириченко (Бобрецова), А.Ю. Лешко,
А.В. Лютецкий, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

В докладе будет представлена новая конструкция мощного торцевого полупроводникового лазера, которая потенциально сможет решить проблему повышения оптической мощности с единицы апертуры излучателя, то есть повысить яркость.

Предлагаемый лазер основан на типичной двойной гетероструктуре раздельного ограничения с широким волноводом и квантоворазмерной активной областью, причём квантовая яма (или ямы) должны содержать как минимум два уровня размерного квантования. На основе этой гетероструктуры при постростовой обработке изготавливается кристалл, включающий в себя две секции: секцию накачки с собственным резонатором и электрическим контактом и секцию излучателя, чей резонатор перпендикулярен первому, а электрический контакт отсутствует. Секция накачки сама накачивается электрическим током и имеет такие параметры резонатора, чтобы лазерная генерация в ней была возможна только на втором уровне размерного квантования. Для этого можно применить спектрально-селектирующие зеркала с высоким коэффициентом отражения на длине волны, соответствующей переходу со второго уровня размерного квантования, либо распределённые брэгговские отражатели. В секции излучателя свет с этой длиной волны поглощается, обеспечивая накачку излучателя, а лазерная генерация излучателя осуществляется с первого уровня размерного квантования.

Основной смысл конструкции в том, что секция накачки работает при низкой плотности тока и низких внутренних оптических потерях на линейном участке своей ватт-амперной характеристики, выдавая при этом значительную оптическую мощность в секцию излучателя. Излучатель же накачивается оптически и не имеет в своём волноводе избыточной концентрации носителей заряда, а значит работает с низкими внутренними оптическими потерями. Собрав полную мощность с широкой секции накачки, излучатель (с некоторыми потерями) переизлучает её со своей апертуры, теряя в абсолютной мощности, но на порядок повышая яркость.

Доклад включает в себя описание результатов математического моделирования характеристик лазера с двухступенчатой накачкой на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs с длиной волны генерации 1050 нм, процедуру изготовления и измерения характеристик первых тестовых образцов, которые показывают принципиальную работоспособность устройства.

Влияние высокоэнергетических ионов гелия на свойства n-GaN/GaN/c-Al₂O₃ контактных слоев, выращенных с помощью МПЭ ПА

А.А. Гайворонская¹, П.В. Середин¹, Д.Л. Голощапов¹, Д.Е. Костомаха¹, Я.А. Пешков¹,
Н.С. Буйлов¹, А.М. Мизеров², С.Н. Тимошнев², М.С. Соболев², А.В. Нащекин³

¹ВГУ, 394018, Воронеж, Университетская площадь, 1

²Алфёровский университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

В работе изучено влияние высокоэнергетических ионов гелия He⁺ на структурные, оптические, морфологические и электрофизические свойства подложек GaN/c-Al₂O₃, с контактными GaN, n-GaN и p⁺-GaN слоями, выращенными методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) [1].

После облучения He⁺ ионами в зоне воздействия наблюдается изменение морфологии и шероховатости поверхности контактного слоя за счет эффектов распыления материала. При этом регистрируются изменения в электрических свойствах контактных слоев – одновременно с увеличением Холловской концентрации происходит уменьшение подвижности электронов.

С использованием методов рентгеновской дифракции и Рамановской микроспектроскопии показано, что несмотря на изменения в кристаллическом состоянии (увеличение концентрации дефектов, возникновение напряжений и структурный беспорядок), кристаллическая решетка буферного слоя GaN, выращенного методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD) не подверглась серьезным нарушениям. Оптические свойства и дисперсия показателя преломления для слоя GaN-MOCVD носят тот же характер, что и до облучения, лишь незначительно изменяясь по абсолютной величине.

Полученные результаты имеют важное значение для понимания воздействия солнечной радиации на контактные и буферные слои GaN, что особенно актуально в свете перспективности применения в космических устройствах.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проекты № FZGU-2023-0006 и № FRSM-2023-0006).

[1] A.M. Mizerov, S.N. Timoshnev, E. V. Nikitina et al. On the Specific Features of the Plasma-Assisted MBE Synthesis of N⁺-GaN Layers on GaN/c-Al₂O₃ Templates. *Semiconductors*, **53**, (2019).

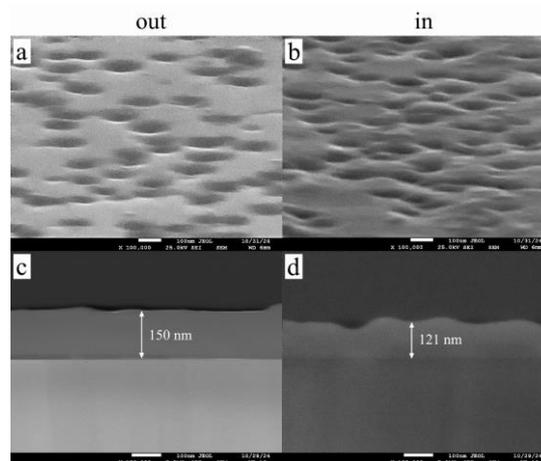


Рис. 1. – SEM изображения: поверхности (a,b) и кросс-секций (c,d) гетероструктуры n-GaN/GaN-MOCVD/c-Al₂O₃ до (a,c) и после (b,d) облучения He⁺-ионами с высокими энергиями.

Мощные суперлюминесцентные диоды со скользящим полосковым волноводом

Н.Ю. Гордеев¹, Ю.М. Шерняков¹, Г.О. Корнышов¹, А.А. Бекман¹, А.С. Паюсов¹, Ю.А. Салий¹, М.М. Кулагина¹, С.А. Минтаиров¹, Н.А. Калюжный¹, М.В. Максимов²

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

² АУ им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8 к.3

Суперлюминесцентные диоды (СЛД) в отличие от лазерных диодов работают в режиме усиления спонтанного излучения, который достигается за счёт подавления положительной обратной связи. СЛД характеризуются достаточно высокой выходной оптической мощностью, широким спектром излучения и, как следствие, малой длиной когерентности. Последняя характеристика является определяющей для применения СЛД в качестве источника излучения в оптической когерентной томографии и в волоконно-оптических гироскопах. Недавно мы предложили новую простую конструкцию полоскового волновода, позволяющую эффективно подавлять обратную связь в СЛД [1], ключевым отличительным элементом которой является использование боковой грани суперлюминесцентного диода, относительно которой полосок находится под небольшим углом (Рисунок 1). Конструкция получила название скользящий полосковый волновод.

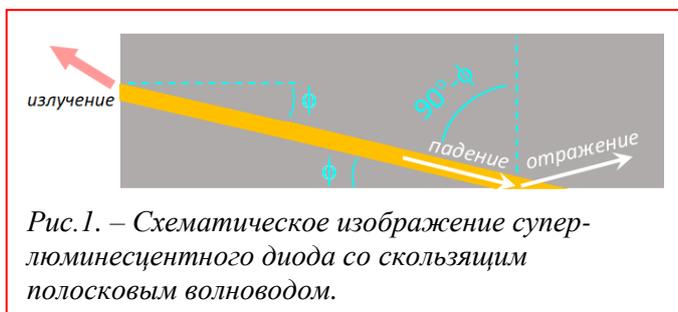


Рис.1. – Схематическое изображение суперлюминесцентного диода со скользящим полосковым волноводом.

Образцы СЛД для исследований, изготовленные из гетероструктуры, выращенной на подложке GaAs методом металлоорганической газофазной эпитаксии, содержали активную область на основе пяти слоёв чирпированных InGaAs квантовых яма-точек с номинальными длинами волн излучения 985, 1015, 1040, 1060 и 1075 нм. Ширина полоска составляла 20 мкм, угол наклона ϕ к боковой грани 10° , длина волновода от 1 до 2мм. При накачке постоянным током получена выходная мощность вплоть до 150 мВт, а при импульсной накачке – более 800 мВт (Рисунок 2). Ширина спектра на половинной высоте превышает 20 нм и практически не зависит от величины тока накачки. Особенностью исследованных СЛД со скользящим волноводом является возникновение лазерной генерации на так называемых замкнутых модах, для которых типичны узкая спектральная линия и очень низкая выходная интенсивность. Характерно, что лазерная генерация на модах Фабри-Перо полностью отсутствует.

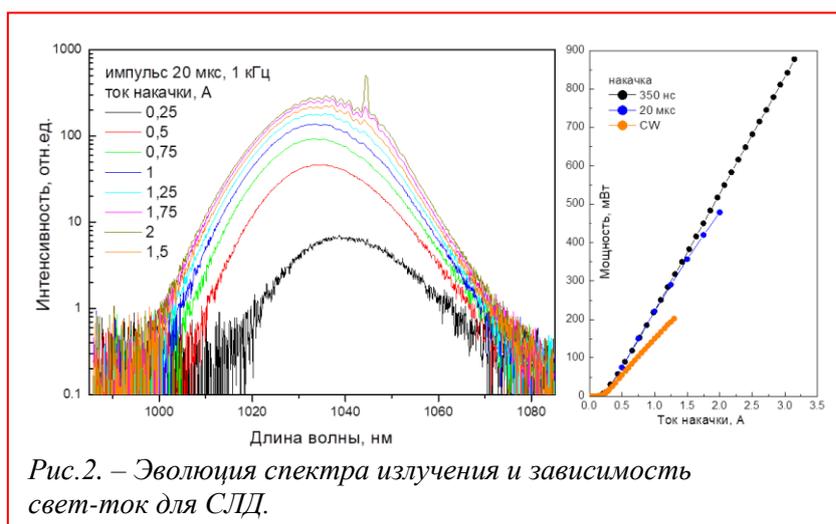


Рис.2. – Эволюция спектра излучения и зависимость свет-ток для СЛД.

В работе обсуждается принцип действия СЛД со скользящим волноводом, особенности конструкции и пути оптимизации, которые позволят подавить паразитную остаточную модуляцию спектра излучения и получить при непрерывной накачке оптическую мощность в ваттном диапазоне.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-00038, <https://rscf.ru/project/23-72-00038/>.

[1] N. Gordeev et al., *Optics Letters*, **50**, 956 (2025).

Новые возможности для волноводов терагерцевых квантово-каскадных лазеров

А.А. Дубинов¹, А.А. Афоненко², Д.В. Ушаков²

¹ ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

² БГУ, 220030, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 4

Одними из перспективных компактных источников когерентного излучения являются терагерцевые квантово-каскадные лазеры (ТГц ККЛ) на основе полупроводниковых структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs [1]. Они находят применение в спектроскопии и анализе сложных соединений, мониторинге окружающей среды, для фундаментальных исследований и пр. [2]. Однако, обычно толщина активной области ТГц ККЛ составляет около 10 мкм и включает в себя порядка тысячи нанометровых полупроводниковых слоев точно контролируемой толщины и состава, что препятствует широкому применению ТГц ККЛ. С другой стороны, использование двойного металлического волновода (ДМВ) в ТГц ККЛ позволяет существенно уменьшить необходимое для генерации число каскадов. Например, для лазера с частотой 3.5 ТГц ранее удалось уменьшить число каскадов до 37, каждый толщиной 43.7 нм [3]. Это позволило сделать лазер с толщиной волновода всего 1.75 мкм, что в 50 раз меньше длины волны излучения лазера в вакууме. К сожалению, уменьшение ширины активной области приводит к резкому увеличению потерь, которые связаны с поглощением в металлических обкладках волновода. Альтернативным вариантом металлических обкладок ТГц ККЛ могут служить слои, выполненные из сверхпроводящих материалов.

Были проведены расчеты потерь ТГц ККЛ с ДМВ с обкладками из традиционных Au и Ag со слоем адгезии из Ti и со сверхпроводящими обкладками из YBCO (новый материал для ТГц ККЛ). Было показано, что потери в волноводе толщиной 11.5 мкм для частоты 1.2 ТГц с обкладками из Au значительно больше, чем с обкладками из Ag и YBCO. Кроме того, было показано, что использование обкладок из YBCO может позволить значительно (более, чем в 4 раза) уменьшить число каскадов (до 20) и уменьшить толщину активной области до 2.8 мкм, необходимых для работы ТГц ККЛ [4].

Традиционно, кроме ДМВ, для ТГц ККЛ используется волновод на основе поверхностного плазмона (ВПП), когда электромагнитная мода ограничена с одной стороны слоем металла, а с другой - тонким (~ 1 мкм) слоем сильнолегированного донорами GaAs [1]. В результате значительная доля моды находится в полуизолирующей (для уменьшения потерь на свободных носителях) подложке GaAs, что снижает фактор оптического ограничения в таком ТГц ККЛ. Кроме того, для случая ТГц ККЛ с волноводами, как с ДМВ, так и с ВПП, необходимо помещать контакты с одной стороны (в отличие от традиционных диодных межзонных лазеров, где один из контактов располагается на легированной подложке, а другой - на эпитаксиальной стороне), что затрудняет их изготовление.

В данной работе предложена новая конструкция волновода ТГц ККЛ. Предлагается использовать вместо полуизолирующей легированную подложку GaAs. Тогда существует диапазон частот 1.5-2.5 ТГц и толщин свыше 1 мкм сильнолегированного слоя GaAs, в котором пороговое усиление предложенного волновода сравнимо с пороговым усилением обычного ВПП, но при этом контакты могут быть сделаны, как и для обычного диодного лазера.

Предсказанные результаты значительно упростят изготовление ТГц ККЛ для различных применений.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-19-00436.

[1] B. Wen, D. Ban. *Prog. Quant. Electron.* **80**, 100363 (2021).

[2] A. Leitenstorfer et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56**, 223001 (2023).

[3] E. Strupiechonski, et al. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 101101 (2011).

[4] А. А. Дубинов, Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, *ФТП* **57**, 706 (2023).

Полупроводниковые кольцевые лазеры и их применение

В. П. Дураев, С. В. Медведев, М. Р. Лебедев

Акционерное общество «Новая лазерная техника», 117342, г. Москва, ул. Введенского 8,2

В докладе представлены результаты изготовления и исследования перестраиваемых одночастотных полупроводниковых лазеров с кольцевым волоконным резонатором (ПКЛ). Изложены, принципы конструирования кольцевых полупроводниковых лазеров с волоконным резонатором с сохранением поляризации. Обоснован одночастотный режим работы и перестройки длины волны полупроводникового кольцевого лазера. Обсуждаются основные характеристики ПКЛ и области их применения.

ПКЛ, в зависимости от используемого волокна резонатора, может работать как в многомодовом, так и в одномодовом режимах. При использовании в качестве резонатора волокна с сохранением поляризации можно добиться одночастотного режима генерации. В этом случае резонатор образует поляризационный фильтр, свободный спектральный интервал которого зависит от длины волокна.

Как известно, кольцевой резонатор лазера чувствителен к невзаимности, поскольку вследствие эффекта Саньяка частоты встречных волн в отсутствие захвата расщепляются. При исследовании отклика на вращение резонатор ПКЛ имел радиус 15 см и длину 800 м. Вследствие наличия весьма значительного рассеяния в активном элементе ПКЛ область захвата частот встречных волн составила 1 град/с).

Представленные в работе полупроводниковые кольцевые лазеры с волоконным резонатором имели длину волны 1540 нм и мощность излучения на выходе волокна 12 мВт. Длина резонатора представленных кольцевых лазеров менялась от нескольких сантиметров до сотен метров. Поэтому ПКЛ обладают большим набором свойств, которые позволяют находить всё новые и новые применения для него в практических целях. В обзоре показана возможность создания на основе ПКЛ датчиков вращения и изложены основные особенности конструкции этих приборов.

GaN/AlN гетероструктуры с дробно-монослойными квантовыми ямами для мощных источников ультрафиолетового-С излучения

В.Н. Жмерик¹, Д.В. Нечаев¹, А.Н. Семенов¹, Е.А. Европейцев¹, Т.В. Шубина¹,
Е.М. Рогинский¹, М.А. Яговкина¹, Д.Д. Сахно¹, П.А. Алексеев¹, М.М. Зверев²,
Н.А. Гамов², В.И. Козловский², Я.К. Скасырский², А.А. Торопов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул Политехническая 26

² ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр. 53

В работе рассматриваются технологические проблемы изготовления и физико-технические основы применения GaN/AlN гетероструктур с множественными ультратонкими квантовыми ямами (КЯ) с номинальной субкритической толщиной менее 2 монослоев (МС, $1\text{МС}=0.259\text{ нм}$), используемых в светоизлучающих областях мощных эмиттеров ультрафиолетового-С излучения (с длиной волны $<280\text{ нм}$) с электронно-лучевой накачкой.

В работе исследовались особенности плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии GaN/AlN гетероструктур в области дробно-монослойных толщин КЯ. Были определены ростовые условия, при которых реализуется ступенчато-слоевой механизм роста этих гетероструктур. Исследовались критические толщины перехода от двумерного (2D) к трехмерному (3D) механизму роста GaN и кинетика заполнения поверхностных 2D-слоев GaN и избыточных адсорбированных слоев металлов Ga и Al. С этой целью использовались как *in situ* измерения дифракции отраженных быстрых электронов, так и постростовой анализ кривых малоуглового рентгеновского отражения, атомно-силовой микроскопии. Критическая толщина при металл-обогащенных условиях роста гетероструктур слоев оказалась равной $2.35\pm 0.05\text{ МС}$. При меньших номинальных толщинах вплоть до 0.75 МС обнаружена возможность формирования гетероструктур GaN/AlN с различными топологическими структурами из моно- и бислойных участков GaN.

Анализ сформированных КЯ GaN/AlN включал исследования транспортных характеристик неравновесных носителей заряда, включая их амбиполярную диффузионную длину в барьерных слоях (L) и коэффициент захвата в ультратонкие КЯ (ζ). С этой целью сопоставлялись экспериментальные и расчетные зависимости интенсивности катодоллюминесценции (КЛ) в сериях образцов с множественными КЯ (МКЯ) с различными значениями толщины барьерных слоев и числа КЯ (до $350\times$), что позволило определить значения $L \sim 25\text{ нм}$ и $\zeta \sim 0.1$. Кроме того, были проведены расчеты из первых принципов структур электронных зон в гетероструктурах 2D-GaN/AlN с идеальными (однородными) и неидеальным (т.е. с различными нарушениями планарной однородности) расположениями областей моно- и бислойных областей КЯ. Эти расчеты показали возможность непрерывного изменения ширины запрещенной зоны КЯ в пределах $\sim 500\text{ мэВ}$ при варьировании их топологии и толщины от 1 до 2 МС, что обеспечивает смещение длины волны выходного УФС излучения от 230 до 260 нм.

Измерения спектров фотоллюминесценции (ФЛ) структур с МКЯ $250\times\text{GaN/AlN}$, выращенных при различных стехиометрических условиях с номинальными толщинами от 0.75 до 2 МС с шагом 0.25 нм при постоянной толщине барьерных слоев 16 МС (4 нм) согласуются с рассчитанными значениями ширин запрещенной зоны в КЯ. Эти структуры показали возможность практически непрерывного изменения длины волны излучения ФЛ в рассчитанном диапазоне за счет варьирования номинальной дробной толщины КЯ и условий роста (отношения потоков Ga/N₂*).

Спектры КЛ этих же структур, возбуждавшихся низкоточным (до 1 мА) электронным пучком, соответствовали результатам исследований ФЛ, а также выявили высокую однородность свойств структур с МКЯ GaN/AlN вдоль направления роста с общей толщиной до 1.5 мкм, что позволило получить УФС эмиттеры с полушириной выходного излучения до $\sim 10\text{ нм}$. При возбуждении КЛ сильноточными (до $\sim 2\text{ А}$) импульсными ($\sim 0.5\text{ мкс}$) электронными пучками с энергией 12.5 кэВ была продемонстрирована линейная зависимость пиковой выходной оптической мощности вплоть до 30 Вт для УФС-излучения с длиной волны 238 нм, что в три раза превышает наш прошлый результат [1]. В заключение обсуждаются перспективы и задачи конструкторской разработки УФС-эмиттеров с электронно-лучевой накачкой с целью их применения в различных областях.

Высокое оптическое усиление квантовых точек и возможность его использования в лазерах

А.Е. Жуков¹, И.С. Махов¹, И.А. Мельниченко¹, С.Д. Комаров¹, Н.А. Шандыба²,
Н.Е. Черненко², М.С. Солодовник², Ю.М. Шерняков³, Н.А. Калюжный³, С.А. Минтаиров³,
Н.В. Крыжановская¹

¹ НИУ ВШЭ – Санкт-Петербург, 190121, Санкт-Петербург, ул. Союза Печатников, 16

² ЮФУ, 347922, Ростовская обл., Таганрог, ул. Шевченко, 2

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Быстрый рост объемов используемых данных [1] вызывает потребности в увеличении скорости их передачи и обработки в том числе на последнем дюйме (между электронными платами, внутри платы между чипами и, в пределе, внутри чипа). Одним из перспективных решений является использование возможностей оптической передачи информации, реализуемых посредством фотонных (оптоэлектронных) интегральных схем. В связи с этим остро встает вопрос разработки массивов оптических источников, достаточно простых в изготовлении и обладающих малыми размерами [2]. Предложенные микролазеры обладают различными недостатками, такими как сложность эпитаксиальной структуры и вертикальная направленность вывода (лазер с вертикальным микрорезонатором), сложность пост-роста (лазер с фотонно-кристаллическим резонатором), плохая направленность вывода излучения (микродисковый лазер). Лазер полосковой конструкции прост как в смысле эпитаксии, так и пост-роста и обладает хорошей направленностью, однако формируемые скалыванием грани не позволяют изготавливать массивы таких лазеров с помощью групповой технологии, а миниатюризация ограничена ростом потерь при уменьшении его длины.

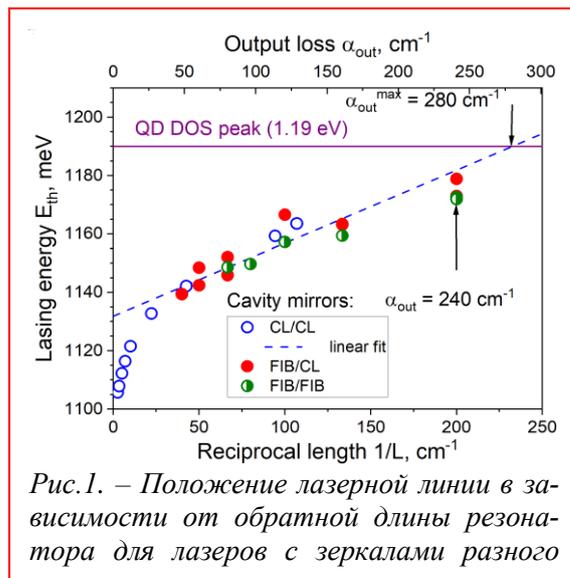


Рис. 1. – Положение лазерной линии в зависимости от обратной длины резонатора для лазеров с зеркалами разного

В настоящей работе нами показано, что использование в качестве активной области квантовых точек (КТ) InGaAs высокой плотности ($\sim 4 \times 10^{11}$ см⁻² на слой) позволяет достичь при комнатной температуре лазерной генерации при длине L резонатора Фабри-Перо вплоть до 50 мкм с зеркалами, сформированными травлением фокусированным ионным пучком (FIB). Была использована лазерная гетероструктура GaAs/AlGaAs, содержащая 6 рядов КТ, синтезированная газофазной эпитаксией из металл-органических соединений. FIB-зеркала лазеров ($L = 250$ –50 мкм) были получены травлением ионами Ga⁺ с током ионного пучка 5 нА на глубину около 3 мкм с последующей полировкой пучком с током 50 пА. Для сравнения также были изготовлены лазеры ($L = 4000$ –94 мкм) со сколотыми (CL) гранями. Пороговая плотность тока слабо зависела от типа лазерного зеркала. Наименьшие значения для лазеров длиной 50 мкм составили 3.2 кА/см² (FIB/CL) и 4.2 кА/см² (FIB/FIB). При этом максимальная температура генерации (при импульсной накачке) была 105 °С. Длина волны лазерной генерации (рис. 1) сдвигается в коротковолновую сторону при уменьшении длины резонатора. Экстраполяция данных, полученных для коротких лазеров со сколотыми гранями, до энергии, соответствующей максимуму плотности состояний активной области (1190 мэВ определено из спектра фототока) позволяет оценить предельные оптические потери на вывод излучения, при которых возможна лазерная генерация. Они составили 280 см⁻¹, что соответствует около 46 см⁻¹ на один слой КТ. Полученные результаты демонстрируют возможность формирования коротких полосковых лазеров без скалывания граней благодаря высокому оптическому усилению и слабой чувствительности к дефектам КТ InGaAs.

[1] <https://www.ibisworld.com/us/bed/internet-traffic-volume/88089/>.

[2] C. Shang, et al, Perspectives on Advances in Quantum Dot Lasers and Integration with Si Photonic Integrated Circuits, ACS Photonics, 8, 2555–2566 (2021).

Влияние ловушек на люминесцентные свойства гетероструктур

Заморянская М.В., Орехова К.Н., Дементьев П.А., Дементьева Е.В., Жмерик В.Н.

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

Стабильность люминесцентных свойств гетероструктур зависит от различных параметров, в том числе от присутствия ловушечные состояния, образующиеся вблизи интерфейсов, точечных и протяженных дефектов, которые возникают в процессе их выращивания. В связи с этим был разработан новый метод, позволяющий определять наличие ловушек, их тип, количество и влияние на люминесцентные свойства.

Метод основан на измерении динамики интенсивности полос катодолюминесценции и поглощенного тока электронного пучка при непрерывном облучении образцов электронным пучком [1,2].

Если в образце есть ловушки электронов или дырок, то часть носителей заряда может быть захвачена этими ловушками. Этот процесс влияет как на динамику поглощенного тока, так и на динамику интенсивности полос катодолюминесценции, если они связаны с ловушками. Эти процессы наблюдаются при непрерывном облучении образца электронным пучком. Скорость этих процессов может составлять от долей секунд до десятков минут в зависимости от вероятности захвата ловушками носителей заряда. На рис. 1 приведен пример зависимости интенсивности основной полосы люминесценции с максимумом излучения 4,4эВ и тока поглощенных электронов для структуры GaN–AlN. Такие исследования позволяют по характеру зависимости поглощенного тока от времени определить тип ловушек. Падение поглощённого тока свидетельствует о захвате электронов, увеличение тока говорит о захвате дырок. По изменению интенсивности тока можно оценить содержание ловушек носителей заряда. Если в структурах имеется несколько типов ловушечных состояний, то наблюдается сложная зависимость поглощенного тока от времени (Рис.1.).

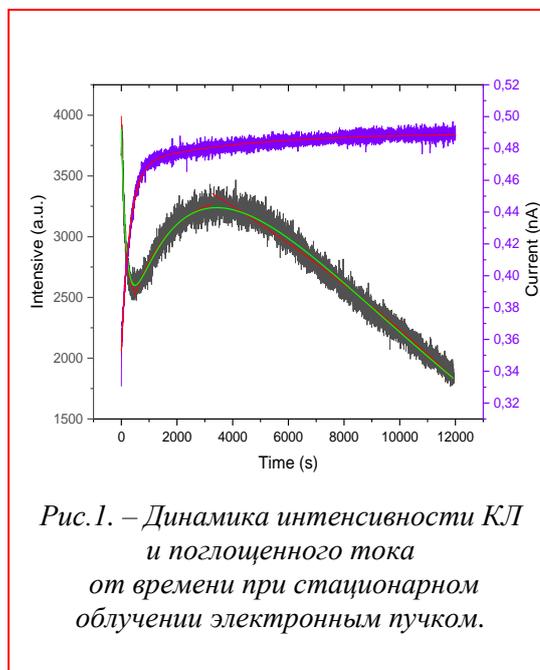


Рис. 1. — Динамика интенсивности КЛ и поглощенного тока от времени при стационарном облучении электронным пучком.

В общем виде зависимости поглощенного тока от времени облучения электронным пучком для образца, содержащего по одному типу ловушек электронов и дырок, может быть описано следующим образом (формула (1)):

$$J = J_0 - A_1 \exp(-t/\tau_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2), \quad (1)$$

Коэффициенты A_1 и A_2 пропорциональны содержанию ловушек в образце, а $1/\tau$ – вероятность захвата электронов и дырок ловушками соответственно. Следует заметить, что ловушек для носителей обоих знаков может быть несколько типов и, соответственно, экспериментальные зависимости могут быть существенно сложнее.

Особый интерес представляет связь динамики поглощённого тока и интенсивности катодолюминесценции. Присутствие ловушек носителей заряда может приводить как к увеличению интенсивности люминесценции, так и к падению. Например, (рис.1) на основании полученных данных в исследованной гетероструктуре присутствуют два типа электронных ловушек, при этом захват электронов ловушками первого типа приводит к уменьшению интенсивности излучения, тогда как захват электронов ловушками второго типа увеличивает интенсивность люминесценции.

Предложенный метод может быть использован не только при исследовании гетероструктур, но и толстых пленок и объемных материалов.

[1] П.А. Дементьев, Е.В. Иванова, М.В Заморянская. ФТТ, **61**, 1448 (2019)

[2] E.V .Dementeva, EV; Dementev, PA; Yagovkina, MA; Zamoryanskaya, MV ACS Appl. Nano Mater., **6**, 2023, p. 16212 (2023).

Прогресс и проблемы технологии ультрафиолетовых лазерных диодов на основе нитридов III группы

С.Ю. Карпов

ООО Софт-Импакт, 194044, Санкт-Петербург, Б. Сампсониевский пр. 64, лит. Е, оф. 603

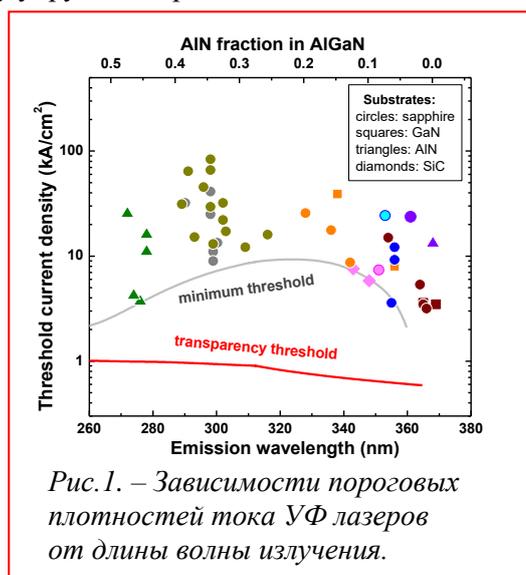
В настоящее время в ведущих исследовательских центрах ведутся работы по развитию технологии ультрафиолетовых (УФ) полупроводниковых лазеров, что исторически является следующим этапом после разработки УФ светодиодов. Основными материалами для этого являются прямозонные твёрдые растворы AlGaN, ширина запрещённой зоны которых изменяется от 3.4 до 6.2 эВ. Специфика этих вюрцитных материалов состоит в значительном рассогласовании постоянных решётки между бинарными составляющими твёрдых растворов, наличии большой спонтанной электрической поляризации и сильного пьезоэффекта, больших разрывов зоны проводимости на интерфейсах приборных гетероструктур и огромной энергии активации акцепторов, изменяющейся от ~215 мэВ в GaN до ~510 мэВ в AlN. Все эти свойства, а также отсутствие подходящих подложек для выращивания эпитаксиальных структур с низкой плотностью дислокаций предопределили сложности проектирования, изготовления и оптимизации УФ лазерных диодов.

В данной работе представлен обзор проблем, возникающих при разработке УФ лазеров, возможных способов их преодоления и последних достижений в этой области. Детально рассматриваются факторы, лимитирующие внутренний квантовый выход излучения объёмных AlGaN слоёв и квантовых ям, факторы, влияющие на пороговую плотность тока УФ лазеров и рабочее напряжение, способы получения проводящих слоёв р-типа, а также обсуждается существенные для работы приборов изменения зонной структуры твёрдых растворов AlGaN при увеличении содержания в них алюминия и влияние на зонную структуру упругих напряжений.

Неожиданное немонотонное поведение обнаруживает экспериментальная зависимость пороговой плотности тока УФ лазеров от длины волны излучения (см. Рис.1). Такая зависимость может быть объяснена влиянием релаксации упругих напряжений в лазерной структуре, с одной стороны, и перестройкой структуры валентной зоны твёрдых растворов AlGaN при вариации их состава, с другой стороны.

В работе обсуждается специфическое для нитридов III группы распределённое поляризационное легирование в слоях с градиентом состава как единственный способ получения приемлемой проводимости р-типа в высокосоставных AlGaN эмиттерах, а также факторы, лимитирующие проводимость в эмиттерах n-типа.

Использование твёрдых растворов AlGaN в качестве основных материалов для изготовления УФ лазерных диодов предопределило специфическое развитие отдельных элементов технологии их изготовления, таких, например, как формирование зеркал резонатора Фабри-Перо, создание омических контактов n- и р-типа. Кроме того, трудности эпитаксиального роста толстых слоёв AlGaN с проводимостью р-типа приводит к необходимости использования асимметричных по распределению показателя преломления и толщинам слоёв гетероструктур. Тесная связь между технологией и выбираемой конструкцией как гетероструктуры, так и лазерного чипа также обсуждается в данной работе.



Длинноволновые вертикально-излучающие лазеры, реализованные в рамках технологии спекания пластин

Я.Н. Ковач^{1,2}, С.А. Блохин¹, М.А. Бобров¹, А.А. Блохин¹, К.О. Воропаев¹, А.В. Бабичев³, А.Г. Гладышев³, П.Е. Копытов², В.В. Андриюшкин^{2,3}, И.И. Новиков^{2,3}, Л.Я. Карачинский^{2,3}, А.Ю. Егоров³, S.C. Tian⁴, D. Bimberg⁴

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая 26

² Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский пр. 49, А

³ ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, 194292, ул. Домостроительная 16, Б

⁴ Bimberg Chinese-German Center for Green Photonics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics (CIOMP), Chinese Academy of Sciences, 130033, Changchun, China, 77 Ying Kou Rd.

Длинноволновые вертикально-излучающие лазеры (ДВИЛ) находят применение не только в газовых сенсорах и лазерных системах обнаружения объектов и определения расстояния, но и открывают широкие перспективы для создания нового поколения высокоскоростных оптических межсоединений для крупномасштабных дата-центров [1]. В настоящее время можно выделить три основных подхода по созданию ДВИЛ в комбинации с концепцией заращенного туннельного перехода (ЗТП): гибридная интеграция оптического резонатора InAlGaAs/InP с металл-диэлектрическими зеркалами на основе CaF₂/ZnS или AlF₃/ZnS (ГИ-ДВИЛ), интеграция оптического резонатора InAlGaAs/InP с высококонтрастными решетками (ВКР-ДВИЛ) и технология спекания оптического резонатора на основе системы материалов InAlGaAsP/InP с полупроводниковыми брэгговскими зеркалами на основе системы материалов AlGaAs/GaAs (СП-ДВИЛ) [2]. В данной работе представлен актуальный статус исследований в области создания отечественных СП-ДВИЛ.

Конструкция СП-ДВИЛ представляет собой вертикальный оптический микрорезонатор с инжекцией носителей заряда через внутррезонаторные контакты и ЗТП. Предложена конструкция туннельного перехода InGaAs/InAlGaAs, которая позволяет выполнить заращивание поверхностного рельефа, сформированного в слоях туннельного перехода (ТП), методом молекулярно-пучковой эпитаксии из твердотельных источников, и провести межмолекулярное соединение пластин гетероструктур на основе системы материалов InAlGaAs/InP и AlGaAs/GaAs. Проведены детальные исследования статических, спектральных, поляризационных и динамических характеристик лазеров. Найдены оптимальные параметры поверхностного рельефа в слоях ТП для обеспечения режима лазерной генерации через фундаментальную моду. Продемонстрирована возможность получения более 4 мВт в одномодовом режиме генерации для СП-ДВИЛ с длиной волны излучения 1.3 и 1.55 мкм. Изучено поведение спектральной ширины линии лазеров, выполнены оценки α -фактора.

Проведен комплексный анализ механизмов, ограничивающих быстродействие СП-ДВИЛ. Для повышения дифференциального усиления активной области предложено использовать напряженные InGaAs квантовые ямы или InGaAs/InAlGaAs сверхрешетки. Паразитная частота отсечки задается емкостью области обратно-смещенного р-п-перехода (вне мезы ЗТП). Оптимизация топологии СП-ДВИЛ позволила впервые поднять частоту эффективной модуляции СП-ДВИЛ до 13 ГГц. Выполнена оценка максимальных скоростей и дальности передачи данных по оптической линии связи различной протяженности при амплитудной модуляции. Показана принципиальная возможность достижения скорости оптической передачи данных 25 Гбит/с для 1.3 мкм СП-ДВИЛ и 39 Гбит/с для 1.55 мкм СП-ДВИЛ в режиме прямой токовой модуляции NRZ (по амплитудному формату без возвращения к нулю). Межсимвольная интерференция, вызванная хроматической дисперсией волокна и паразитной частотной модуляцией лазера, ограничивает дальность передачи данных 1.55 мкм СП-ДВИЛ (<25 Гбит/с при длине 2 км). В режиме четырехуровневой амплитудной модуляции PAM-4 продемонстрирована агрегированная скорость передачи данных 42 Гбит/с для 1.3 мкм СП-ДВИЛ и 46 Гбит/с для 1.55 мкм СП-ДВИЛ. Выполнен анализ энергоэффективности оптической передачи данных EDR. Минимальная величина EDR наблюдается при символьной скорости передачи данных 10-20 Гбит/с и достигает 0.8-0.9 пДж/бит, а дальнейший рост скорости ведет к резкому росту EDR.

[1] B.D. Padullaparthi, J.A. Tatum, K. Iga. *VCSEL Industry: Communication and Sensing*, Wiley-IEEE Press (2021).

[2] A. Babichev et al., *Photonics* **10**, 268 (2023).

Мощный CdSSe лазер с двухфотонной накачкой

В.И. Козловский, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр. 53

Мощные перестраиваемые полупроводниковые лазеры с двухфотонной накачкой (ДФН) излучением неодимовых лазеров могут быть альтернативным источником в лазерных технологиях разделения изотопов [1]. В первых работах по возбуждению полупроводниковых лазеров с ДФН использовались монокристаллы GaAs [2]. При температуре 77 К была получена генерация на длине волны 836.5 нм с энергией 0.2 мДж в импульсе длительностью 40 нс и эффективностью 0.5%. Был также реализован лазер и на кристалле ZnSe при накачке наносекундным излучением рубинового лазера [3]. Коэффициент двухфотонного поглощения в данной работе оценивался значением $\beta = 0.1$ см/МВт. Порог генерации при $T = 77$ К был 8-10 МВт/см². Угол расходимость излучения составлял $\sim 10^\circ$. Хотя приведенные выше ссылки относятся к прошлому веку, тем не менее интерес к лазерам с двухфотонным поглощением по-прежнему велик [4]. В настоящей работе мы впервые сообщаем о лазере CdSSe с продольной ДФН излучением Nd:YAP с модулированной добротностью.

Пластина CdSSe толщиной 1.2 мм была вырезана перпендикулярно оптической оси кристалла, выращенного из паровой фазы. Обе поверхности пластины полировались механически. На облучаемую поверхность было нанесено диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения $R = 99.6\%$ на длине волны $\lambda = 625$ нм и с коэффициентом пропускания $(I-R) \sim 20\%$ на $\lambda = 1.08$ мкм излучения накачки. На обратную поверхность было нанесено зеркало, имеющее $R = 80\%$ на $\lambda = 625$ нм и $R = 50\%$ на $\lambda = 1.08$ мкм. Энергия лазера накачки изменялась от 0.5 мДж до 140 мДж при длительности импульса 6 - 10 нс. Диаметр пятна накачки изменялось в пределах 0.3 - 3 мм. Пластина CdSSe помещалась в криостат и охлаждалась до температуры 77 К.

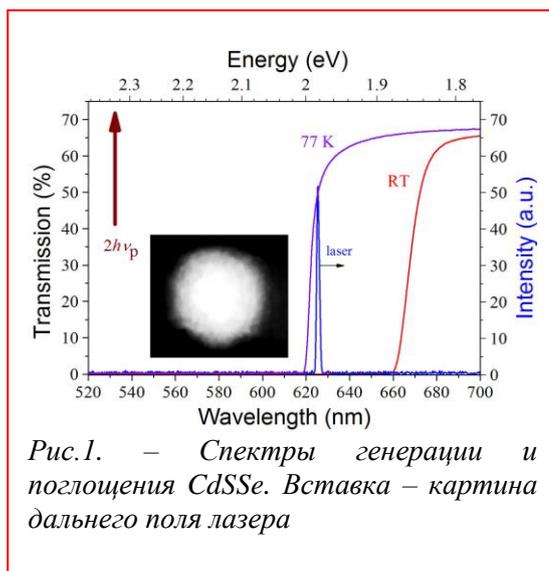


Рис.1. – Спектры генерации и поглощения CdSSe. Вставка – картина дальнего поля лазера

На рисунке 1 представлен спектр генерации лазера и спектр поглощения пластины. Видно, что генерация возникает на краю области прозрачности и, вероятно, связана с участием в излучении продольных фононов. Длина волны максимума спектра генерации равна 626 нм, ширина на полувысоте равна 1.5 нм, сравнима со спектральным разрешением спектрального прибора. На вставке к рисунку 1 представлена картина дальнего поля лазера. Полный угол расходимости составил примерно 30° при диаметре области возбуждения 1 мм. При уменьшении этого диаметра в диаграмме направленности в центре образуется провал, а по краям возникают кольца. Предполагается, что при возбуждении формируется отрицательная линза из-за уменьшения показателя преломления CdSSe при увеличении концентрации неравновесных электронно-дырочных пар.

Минимальный порог генерации составил примерно 10 МВт/см². Порог разрушения облучаемой поверхности был примерно 200 МВт/см² при диаметре пятна накачки $d = 0.5$ мм и уменьшался при увеличении d . На пластине с травленной поверхностью порог разрушения увеличивался, но не более чем в 2 раза. Максимальная пиковая мощность лазера составила 80 кВт при длительности 7 нс, что соответствует энергии в импульсе 0.56 мДж. КПД лазера по вложенной энергии оценивается величиной 3%.

[1] П.А. Бохан и др. *Оптическое и лазерно-химическое разделение изотопов в атомарных парах.* Москва, Физматлит (2010).

[2] Н.Г. Басов и др. *ЖЭТФ*, **50**, 551 (1966).

[3] Р.А. Балтрамеюнас и др. *Квантовая электроника* **8**, 898 (1981)

[4] Qianliang Li et al. *Opto-Electronic Advances* **5**, 210036 (2022).

Лазерная генерация в дисковых микроструктурах InGaN/GaN/AlGaIn, выращенных на кремнии

С.Д. Комаров¹, Э.И. Моисеев¹, К.А. Иванов¹, А.Ф. Цацульников², Е.В. Луценко³, А.В. Сахаров^{2,4}, Д.С. Артеев^{2,4}, А.Г. Войнилович³, А.Е. Николаев⁴, Е.Е. Заварин^{2,4}, Д.А. Масютин¹, А.А. Пивоварова⁴, Н.Д. Ильинская⁴, И.П. Смирнова⁴, Л.К. Марков⁴, А.Е. Жуков¹, Н.В. Крыжановская¹

¹ НИУ ВШЭ – Санкт-Петербург, 194100, Санкт-Петербург, Кантемировская ул., 3, 1

² НТЦ микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

³ Институт физики НАН Беларуси, 220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68, 2

⁴ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Разработке III-N микролазеров на кремнии уделяется значительное внимание исследователей ввиду перспективности применения в области оптоэлектроники [1], в том числе интегральных фотонных схемах. К преимуществам материалов III-N относят широкую запрещенную зону с прямой структурой и высокую механическую и термическую стабильность [2]. Использование резонатора дисковой формы позволяет реализовать энергоэффективные микролазеры диаметром несколько микрометров с низким порогом лазерной генерации [3]. Свет в дисковых микролазерах распространяется в плоскости подложки, что облегчает их интеграцию с прочими устройствами фотонной схемы [4].

В данной работе разработаны III-N дисковые микролазеры диаметром 5-8 мкм, работающие при оптической накачке при комнатной температуре. Выполнено моделирование профилей поля и собственных частот мод шепчущей галереи микролазеров. Определен дизайн композиции буферных слоев, обеспечивающих эффективное оптическое ограничение. Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке Si (111) синтезирована гетероструктура, состоящая из композиции буферных слоев AlN-AlGaIn переменного состава, волноводного слоя GaN, пяти квантовых ям In_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN, разделенных между собой слоями GaN, и покрывающего слоя GaN. Микролазеры различного диаметра создавались при помощи плазмохимического травления через Ni маску.

Оптическая накачка осуществлялась излучением импульсного лазера (355 нм, 9 нс, 10 кГц). Излучение микролазеров собиралось объективом 50X и детектировалось с помощью монохроматора и кремниевого многоканального детектора. Все исследования выполнялись при комнатной температуре.

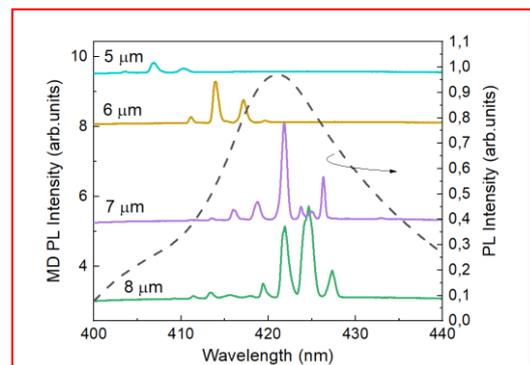


Рис.1. – Спектры фотолюминесценции (левая ось) лазеров диаметром 5-8 мкм при мощности накачки $P \sim 2P_{th}$, спектры смещены для удобства восприятия, и спектр спонтанного излучения гетероструктуры (правая ось)

Оптическая накачка осуществлялась излучением импульсного лазера (355 нм, 9 нс, 10 кГц). Излучение микролазеров собиралось объективом 50X и детектировалось с помощью монохроматора и кремниевого многоканального детектора. Все исследования выполнялись при комнатной температуре.

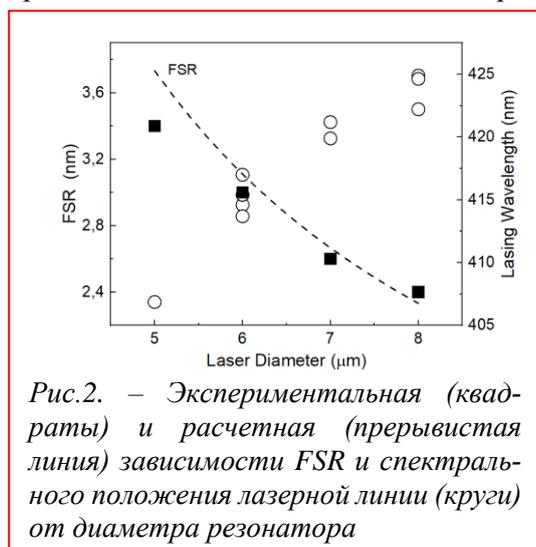


Рис.2. – Экспериментальная (квадраты) и расчетная (прерывистая линия) зависимости FSR и спектрального положения лазерной линии (круги) от диаметра резонатора

В спектрах излучения микролазеров наблюдаются узкие линии (рис. 1), наиболее интенсивные из которых переходят в режим лазерной генерации. С уменьшением диаметра резонатора происходит смещение спектрального положения линии генерации в сторону меньших длин волн (рис. 2) из-за увеличения оптических потерь в пределах спектра усиления In_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN квантовых ям. Пороговая мощность генерации P_{th} для микролазеров составила примерно 100 мВт. Зависимость спектрального расстояния между соседними резонансами на спектрах лазеров от диаметра хорошо совпадает со значениями межмодового расстояния для мод шепчущей галереи в дисковых резонаторах (рис. 2).

Исследование выполнено в рамках научного проекта «Международное академическое сотрудничество» между НИУ ВШЭ и Институтом физики НАН Беларуси.

[1] M.Z. Baten et al., *Photonics*, **8.10**, 430 (2021)

[2] R. Butté, N. Grandjean, *Nanophotonics*, **9.3**, 569 (2020)

[3] W.Y. Fu et al., *Prog. Quantum Electron.*, **95**, 100516 (2024)

[4] F. Tabataba-Vakili et al. *Sci. Rep.*, **9.1**, 18095 (2019)

Ток прозрачности и спектр усиления InGaAs/GaAs

КВАНТОВЫХ ЯМА-ТОЧЕК

Г.О. Корнышов¹, А.С. Паюсов¹, А.А. Бекман¹, Ю.М. Шерняков¹,
М.В. Максимов², Н.Ю. Гордеев¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

² СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

Спектр оптического усиления полупроводникового материала для активной области является важнейшей характеристикой, определяющей свойства светоизлучающих приборов. Для проектирования приборов часто необходимо иметь экспериментальные зависимости оптического усиления от длины волны и тока накачки. Ранее Грибовским и Самолюковичем [1] было показано, что спектр усиления может быть получен из фундаментального соотношения между спонтанным излучением и поглощением в полупроводнике. Данная зависимость выражается функцией, зависящей от частоты излучения (ν), температуры (T) и разности энергий электронного (F_e) и дырочного (F_h) квазиуровней Ферми (ΔE_f). Таким образом, для получения спектра оптического усиления, обратного спектру оптических потерь, необходимо измерить спектр спонтанного излучения и определить ΔE_f при соответствующем токе накачки. Это возможно сделать при токе накачки, равном пороговому I_{th} [1]. Однако, чтобы использовать формулу для произвольного тока $I < I_{th}$, необходимо определить зависимость ΔE_f от тока накачки.

Для определения ΔE_f при произвольной накачке мы предлагаем использовать экспериментально полученные зависимости тока прозрачности от энергии фотона ($h\nu$). Для исследования были выбраны лазеры на основе InGaAs/GaAs квантовых яма-точек (КЯТ) с длиной резонатора 2-4 мм и шириной полоскового контакта 100 мкм [2]. Ток прозрачности измерялся методом, основанный на зондировании исследуемого лазера, смещенного в прямом направлении, внешним монохроматическим источником и измерении фотоиндуцированного напряжения [3]. Спектры спонтанного излучения измерялись через окно в металлическом p-контакте по нормали к волноводным слоям, чтобы исключить влияние усиленного спонтанного излучения. При токе прозрачности разность энергий квазиуровней Ферми ΔE_f равна энергии фотона зондирующего излучения.

Таким образом, измерив зависимость тока прозрачности от энергии фотона, можно определить ΔE_f при произвольном токе и использовать соотношение между спонтанным излучением и поглощением для получения спектра усиления.

Внутренние потери были определены из зависимости обратной дифференциальной эффективности от длины резонатора. Полученные спектры оптического усиления приведены на рисунке 1, а в таблице на рисунке - данные, используемые для расчетов. Как видно из таблицы, положение максимума усиления (ν_{max}) и пик лазерной генерации (ν_l) совпали друг с другом на обоих исследованных токах.

Таким образом, показано, что данный метод позволяет полуаналитически получить спектры модального усиления для InGaAs/GaAs КЯТ при различных токах накачки. Преимуществом подхода является его универсальность относительно типа исследуемой активной области.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23-72-00038 (<https://rscf.ru/project/23-72-00038>).

[1] V.P. Gribkovskii, V.A. Samoilyukovich. *J Appl Spectrosc*, **II**(1) 838–839 (1969)

[2] A.S. Payusov et al., *Semiconductors*, **56**(12) (2022)

[3] P. Andrekson et al., *Electronics Letters*, **28**(2) 171 (1992)

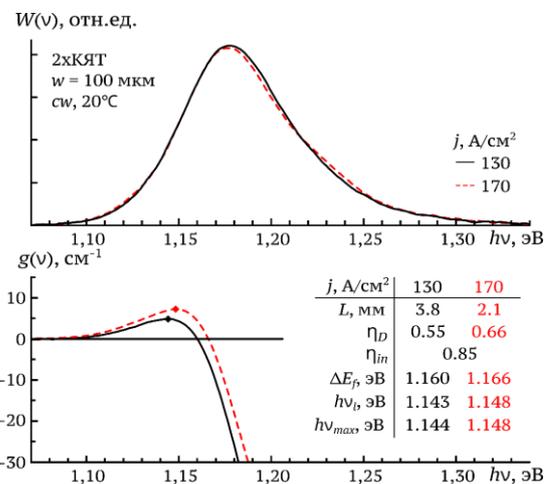


Рис.1.- Нормированные спектры спонтанного излучения, полученные при накачках 130 и 170 A/cm² (вверху). Рассчитанные спектры модального усиления для соответствующих токов (внизу). Точками показаны положения максимумов усиления.

Светодиоды ($\lambda=2.7$ мкм) для детектирования углекислого газа

Е.В. Куницына¹, Я.А. Пархоменко¹, А.А. Пивоварова¹, Э.В. Иванов¹, А.В. Нащекин¹,
Н.Е. Гончаренко², И.А. Андреев¹, Н.Д. Ильинская¹, Ю.П. Яковлев¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

² ООО «АИБИ», 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 28

В настоящее время работы в области инфракрасной оптоэлектроники среднего ИК диапазона способствует реализации стратегических задач в области радиолокации, СВЧ коммуникаций и информационных технологий. С другой стороны, ускоряющееся загрязнение окружающей среды становится одной из глобальных проблем, стоящих перед человечеством на сегодняшний день. С целью повышения уровня экологической безопасности в помещениях различного назначения применяются оптические датчики контроля содержания углекислого газа в воздухе. Как правило, они работают на полосе поглощения с центром около 4.3 мкм. Нами создан светодиод, позволяющий детектировать CO₂ на полосе поглощения в области 2.65–2.75 мкм (0.45–0.46 эВ), где мощность излучателей существенно выше.

Гетероструктуры выращивались методом ЖФЭ на подложках n-GaSb(100), легированных теллуром до концентрации носителей $(1-5)\times 10^{17}$ см⁻³. В качестве широкозонного эмиттера использовался эпитаксиальный слой GaSb p-типа проводимости, толщиной 2.5 мкм. Активной областью являлся слой твердого раствора Ga_{0.74}In_{0.26}As_{0.22}Sb_{0.78} предельного состава ($E_g = 0.47-0.49$ эВ при $T = 300$ К) толщиной не более 0.15 мкм, легированный теллуром. Выращивание данного материала проводилось из содержащих свинец растворов-расплавов. Методами контактной фотолитографии и жидкостного химического травления были получены светодиодные чипы 500×500 мкм.

Исследование показало, что ВАХ светодиодов имеют диодный характер. При прямом смещении зависимость тока от напряжения экспоненциальная, а при обратном токе $I_{rev}=2$ мА остается почти неизменным до $U_{rev}=1$ В. Напряжение отсечки составляет 0.39 В при $T = 300$ К и 0.63 В при $T = 77$ К. При токе накачки $I_p=150$ мА максимум спектра излучения светодиода $h\nu_{max}=495$ мэВ при $T=300$ К и $h\nu_{max}=545$ мэВ при $T=77$ К. Как видно из Рис. 1, на спектрах излучения в области $h\nu=0.46$ эВ и $h\nu=0.47$ эВ присутствуют «провалы» при $T=300$ К (0.52 эВ и 0.53 эВ

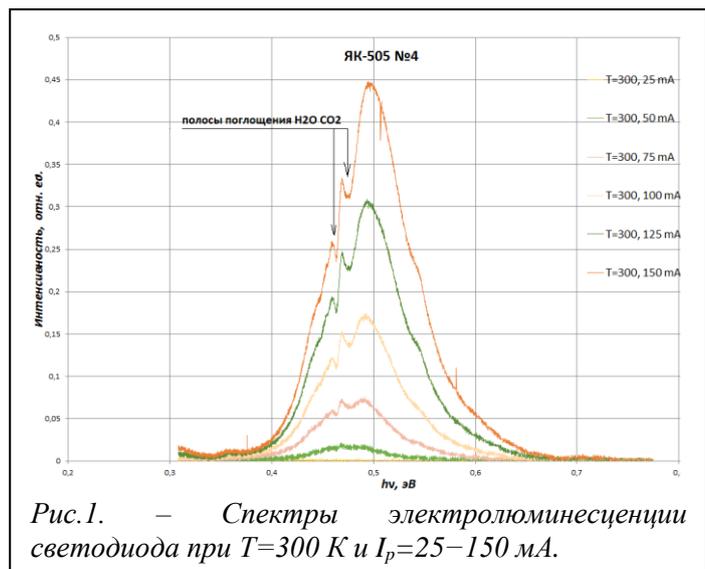


Рис.1. — Спектры электролюминесценции светодиода при $T=300$ К и $I_p=25-150$ мА.

при $T=77$ К), связанные с поглощением ИК излучения молекулами воды и углекислого газа в атмосфере. После герметизации оптической системы измерительной установки и продувки чистым азотом данные полосы поглощения полностью исчезали.

Созданный светодиод может использоваться для детектирования углекислого газа в составе оптопары с фотодиодом PD36 на основе гетероструктур InAsSb/InAsSbP, имеющим длинноволновую границу спектральной чувствительности 3.8 мкм.

Полупроводниковые лазеры от ближнего ИК до ТГц диапазона

Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Иванов А.В., Лобинцов А.В.,
Сапожников С.М., Коняев В.П., Симаков В.А., Кузнецов Е.В.

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

Полупроводниковые лазеры на основе квантоворазмерных гетероструктур, излучающие от ближнего инфракрасного до терагерцового спектрального диапазона, давно и широко используются в ключевых областях науки и техники. Благодаря многочисленным преимуществам они нашли применения в дальнометрии и системах связи (навигация, локация, ВОСПИ), в оптической накачке различных активных сред твердотельных и волоконных лазеров, в полиграфии и системах безопасности, в спектроскопии и медицине. Серьезные успехи при создании полупроводниковых лазеров были достигнуты благодаря развитию и совершенствованию эпитаксиальных нанотехнологий, а также технологий формирования активного элемента и сборки лазерных кристаллов на теплоотвод.

В настоящей работе представлены результаты проектирования, изготовления и исследования инжекционных лазеров (диодов, линеек или решеток), работающих в нескольких спектральных диапазонах: 0,75-1,06 мкм, 1,3-2,0 мкм, 4-12 мкм и 70-100 мкм. Полупроводниковые гетероструктуры были получены методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs и InP, продемонстрированы преимущества и недостатки различных систем материалов. Для тех или иных прикладных задач описаны и обсуждены конструктивные и технологические решения, которые позволили снизить паразитную безызлучательную рекомбинацию и внутренние оптические потери, уменьшить расходимость излучения, повысить КПД, яркость и выходную мощность.

Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур III-нитридов для СВЧ, силовой и оптоэлектроники

Е.В. Луценко, Д.А. Шохонов, В.В. Микулич, А.Г. Войнилович, А.В. Нагорный

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости 68-2

Современные системы на основе полупроводниковых лазеров содержат не только непосредственно лазерные диоды, но и источники их питания, источники сверхкоротких токовых импульсов, системы прямой токовой модуляции и т.д. Наиболее перспективными транзисторами для этих целей в настоящее время являются сверхбыстрые силовые транзисторы и мощные СВЧ транзисторы на основе GaN с двумерным электронным газом (ДЭГ). Они обеспечивают как максимальный КПД, так и минимальные массогабаритные параметры источников питания, высокие напряжения работы и скорость нарастания силы тока. Максимальные параметры таких транзисторов можно получить на безбуферных гетероструктурах [1,2], обеспечивающих минимальное расстояние от области тепловыделения в ДЭГ до подложки SiC, обладающей высокой теплопроводностью. Это становится особенно актуально в связи с постоянным уменьшением стоимости и увеличением диаметра подложек SiC из-за их массового производства для силовой электроники. Кроме того, набирает все большую популярность интеграция лазеров и силовых транзисторов в одной интегральной микросхеме.

В Институте физики НАН Беларуси были отработаны технологии создания тонких (40 нм) зародышевых слоев AlN с низкой концентрацией дислокаций и шероховатостью поверхности менее 0,2 нм методами молекулярно-пучковой эпитаксии. Необычно, но электрические характеристики двумерного газа транзисторных гетероструктур AlGaN/GaN, выращенных на тонких зародышевых слоях AlN, превышают характеристики гетероструктур, выращенных на слоях AlN толщиной 300 нм, что, по-видимому, связано с большей пластичностью тонких зародышевых слоев AlN. Оптимизация технологии аммиачной молекулярно-пучковой эпитаксии канального слоя GaN и барьерных слоев AlN и AlGaN гетероструктур. На безбуферных гетероструктурах с толщиной канала GaN 300 - 600 нм получена подвижность двумерного электронного газа более $2000 \text{ см}^2\text{V}^{-1}\text{с}^{-1}$ при концентрациях до $1,25 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, и более $1950 \text{ см}^2\text{V}^{-1}\text{с}^{-1}$ при концентрациях до $1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Необходимо отметить, что электрические параметры тонких безбуферных гетероструктур находятся на уровне стандартных гетероструктур, но при этом обладают значительно меньшим тепловым сопротивлением, эффектом памяти и коллапсом тока, а также большими временем жизни, плотностью мощности и эффективностью.

Однако, для получения более высоких удельных токов и соответственно больших скоростей работы транзистора, необходимо дальнейшее увеличение плотности двумерного газа и уменьшение его слоевого сопротивления. Используя в качестве барьера InAlN, на безбуферных гетероструктурах удалось получить подвижность до $1100 \text{ см}^2\text{V}^{-1}\text{с}^{-1}$ при концентрациях до $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что соответствует слоевому сопротивлению менее 250 Ом/кв. Дальнейшая модификация конструкции гетероструктуры, позволила получить на двухбарьерной гетероструктуре подвижность $1600 \text{ см}^2\text{V}^{-1}\text{с}^{-1}$ при концентрации до $2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ со слоевым сопротивлением 165 Ом/кв., что является на сегодняшний момент рекордом для гетероструктур с барьером InAlN. Применение таких гетероструктур для формирования силовых и СВЧ транзисторов позволит получить рекордные характеристики.

Для роста гетероструктур для ультрафиолетовой оптоэлектроники использовались подложки сапфира, а также темплейты AlN (4 мкм), выращенные на подложках сапфира. Оптимизация температуры аммиачной молекулярно-пучковой эпитаксии слоев AlGaN с высокой концентрацией алюминия, позволила получить высококачественные слои AlGaN с шероховатостью поверхности менее 1 нм и порогом стимулированного излучения 500 кВт/см^2 на длине волны 234 нм. Квантовые ямы AlGaN/AlGaIn (3 нм/20 нм), выращенные на таком волноводном слое, показали порог стимулированного излучения $\sim 270 \text{ кВт/см}^2$ на длине волны 255 нм. Ведется интенсивная работа по оптимизации условий молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктур и квантовых ям AlGaN для ультрафиолетовых фотоприемников и ультрафиолетовых светодиодов.

[1] J. Lu, et al. *Appl. Phys. Lett.* **115**, 221601 (2019).

[2] <https://swegan.se/quanfine/> и <https://swegan.se/technology/>

Управляемое переключение длин волн лазерной генерации в лазерах на квантовых точках InAs/InGaAs/GaAs

М.В. Максимов¹, Ф.И. Зубов¹, Ю.М. Шерняков², О.И. Симчук¹, Г.О. Корнышов², Ю.С. Ткач¹

¹СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина 8, корп.3, литер. А

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26

Управляемое переключение между режимами генерации через основное (ground state, GS) и возбужденное (excited state, ES) состояния в лазерах на квантовых точках перспективно для использования в нейроморфных интегральных фотонных схемах [1]. В данной работе мы исследуем влияния дополнительной оптической накачки на длинах волн, соответствующих либо основному (GS, 1260 nm), либо возбужденному (ES, 1180 nm) состоянию на режимы работы лазеров на квантовых точках (КТ) InAs/InGaAs/GaAs различной длины. Лазеры на КТ монтировались встык с зазором между зеркалами несколько микрон. В одной серии экспериментов в качестве источника оптической накачки использовался лазер на КТ длиной 2.0 μm (master laser, ML), в котором генерация на GS наблюдалась во всем исследуемом диапазоне токов инжекции. Первый исследуемый (накачиваемый) лазер (slave laser 1, SL1) имел длину 825 μm и при нулевой оптической накачке находился в режиме двухуровневой генерации (Рис.1а). Дополнительная оптическая накачка на длине волны GS уменьшает интенсивность линии генерации на ES. Чем более интенсивна линия ES изначально, тем большая мощность оптической накачки требуется для ее подавления. Второй исследуемый (накачиваемый) лазер (slave laser 2, SL2) имел длину 750 μm , в нем генерация сразу же начинается на ES (Рис.1б). Дополнительная оптическая накачка на длине волны GS также подавляет генерацию через ES. Аналогично предыдущему случаю, чем интенсивнее линия ES изначально, тем сложнее ее подавить.

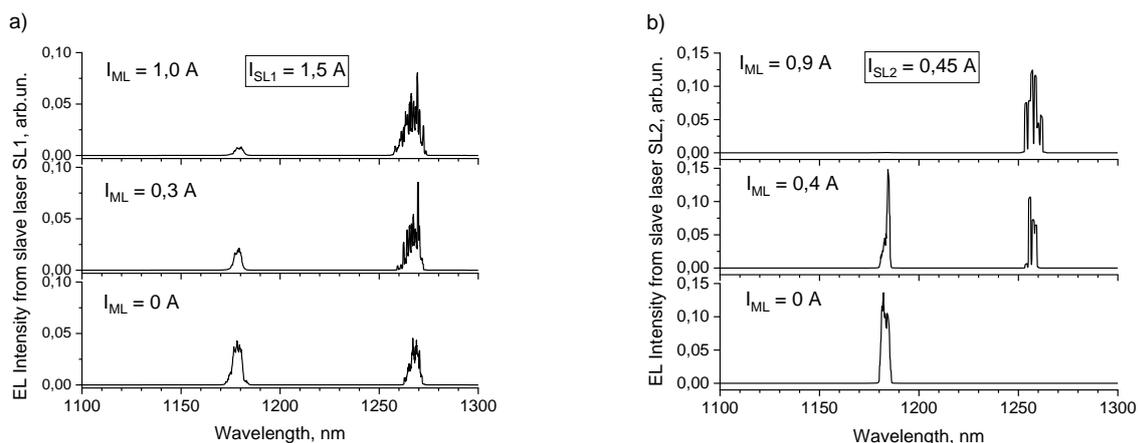


Рис.1. - Спектры излучения лазеров SL1 (a) и SL2 (b) при постоянном токе через каждый из них и различных уровнях оптической накачки (тока через ML). Ток инжекции лазера SL1 равен 1.5 A, а лазера SL2 - 0.45 A.

Во второй серии экспериментов исследовались переключения линий лазерной генерации в двух оптически связанных лазерах, каждый из которых имел длину 650 μm и изначально излучал на ES. Было обнаружено, что в этом случае при некоторых комбинациях токов возникает генерация через основное состояние. Данный эффект может быть связан с взаимодействием продольных мод в таких оптически связанных лазерах и возможным формированием общего резонатора при некоторых токах.

[1] C. Mesaritakis, et al., *Sci. Rep.* **6**, 39317 (2016).

Суперлюминесцентные диоды на основе квантоворазмерных гетероструктур

А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, Т.А. Багаев, И.В. Яроцкая, А.Ю. Андреев,
К.Ю. Телегин, Д.А. Фролов, А.В. Лобинцов, А.И. Данилов, С.М. Сапожников
А.А. Сергомасова, А.В. Иванов, М.А. Ладугин

АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

Суперлюминесцентные диоды, занимая промежуточное место по своим выходным характеристикам между массово используемыми светоизлучающими диодами и лазерными диодами, являются весьма немногочисленным классом приборов, но находят ряд интересных и востребованных практических применений. Такие приборы изготавливаются на основе гетероструктур основных соединений A^3B^5 и позволяют перекрывать широкий спектральный диапазон. В последнее время определились основные направления совершенствования их выходных характеристик. В первую очередь, это расширение спектральной линии излучения и повышение выходной оптической мощности. Для решения указанных задач предложено немало подходов, связанных как с вариацией геометрии гетероструктуры, так и с выбором конструкции светоизлучающего кристалла. Значительная часть работ посвящена обсуждению влияния квантоворазмерной активной области на рассматриваемые характеристики, в особенности на ширину спектральной линии излучения. В данной работе рассмотрены полупроводниковые гетероструктуры AlGaAs/GaAs, InGaAs/AlGaAs, GaInAsP/InP и AlGaInAs/InP с различным количеством квантовых ям и проанализированы выходные характеристики суперлюминесцентных диодов, изготовленных на их основе.

Эпитаксиальные гетероструктуры для суперлюминесцентных диодов формировались на подложках GaAs и InP. Исследовались образцы с вариацией вида и количества квантовых ям, а также для сравнения с объемной активной областью. На основе полученных гетероструктур изготавливались суперлюминесцентные диоды одинаковой конструкции в сравниваемой серии приборов. Для подавления обратной связи использовался наклонный активный канал и просветление на гранях. Выходные характеристики приборов изучались при стабилизации температуры на уровне $+20^\circ\text{C}$.

Показано, что геометрия квантовых ям активной области суперлюминесцентных диодов и их количество существенно влияют на форму спектральной линии излучения. Узкие квантовые ямы обеспечивают получение колоколообразного спектра, устойчивого при изменении рабочего тока. Напротив, использование более широких квантовых ям дает при определенных условиях возможность вовлечения в излучательный процесс одновременно нескольких уровней в одной квантовой яме, что приводит к усложнению спектра. Так, с увеличением рабочего тока может наблюдаться появление в спектре излучения коротковолнового максимума в дополнение к основному максимуму. Причем, по мере роста тока интенсивность коротковолнового максимума увеличивается. Это дает возможность управлять шириной спектра суперлюминесцентных диодов.

Изучены образцы с различным количеством квантовых ям в активной области. Показано, что увеличение числа квантовых ям приводит к увеличению выходной оптической мощности. Исследовано поведение ширины спектра излучения таких приборов. Рассмотрены суперлюминесцентные диоды с квантовыми ямами различной конфигурации в составе одной активной области. Отмечено увеличение ширины спектральной линии излучения таких приборов.

Выполнено сравнение выходных характеристик суперлюминесцентных диодов, излучающих в одном спектральном диапазоне, но изготовленных на основе гетероструктур в различных системах материалов.

Обсуждены перспективы применения суперлюминесцентных диодов с различной конфигурацией квантоворазмерной активной области.

Влияние горячих фононов на эффекты разогрева носителей в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe при импульсном оптическом возбуждении

С.В. Морозов¹, К.Е. Кудрявцев¹, В.В. Румянцев¹, Н.Н. Михайлов²,
С.А. Дворецкий², М.С. Жолудев¹, А.А. Янцер¹

¹Институт физики микроструктур РАН, 603087, Нижегородская область., д. Афоино, ул. Академическая, 7

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgTe/HgCdTe обладают квази-гиперболическим законом дисперсии электронов и дырок [1], за счет которого удается частично подавить безызлучательные оже-процессы и достичь генерации стимулированного излучения (СИ) в исключительно широком спектральном диапазоне от ~ 3 до 31 мкм [2]. В то же время, пороговая концентрация неравновесных носителей и скорость их межзонной рекомбинации, а значит и пороговая плотность мощности оптического возбуждения, растут с температурой, приводя к существенному разогреву электронного газа, что в итоге и определяет достижимые температуры генерации.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования разогрева носителей заряда в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/HgCdTe в режиме интенсивной оптической накачки. Анализировался вид спектров фотолюминесценции (ФЛ), измеряемых при температуре образца $T=300\text{K}$, в зависимости от мощности импульсной накачки, и по коротковолновому краю спектра ФЛ оценивалась эффективная температура носителей. Ширина запрещенной зоны изучаемых КЯ (длина волны эмиссии около 5 мкм) выбиралась из соображений максимально простой картины оже-процессов в таких структурах. Ранее в работе [3] мы показали, что в подобных КЯ доминируют пороговые процессы *eeh*-типа и определили соответствующую величину оже-коэффициента. При релевантных мощностях возбуждения характерные времена межзонной (оже) рекомбинации не превышают 300 пс, и накачка с длительностью импульса ~ 10 нс фактически реализует квазистационарный режим. В этом приближении и решались уравнения баланса для числа частиц (фотогенерация – оже-рекомбинация) и их средней кинетической энергии («инжекционный разогрев» и «разогрев в ходе оже-рекомбинации – остывание за счет электрон-фононного рассеяния) с учетом эффекта «горячих» фононов. Отметим, что энергии оптических фононов в HgCdTe варьируется в диапазоне 15-20 мэВ, и при $T=300\text{K}$ заселенность фононных мод оказывается заметной, в отличие от полупроводников $A^{III}B^V$, Si и Ge, и даже в случае относительно слабой накачки при анализе внутризонной динамики носителей необходимо учитывать не только поглощение, но и испускание оптических фононов. Модельное описание экспериментальных данных позволило оценить время жизни оптических фононов (~ 0.5 пс) и характерные интенсивности мощности накачки ($P_{th} \sim 1$ кВт/см² поглощаемой в единичной КЯ), соответствующие резкому снижению эффективности остывания носителей заряда в КЯ. Исходя из полученных данных рассмотрены возможности повышения температур генерации в лазерных структурах с КЯ HgTe/HgCdTe при подборе длины волны возбуждающего излучения.

[1] M.S. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. *Phys. R. B.* V. **86**. P. 205420 (2012).

[2] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.S. Zholudev et al. *ACS Photonics*. V. **8**. P. 3526 (2021).

[3] K.E. Kudryavtsev, V.V. Rumyantsev, V.V. Utochkin et al. *J. of Applied Physics*. V. **133**. P. 074301 (2023).

[4] K.E. Kudryavtsev, V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov et al. *Applied Physics Letters*. V. **125**. P. 223505 (2024).

Микролазеры инфракрасного диапазона на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

А.А. Разова¹, В.В. Румянцев¹, В.В. Уточкин¹, М.А. Фадеев¹, К.А. Мажукина¹, А.А. Янцер¹,
Д.В. Шенгуров¹, Н.С. Гусев¹, Е.Е. Морозова¹, А.А. Дубинов¹, В.Я. Алешкин¹,
Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий², В.И. Гавриленко¹, С.В. Морозов¹

¹ ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13

В гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe благодаря квази-гиперболическому закону дисперсии носителей, заметно, по сравнению с объемными пленками, подавляется оже-рекомбинация [1]. Благодаря этому в волноводных структурах с КЯ HgCdTe в активной области при оптической накачке удалось получить стимулированное излучение (СИ) вплоть до 290 К в области длин волн 3-5 мкм и при низких температурах до 31 мкм [2], не доступного современным квантовым каскадным лазерам.

Для получения в данных структурах лазерного излучения (ЛИ) необходимо было сформировать резонатор, однако направление роста исследуемых структур (013), из-за чего существуют трудности формирования резонатора Фабри-Перо традиционным для полупроводников методом скола граней. Поэтому в данной работе для формирования резонаторов использовался метод ионного травления.

В результате были сформированы микродисковые лазеры, в которых при оптической накачке наблюдается ЛИ на модах шепчущей галереи (МШГ) в области 4.7-3.8 мкм с максимальной температурой до 230 К, и гребенчатые резонаторы, в которых ЛИ получено на модах Фабри-Перо в области 8 мкм с максимальной рабочей температурой 120 К. Во всех исследованиях максимальная температура ЛИ микролазеров была ниже, чем максимальная температура наблюдения СИ в непротравленной структуре (НС). Для понимания таких изменений были проведены исследования температурного гашения интегральной фотолюминесценции (ФЛ) и пороговых плотностей мощности возникновения усиления на межзонных переходах в микродисках и НС в области 3-5 мкм, которые показали, что интегральная ФЛ в обоих образцах отличается на уровне погрешностей измерения. Это означает, что с точки зрения «внутренних» оптических потерь оба образца практически идентичны. Таким образом, основной причиной понижения температуры ЛИ по отношению к температуре наблюдения СИ в коротковолновой ИК-области являются оптические потери, связанные с потерями на вывод излучения, возникающими в процессе ионного травления. Известно, что резонаторы на МШГ обладают большей добротностью, чем резонаторы типа Фабри-Перо. Поэтому в дальнейшем микродисковые резонаторы на МШГ также были изготовлены на длинноволновых структурах с КЯ HgCdTe. Однако ЛИ в структуре с протравленным верхним волноводным слоем и массивом КЯ вне микродиска (8 мкм) не наблюдалось, как в случае микродисков диапазона 3-5 мкм, где были стравлены аналогичные слои, но на глубину 1-2 мкм. Поэтому были сформированы микродиски с разной высотой. В микродисках, где травление было остановлено до массива КЯ и в середине массива КЯ, при криогенных температурах удалось получить ЛИ в области 20-26 мкм. При этом с увеличением глубины травления максимальная температура наблюдения ЛИ уменьшалась, а пороговая плотность мощности накачки повышалась. Проведенный анализ значений модовых потерь в волноводе и пороговых плотностей мощности накачки возникновения ЛИ позволили оценить эффективное время жизни носителей, которое составило 150 пс для НС и ~10 пс для микродиска. Падение времени жизни носителей указывает на доминирование «внутренних» потерь - безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла, которая осуществляется через приповерхностные и дефектные состояния. Таким образом, в коротковолновом диапазоне, где травление структур вне области микродиска осуществляется на 1-2 мкм, температура наблюдения ЛИ определяется оптическими потерями, а в длинноволновых структурах, где глубина травления больше (3 - 8 мкм), все параметры ЛИ определяются рекомбинацией Шокли-Рида-Хола.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (124050300055-9/FFUF-2024-0045).

[1] G. Alymov et al., *ACS Photonics*, **7**, 98-104 (2020).

[2] S. V. Morozov et al., *ACS Photonics*, **8**, 3526-3535 (2021).

Анализ механизмов ограничения мощности полупроводникового лазера на основе гетероструктуры InP/InGaAsP с излучением в безопасном для глаз диапазоне.

А.Э. Ризаев, А.А. Подоскин, И.В. Шушканов, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

Мощные полупроводниковые лазеры, излучающие в безопасном для глаз диапазоне 1.4-1.7 мкм, востребованы в активно развивающихся системах LiDAR, а также в оптоволоконных системах связи и дальномерах. Для повышения эффективности их работы необходимо изучать причины, ограничивающие оптическую мощность лазера на высоких токах накачки. Текущая работа направлена на анализ механизмов насыщения импульсной ватт-амперной характеристики (ВтАХ) полупроводникового лазера с гетероструктурой на основе InGaAsP/InP с асимметричной активной областью, смещенной к р-эмиттеру и излучающей на длине волны 1.55 мкм. Расчет ВтАХ производился в двумерной модели лазерного диода, подробно описанной в [1], учитывающей дрейф-диффузионный транспорт носителей заряда в слоях гетероструктуры и распределение фотонов вдоль резонатора.

На основании проведенных численных расчетов установлено, что в исследуемой структуре основную роль в снижении мощности играют внутренние потери на носителях зарядах в волноводе, значительно понижающие дифференциальную квантовую эффективность лазера (рис. 1). С ростом тока накачки появляется ток утечки, вызванный утечкой избыточных электронов из волновода в р-эмиттер, что критическим образом снижает внутренний квантовый выход лазера. На токе 100А доля инжектируемых носителей, участвующих в стимулированной рекомбинации, составила лишь 41.5% (рис. 2). При этом потери, вызванные спонтанной и безызлучательной рекомбинацией, пренебрежимо малы и не вносят вклада в насыщение мощности излучения, сравнимого с перечисленными механизмами.

В ходе анализа неравномерного распределения носителей заряда вдоль резонатора установлено, что LSHB понижает мощность излучения только за счет уменьшения усиления в области резонатора, обедненной носителями заряда, и слабо влияет на основные механизмы - потери на носителях заряда и ток утечки. Для минимизации влияния основных механизмов необходимо оптимизировать как дизайн гетероструктуры, так и параметры лазерного кристалла.

Работа выполнена при поддержке РФФ 22-79-10159

[1] С.О. Слипченко и др., Квантовая электроника, 52.4, 343-350 (2022).

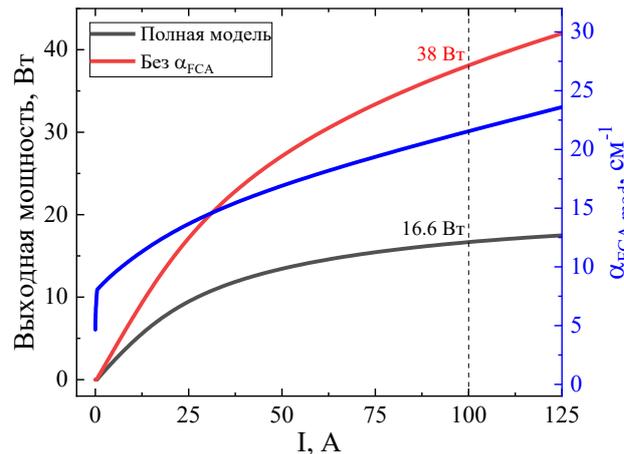


Рис.1. — Рассчитанные ВтАХ лазерных диодов в полной модели и модели с нулевыми потерями на свободных носителях заряда. Зависимость модальных оптических потерь от тока накачки (синяя линия).

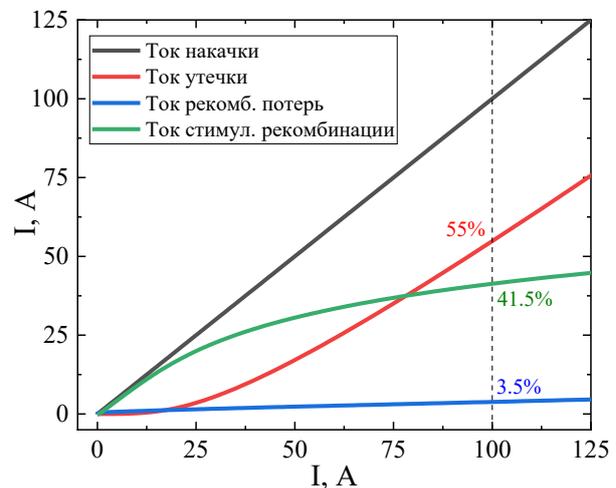


Рис.2. — Зависимость компонент тока (тока рекомбинационных потерь, тока утечки, тока стимулированной рекомбинации) от тока накачки.

обедненной носителями заряда, и слабо влияет на основные механизмы - потери на носителях заряда и ток утечки. Для минимизации влияния основных механизмов необходимо оптимизировать как дизайн гетероструктуры, так и параметры лазерного кристалла.

Алгоритм термостабилизации активных элементов твердотельного лазера с ТЭМ Пельтье и его аппаратная реализация.

А.А. Рубан¹, А.Н. Козырев¹, Е.В. Рубан²

¹ ИЯФ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 11

² ООО «Сибконтакт», 630047, Новосибирск, ул. Магаданская, 2б

Для управления температурой активных элементов твердотельных лазеров широко применяют термоэлектрические модули (ТЭМ) на основе полупроводников с эффектом Пельтье [1]. Типовым методом управления температурой объекта, как правило, является петля обратной связи по температуре с тремя каналами – пропорциональным, интегральным и дифференциальным (ПИД). Метод изначально разработан для оптимального управления печами [2] и предполагает, что тепловая мощность, подводимая к объекту нагревателем/охладителем линейно зависит от выходов каналов ПИД, находится в равновесии с окружающей средой. Метод не учитывает линейные размеры устройства.

Полупроводниковые ТЭМ представляют собой тепловые машины, в которых одновременно реализуется несколько основных механизмов: собственно эффект Пельтье, пропорциональный току через модуль, Джоулевы потери, пропорциональные квадрату тока, теплопроводность, пропорциональная разнице температур между объектом регулирования и радиатором, эффект Зеебека, генерирующий против-ЭДС, также пропорциональную разнице температур, но температур элементов. Таким образом, для оптимального управления температурой объекта полупроводниковым ТЭМ потребуется аппаратура, содержащая одновременно по меньшей мере четыре ПИД канала обратной связи, что весьма затруднительно.

Характерный размер теплоотводящей поверхности активного элемента лазера, требующего отвода мощности в десятки Ватт, не превышает 1 кв см. Отводящий такой же уровень мощности ТЭМ имеет площадь порядка 10 кв см. Для согласования площадей используется промежуточный теплоноситель, как правило, медная пластина. При импульсной работе лазера тепло распределяется по пластине в виде сложных волновых фронтов, подобно распространению энергии в длинной линии. Управление температурой объекта методом ПИД крайне затруднено.

Для управления температурой полупроводникового лазерного излучателя, работающего в импульсном режиме и охлаждаемого несколькими ТЭМ с теплораспределяющей пластиной большой площади был разработан новый метод, основанный на так называемой «обратной связи вперёд». В отличие от метода ПИД, использующего текущие величины и работающего с запаздыванием, здесь все действия предпринимаются заранее, до включения активного элемента, с тем расчётом, что к моменту начала тепловыделения элементом к нему подойдёт температурная «волна охлаждения» и предотвратит рост температуры на элементе, выделяющем тепло, сохраняя рабочую длину волны.

Логическая схема управляющей электроники выполнена в виде описания на языке AHDL и имплементирована в ПЛИС структуры FPGA. Логическая схема содержит таблицу констант, описывающих теплотехнические характеристики устройства, устройство выборки, интегратор, широтно-импульсный модулятор усилителя мощности, узел сигнализации состояния.

Аппаратно метод реализован на специально разработанном блоке. Блок выполнен в формате Евромеханика высотой 3U и шириной передней панели 2M. Блок имеет два канала для подключения ТЭМ, два канала управления вентиляторами радиаторов ТЭМ, два канала прецизионных термодатчиков. Логические, вычислительные и интерфейсные узлы реализованы в ПЛИС структуры FPGA. Для работы в малых установках имеет интерфейсы Ethernet, USB, для синхронной работы в установках с объёмом в десятки тысяч каналов имеет интерфейс C-Link детектора КМД-3 [3].

[1] G.P. Agrawal. *Semiconductor lasers: past, present and future* (N.Y., American Institute of Physics,) ISBN 9781563962110 (1994).

[2] Е.П. Стефани. *Основы расчёта настройки регуляторов теплоэнергетических процессов*. М.: Энергия (1972).

[3] В.М. Аульченко, А.Н. Козырев, А.А. Рубан и др., *Архитектура системы регистрации и запуска детектора КМД-3, Автометрия*, **51**, 1 (2015).

Стимулированное излучение в лазерных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при различных режимах оптического возбуждения

Румянцев В.В.^{1,2}, Дубинов А.А.^{1,2}, Мажукина К.А.¹, Уточкин В.В.¹, Разова А.А.^{1,2}, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Алешкин В.Я.^{1,2}, Гавриленко В.И.^{1,2}, Морозов С.В.^{1,2}

¹ ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

³ ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13

На протяжении последних десятилетий гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на его основе HgCdTe привлекают внимание многих научных групп из-за уникальных фундаментальных свойств, в числе которых возможность изучения безмассовых дираковских фермионов и топологически защищенных краевых состояний. Однако недавние работы показывают, что подобные структуры могут быть перспективным материалом и для создания межзонных лазеров среднего ИК диапазона [1]. В частности, на длинах волн 16 – 30 мкм в HgCdTe практически отсутствует решеточное поглощение, препятствующее продвижению в обозначенный диапазон квантово-каскадных лазеров (ККЛ) на основе “традиционных” АЗВ5 материалов GaAs и InP [2].

В настоящей работе исследуются пороговая мощность накачки и максимальная температура лазерной генерации в мезаструктурах с диэлектрическими резонаторами на основе HgCdTe. Структуры были изготовлены в ИФМ РАН методами ионного травления и лазерной литографии на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией в ИФП СО РАН (Новосибирск). Показано, что усиление на межзонных переходах ограничивается разогревом носителей, обусловленным горячими оже-процессами при интенсивной импульсной накачке (~5 кВт/см²). Возбуждение носителей длинноволновым излучением в область «квазидираковского» закона дисперсии, где оже-рекомбинация запрещена законами сохранения, приводит к резкому увеличению времени жизни носителей и снижению пороговой плотности мощности на три порядка до величин от 1 до 20 Вт/см² и возможности генерации в квазинепрерывном режиме.

Расширение «квазидираковского» участка спектра вблизи Г-точки, происходящее при переходе к более узким КЯ (при сохранении длины волны генерации) позволяет значительно подавить процессы разогрева и перейти от длинноволновой накачки (длина волны ~ 10 мкм) к возбуждению структур коротковолновым излучением (длина волны ~ 2 мкм).

Характерная величина материального усиления, оцениваемая из эксперимента, позволяет рассчитывать на получение генерации в том числе на длинах волн более 30 мкм, где потери среды возрастают из-за двухфононного поглощения в HgCdTe. Таким образом, полученные результаты указывают на возможность создания лазеров, работающих в недоступной для ККЛ области спектра 28 – 50 мкм при оптической накачке лазерными диодами ближнего ИК диапазона. Требуемая интегральная мощность источника накачки для исследуемых мезаструктур оценивается в сотни милливатт при 77 К.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (FFUF-2024-0045).

[1] S. V. Morozov et al., *ACS Photonics*, **8**, 3526 (2021).

[2] M. S. Vitiello et al, *Opt. Express*, **23** (4), 5167 (2015).

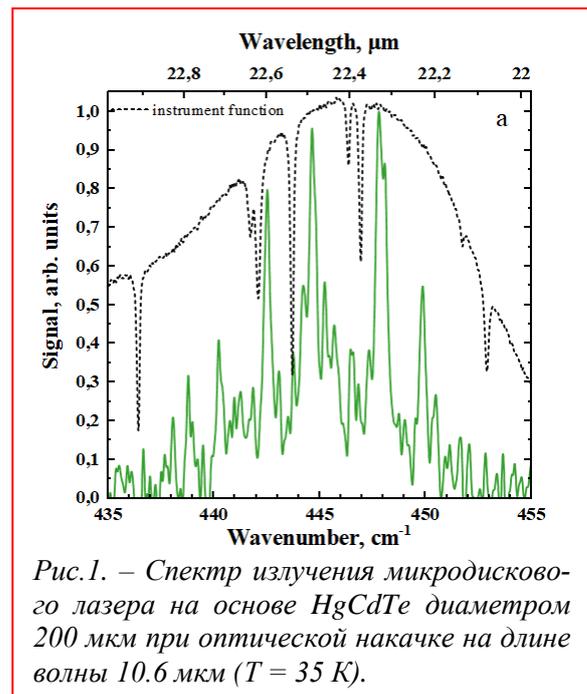


Рис.1. – Спектр излучения микродискового лазера на основе HgCdTe диаметром 200 мкм при оптической накачке на длине волны 10.6 мкм ($T = 35$ K).

Влияние встроенного пьезоэлектрического поля и Оже-рекомбинации через глубокие центры на эффективность лазеров и светодиодов на InGaN/GaN

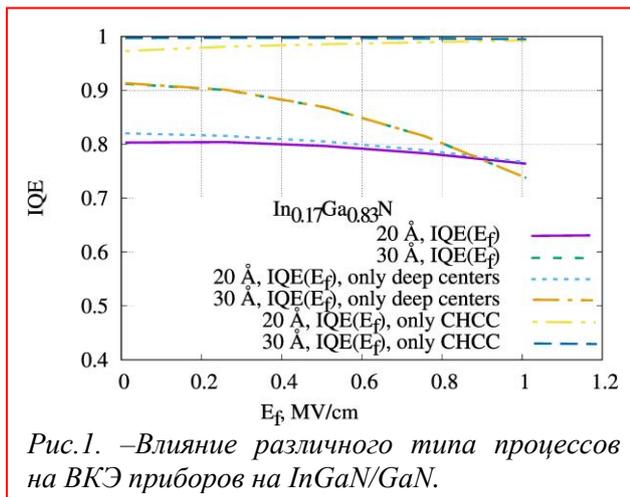
Д.М. Самосват, А.А. Карпова, Г.Г. Зегря

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

Полупроводниковые гетероструктуры на основе InGaN/GaN широко используются при создании светодиодов и лазеров в синей и зеленой области спектра. Тем не менее, в этих приборах существует ряд проблем, которые не решены. Для светодиодов на основе InGaN/GaN такими проблемами являются так называемый «спад эффективности» и так называемая проблема green gap. Эффект «спада эффективности» относится к падению внутренней квантовой эффективности (ВКЭ) с ростом тока инжекции. Проблема green gap относится к низкой ВКЭ для светодиодов зеленой области спектра. В случае лазеров на нитридах существует ряд нерешённых проблем: зависимость пороговых характеристик лазера от числа квантовых ям (КЯ), от тока утечки, от топологии КЯ, от встроенного электрического поля, от ширины барьерного слоя, от величины последовательного сопротивления.

Поскольку КЯ на основе InGaN/GaN имеют структуру вюрцита, в них отсутствует центр инверсии, а значит может присутствовать встроенное пьезоэлектрическое поле. В настоящей работе впервые дается анализ всех возможных безызлучательных процессов рекомбинации и встроенного пьезоэлектрического поля на эффективность лазеров и светодиодов на основе InGaN/GaN.

В работе показано, что наряду с межзонной Оже-рекомбинацией (ОР) в КЯ может присутствовать и другой канал рекомбинации, а именно рекомбинация через глубокие центры. Возможно 4 типа такого процесса ОР за счет прямого кулоновского взаимодействия, и еще 4 типа с учетом обменного взаимодействия. Кроме того, существует еще 8 процессов с участием барьерных носителей заряда. Это означает, что с ростом мольной доли индия возрастает число глубоких уровней [1] и скорость рекомбинации по этому каналу становится выше. При этом, как показано, именно этот процесс ОР оказывает ключевое влияние на величину максимума ВКЭ в зависимости от концентрации инжектированных носителей заряда. Как показано в настоящей работе, коэффициент такого процесса ОР растет с ростом пьезоэлектрического поля при равномерном распределении глубоких уровней, что связано с более сильной локализацией носителей заряда в области квантовой ямы.



дальнейший спад в основном определяется процессом межзонной Оже-рекомбинации. На рисунке 1 приводится парциальный вклад всех каналов ОР в ВКЭ СД на основе InGaN/GaN.

Также в настоящей работе проанализировано влияние пьезоэлектрического поля и ОР через глубокие центры на пороговые характеристики лазеров на квантовых ямах. Дается анализ влияния параметров КЯ (числа КЯ, толщины барьеров) в лазерной структуре и канала Оже-рекомбинации через глубокие центры на пороговые и мощностные характеристики лазеров на КЯ InGaN/GaN.

[1] Jana Stránská Matějová, Alice Hospodková, Tereza Košutová, Tomáš Hubáček, Matěj Hývl and Václav Holý, *Journal of Physics D: Appl. Phys.*, **55**, 25, 255101 (2022).

[2] Dmitiy Samosvat, Anastasia Karpova, Georgy Zegrya, *Appl. Phys. A*, **131**, 99 (2025).

Новое поколение унифицированных модулей мощных импульсных полупроводниковых лазеров на основе фотонных интегральных схем лазер-тиристор

**В.А. Симаков¹, Т.А. Багаев¹, А.С. Башкатов³, А.И. Данилов¹, В.П. Коняев¹,
Ю.В. Курнявко¹, М.А. Ладугин¹, А.В. Лобинцов¹, А.А. Мармалюк¹, А.М. Морозюк¹,
Н.А. Пихтин², А.В. Сбродов³, С.О. Слипченко²**

¹ АО НИИ «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, 117342, Москва, ул. Введенского, 3 корп. 1

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³ ВНИИР, 141002, Московская область, Мытищи, ул. Колпакова, 2а

Для современных высокоскоростных беспилотных летательных аппаратов остро стоит задача распознавания окружающих объектов, в том числе низколетящих на фоне подстилающей поверхности. Принципиально решить поставленную задачу можно при анализе трёхмерной модели окружающего аппарат пространства. Получение данной трёхмерной модели при движении летательного аппарата сводится к задаче сканирования пространства лучом с веерной диаграммой направленности, расширенной в экваториальной плоскости.

Известно, что англо-французская компания "Thales" проводит работы по созданию сканера на основе импульсного оптического локатора с круговым обзором в экваториальной плоскости летательного аппарата. В качестве источника зондирующего сигнала использован сверхкомпактный модуль QuickSwitch QS-905, состоящий из сильноточного переключателя, накопительного конденсатора и импульсного лазерного диода, внутри небольшого герметичного корпуса. Однако современный уровень развития отечественной электронной компонентной базы не позволяет решать задачу формирования зондирующего сигнала длительностью несколько наносекунд малогабаритным полупроводниковым лазером высокой (не менее 50 Вт) мощности при частоте повторения импульсов лазерного излучения не менее 100 кГц. В данной работе предложено и реализовано техническое решение, дающее возможность выполнить указанные требования на основе фотонных интегральных схем лазер-тиристор [1-4].

[1] В.А. Симако., С.О. Слипченко, А.А. Подоскин и др. Лазер-тиристор Патент RU 2557359 (заявка 2013144977/28 от 09.10.2013г.),

[2] В.А. Симако., С.О. Слипченко, А.А. Подоскин и др. Лазер-тиристор Патент RU 2724244 (заявка 2019144247 от 26.12.2019г.),

[3] В.А. Симако., С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин и др. Лазер-тиристор Патент RU 2726382 (заявка 2019144246 от 26.12.2019г.)

[4] В.А. Симако., И.С. Тарасов, И.Н. Арсентьев. Туннельно-связанная полупроводниковая гетероструктура, Патент RU 2396555 (заявка 2009117363/28 от 06.05.2009г.)

Полупроводниковый дисковый лазер на гетероструктуре GaInP/AlGaInP с внутри резонаторной накачкой в квантовые ямы

Я.К. Скасырский², А.А.Е.С. Елшербини¹, В.И. Козловский², М.П. Фролов²

¹ НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

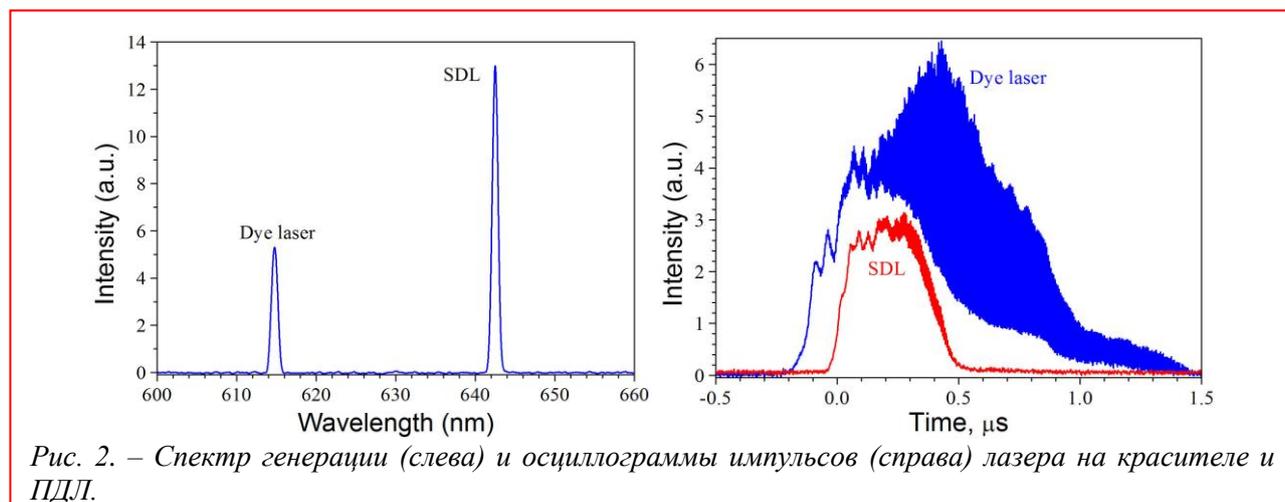
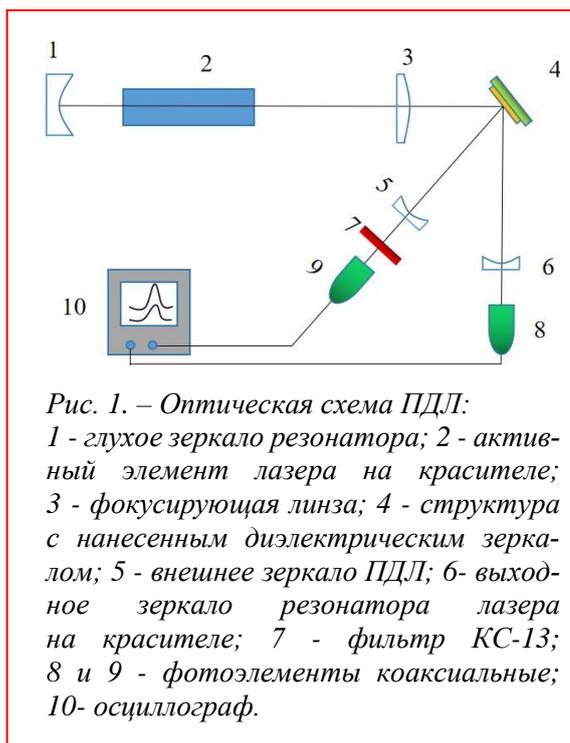
² ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Полупроводниковые дисковые лазеры (ПДЛ) с оптической накачкой отличаются высокой мощностью и эффективностью при высоком качестве лазерного пучка. При накачке в квантовые ямы (КЯ) уменьшаются тепловыделения в структуре за счет уменьшения квантового дефекта, а также не возникают проблемы с эффективным сбором неравновесных носителей в КЯ при накачке в барьерные слои [1]. Однако при этом снижается эффективность накачки. Для повышения этой эффективности используют сложные многопроходные системы накачки. В настоящей работе впервые предложено для повышения эффективности накачки использовать внутрирезонаторную накачку.

В работе использовалась гетероструктура GaInP/AlGaInP с 25 КЯ, рассчитанная на достижение резонансно-периодического усиления на длине волны 640 нм. На поверхность структуры наносилось диэлектрическое зеркало с расчетным коэффициентом отражения 99.3% в спектральной области 600 – 650 нм. Этим зеркалом структура приклеивалась к кварцевой подложке. Ростовая подложка GaAs затем удалялась селективным химическим травлением. Для накачки использовался импульсный лазер на красителе 6G. Оптическая схема внутрирезонаторной накачки представлена на рисунке 1.

На рисунке 2 слева представлен спектр генерации лазера на красителе ($\lambda = 614$ нм) и ПДЛ ($\lambda = 642$ нм). Ширина линий генераций была близка к 1 нм и сравнима с разрешением спектрографа. Справа на этом же рисунке изображены осциллограммы импульсов лазера на красителе и ПДЛ.

На спаде импульса излучения лазера на красителе возникают короткие импульсы с периодом повторения примерно 5 нс, равному обходу резонатора. Вероятно, это является следствием синхронизации мод.



Максимальная мощность ПДЛ составила примерно 80 Вт при эффективности 4% относительно внутрирезонаторной мощности лазера на красителе.

[1] Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers. VECSEL Technology and Applications, ed. by Michael Jetter and Peter Michler, Wiley-VCH (2021).

Источники мощных лазерных импульсов нс и суб-нс длительностей для ближнего ИК спектрального диапазона на основе вертикально интегрированных полупроводниковых гетероструктур

С.О. Слипченко¹, А.А. Подоскин¹, И.В. Шушканов¹, И.С. Шашкин¹, В.В. Шамахов¹, Д.Н. Николаев¹, Н.А. Пихтин¹, Т.А.Багаев², М.А. Ладугин², А.А. Мармалюк², В.А. Симаков²

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

² АО «НИИ "Полус" им. М. Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

В докладе будут представлены основные результаты исследований в области источников мощных лазерных импульсов нс и суб-нс длительностей, создаваемых на основе полупроводниковых гетероструктур для спектрального диапазона 800-1100 нм. Практическая значимость разрабатываемых источников обусловлена широким спектром приложений, из которых можно выделить такие направления, как компактные ЛИДАры и дальномеры для автономных транспортных средств, запускающие генераторы для импульсных волоконных и твердотельных лазеров и усилителей, системы беспроводной связи в свободном пространстве.

В направлении источников мощных лазерных импульсов нс-длительностей будут рассмотрены подходы, направленные на повышение выходной оптической мощности за счет создания вертикально интегрированных лазерных гетероструктур с туннельными р-п переходами, обеспечивающими кратное повышение выходной излучательной эффективности стимулированного излучения [1]. Кроме этого, будут показаны возможности оптимизации конструкций лазерных гетероструктур и кристаллов лазерных диодов в рамках двухмерных моделей [2].

В направлении источников мощных лазерных импульсов суб-нс-длительностей будут рассмотрены численные модели оптимизации параметров гетероструктур и кристаллов полупроводниковых лазеров, работающих в режиме модуляции усиления [3]. В экспериментальной части будут представлены результаты для монолитных и гибридных вертикально интегрированных конструкций, включающих быстродействующие сильноточные ключи на основе тиристорных гетероструктур [4].

[1] S.O. Slipchenko et al., *Opt. Lett.*, **48**(2) 203 (2023).

[2] V.S. Golovin et al., *J. Lightwave Technology*, **40**, 1 (2022)

[3] S.O. Slipchenko et al., *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **50** (5), S535 (2023)

[4] S.O. Slipchenko et al., *Photonics*, **12** (2), 130 (2025)

Электронейтральность в полупроводниковых лазерах

З.Н. Соколова¹, Н.А. Пихтин¹, С.О. Слипченко, Л.В. Асрян²

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA

В докладе обсуждается электрическая нейтральность в полупроводниковых лазерах с низкоразмерной активной областью. В таких лазерах, наряду с активной областью, носители заряда присутствуют также в волноводной области (области оптического ограничения) (Рис. 1). Пользуясь скоростными уравнениями для носителей заряда в многослойной лазерной структуре, получено условие глобальной электрической нейтральности в ней. Показано, что концентрации как электронов, так и дырок в волноводной области могут быть существенно выше, чем в активной области, локальная нейтральность в активной области лазера может быть сильно нарушена, т.е., концентрации электронов и дырок в активной области могут существенно различаться. Различие же концентраций электронов и дырок в волноводной области в таком случае не существенно.

Пользуясь скоростными уравнениями, вычислены концентрации электронов и дырок в низкоразмерной активной области и волноводной области как на пороге, так и в режиме лазерной генерации [1]-[6]. Показано, что вследствие нарушения локальной электронейтральности в активной области, концентрации носителей заряда в ней изменяются с ростом тока накачки, а не являются фиксированными величинами, как это обычно принято считать в литературе.

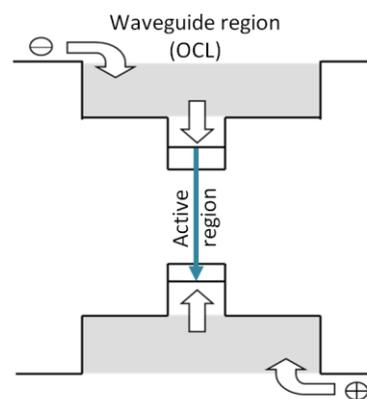


Рис. 1. Зонная диаграмма полупроводникового лазера с низкоразмерной активной областью

[1] Л.В. Асрян, *Квантовая электроника*, **49**, 522 (2019).

[2] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, *Квантовая электроника*, **43**, 428 (2013).

[3] З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, *Квантовая электроника*, **46**, 777 (2016).

[4] Z.N. Sokolova, N.A. Pikhin, I.S. Tarasov, L.V. Asryan, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **740**, 012002 (2016).

[5] З.Н. Соколова, Д.А. Веселов, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, *ФТП*, **51**, 998 (2017).

[6] З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Л.В. Асрян, *ФТП*, **55**, 1229 (2021).

Нутационные колебания интенсивности в микролазерах на квантовых точках

Е.В. Тимошенко¹, В.А. Юревич²

¹ МГУ имени А.Кулешова, 212022, Беларусь, Могилев, ул. Космонавтов, 1

² БГУТ, 212027, Беларусь, Могилев, пр. Шмидта, 3

Важным направлением в совершенствовании компактных источников импульсного когерентного излучения является разработка полупроводниковых лазеров, применяемых в линиях сверхбыстрой передачи информации или совместимых с системами нанофотоники [1]. Признано [2], что в качестве активных элементов низкоразмерных импульсных лазерных схем предпочтительны массивы квантовых точек (КТ) с характерной относительно высокой плотностью активных центров.

В работе, результаты которой положены в основу сообщения, в рамках формализма вектора Блоха проанализированы особенности динамики излучения лазеров на КТ в условиях когерентного взаимодействия и резонансной фазовой нелинейности. Принципиальным моментом, определяющим новизну работы, является применение представлений обобщенной двухуровневой схемы, которое дало возможность учета нелинейной рефракции и диполь-дипольного взаимодействия, вызывающих динамичную перенормировку фазового соотношения поля и поляризованности ансамбля КТ.

На основе предположения о действенности этих обоих факторов показано, что осцилляторное уравнение, которым определяется динамика полярного угла вектора Блоха Θ , имеет вид:

$$\tau \frac{d^2\Theta}{dt^2} + \frac{d\Theta}{dt} = \frac{\kappa \sin \Theta}{1 + \beta^2 + 2\beta \cos \Theta}, \quad \Theta = \frac{\mu}{\hbar(1-\beta)} \int_{-\infty}^t E(t) dt, \quad (1)$$

где $E(t)$ – переменная квазистационарной напряженности светового поля, τ – время жизни фотона в резонаторе, κ – коэффициент усиления, пропорциональный максимальной инверсии, которая достигается при данном уровне тока накачки. μ – дипольный момент перехода, β – параметр резонансной нелинейной рефракции, пропорциональный различию поляризуемостей активных центров (КТ) на уровнях основного перехода, и зависящий также от нормирующего коэффициента в поправке Лоренца к световому полю, действующему на КТ.

На рисунке 1 приведены результаты расчета на основе интегрирования уравнения (1) нормированной величины $S(t) = (\mu\tau E(t)/\hbar)^2$, характеризующей интенсивность излучения. Значения ряда использованных в оценках параметров (1), в основном, отвечали данным [2], пиковая интенсивность импульсов соответствовала примерно 10...100 МВт/см². Решениями (1), в сущности, воспроизводится расчетная модель режима сверхизлучения в резонаторе с характерной структурой всплесков интенсивности, имеющих

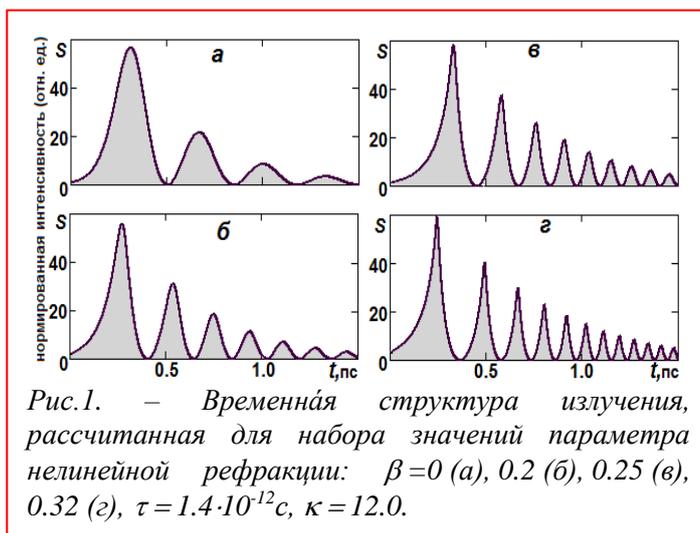


Рис.1. – Временная структура излучения, рассчитанная для набора значений параметра нелинейной рефракции: $\beta=0$ (а), 0.2 (б), 0.25 (в), 0.32 (г), $\tau=1.4 \cdot 10^{-12}$ с, $\kappa=12.0$.

нутационную природу и указывающую на квантовый характер процесса. Автомодуляционными следствиями дрейфа частоты, вызванного фазовой нелинейностью, являются резкое нарастание асимметрии импульсов, образующих нутационную серию, и снижение периода их следования.

[1] K. Wu, M. Rahman, *Electromagn. Science*, **1**, 0010131-1 (2023).

[2] A.E. Zhukov et al., *Optics Letters*, **49**, 330 (2024).

Наночастицы германия для биомедицинского применения в качестве фототермического агента

А.А. Фроня¹, Е.И. Маврешко¹, И.М. Тупицын¹, М.С. Григорьева¹, И.Н. Завестовская^{1,2}

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53

² НИЦ “Курчатовский институт”, 123182 Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Фотогипертермия в настоящее время один из активно развивающихся методов терапии онкологических заболеваний. Метод использует одновременно лазерное излучение и сенсibilизаторы, свойства которых позволяют локализовать воздействие и значительно уменьшить длительность процедуры [1,2]. В качестве сенсibilизаторов используются наночастицы. Поиск доступных, биосовместимых и биоразлагаемых сенсibilизаторов для фотогипертермии является крайне важной задачей для внедрения метода в медицинскую практику. Одним из кандидатов для такого применения является полупроводниковый элемент германий [3,4]. Известно, что кристаллический германий растворяется в воде аналогично кремнию посредством реакций окисления и гидролиза, превращаясь в германиевую кислоту [5]. За счет этих свойств германий получил в последние годы популярность в области биомедицины.

В представленной работе были проведены эксперименты по синтезу наночастиц германия и изучению динамики растворения таких частиц в жидкостях. Наночастицы германия были синтезированы методом наносекундной лазерной абляции монокристаллической германиевой мишени в жидкости. В качестве жидкости для абляции использовались дистиллированная вода и изопропанол. В течение месяца изучалось растворение наночастиц германия в жидкостях. Результаты показали, что наночастицы германия полностью растворяются в дистиллированной воде. Причем это происходит в течение первых суток после синтеза.

Также был проведен эксперимент по нагреву раствора наночастиц германия лазерным излучением с длиной волны 937-938 нм. Эксперименты показали, что добавление наночастиц германия позволяет увеличить максимальную температуру нагрева. Экспериментальные данные позволили оценить динамику нагрева и охлаждения раствора наночастиц. Продемонстрирован нагрев раствора наночастиц германия на 11°C при мощности лазерного излучения 1,81 Вт. Среднее время нагрева раствора составило 10 минут. Полученные результаты могут быть использованы в технологиях фотогипертермии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-15-2021-1347).

[1] M. Mallory, E. Gogineni, G. C. Jones, et al., *Crit. Rev. Oncol. Hematol.* 97, 56 (2016).

[2] Fang Jonathan, Yu-Chie Chen, *Current Pharmaceutical Design* 19(37), 6622 (2013).

[3] Li, R.; Wang, L.; Yin, L. *Materials* 2018, 11, 2108.

[4] A. S. Almuslem, A. N. Hanna, T. Yapici, et al., *Appl. Phys. Lett.* 2017; 110 (7): 074103.

[5] M. F. Ehman, K. Vedam, W. B. White, et al., *J. Mater. Sci.* 6, 969 (1971).

Непрерывные квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона, выращенные методами МПЭ и МОСГЭ

Р.А. Хабибуллин^{1,2}, Д.В. Ушаков³, А.А. Афоненко³, А.Ю. Павлов², Р.Р. Галиев², Д.С. Пономарев², Н.А. Малеев⁴, А.П. Васильев⁵, А.Г. Кузьменков⁴, М.А. Бобров⁴, С.А. Блохин⁴, В.В. Андриюшкин⁴, Ф.И. Зубов⁶, М.В. Максимов⁶, Д.А. Белов⁷, А.В. Иконников⁷, В.А. Анфертьев⁸, Р.Х. Жукавин⁸, В.И. Гавриленко⁸, И.Е. Мартычев⁹, Т.А. Багаев⁹, Г.С. Соколовский⁴, А.А. Мармалюк⁹, М.А. Ладугин⁹

¹ МФТИ, Физтех, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9

² ИСВЧПЭ РАН им. В.Г. Мокерова, 117105, Москва, Нагорный проезд, 7, стр.5

³ Белорусский государственный университет, 220030, Минск, пр. Независимости, 4

⁴ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26

⁵ НТЦ Микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26

⁶ СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, улица Хлопина, 8 к. 3

⁷ МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы

⁸ ИФМ РАН, ул. Академическая, 603087, Нижегородская обл., д. Афонино, 7

⁹ АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3 к. 1

В работе представлены результаты по созданию непрерывных квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона (ТГц ККЛ) на основе GaAs/AlGaAs гетероструктур, выращенных двумя эпитаксиальными методами – молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) и МОС-гидридная эпитаксия (МОСГЭ).

Для МПЭ ТГц ККЛ был разработан двухфотонный зонный дизайн на основе четырех квантовых ям GaAs/AlGaAs в активном модуле с рекордной толщиной инжекционного барьерного слоя $t_{inj}=7.34$ нм для уменьшения туннельного тока в структуре [1]. Изготовлены МПЭ ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом с шириной лазерных полосков 100 мкм и рабочим током/напряжением – 0.5А/15В. За счет двухфотонного зонного дизайна продемонстрирована широкополосная генерация 3.1–3.9 ТГц (см. Рис. 1). Уменьшение ширины лазерного полоска до 20 и 30 мкм позволило уменьшить токи инжекции МПЭ ТГц ККЛ до 100–200 мА и впервые продемонстрировать непрерывную генерацию у отечественных МПЭ ТГц ККЛ. Максимальная рабочая температура непрерывных МПЭ ТГц ККЛ составила около 90 К, что лишь на 39 К уступает мировому рекорду [2].

Для МОСГЭ ТГц ККЛ был разработан однофотонный зонный дизайн для высокочастотной генерации в диапазоне 4.3–4.7 ТГц. Изготовлены МОСГЭ ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом с набором ширин лазерных полосков от 20 мкм до 150 мкм. Образцы лазеров с узкими полосками продемонстрировали рабочие токи/напряжения около 0.1–0.2 А/10 В, что позволило продемонстрировать непрерывный режим генерации в диапазоне 4.3–4.6 ТГц (см. Рис. 1). Максимальная рабочая температура непрерывных МОСГЭ ТГц ККЛ составила около 20 К. В научной литературе не сообщалось о непрерывных МОСГЭ ТГц ККЛ, что позволяет говорить о создании первого в мире непрерывного ТГц ККЛ, выращенного методом МОСГЭ.

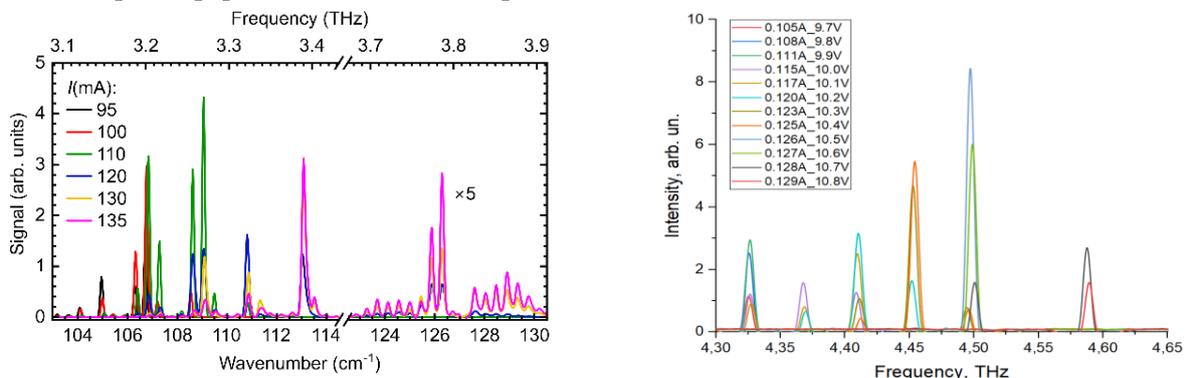


Рис. 1. – Спектры генерации непрерывных МПЭ ТГц ККЛ (слева) и МОСГЭ ТГц ККЛ (справа).

[1] R.A. Khabibullin, D.V. Ushakov, A.A. Afonenko et al. *J. Appl. Phys.* **136**, 194504 (2024).

[2] C.A. Curwen, S. J. Addamane, J. L. Reno, M. Shahili et al. *AIP Advances*, **11**(12), 125018 (2021).

Исследования структуры и стехиометрии твердых растворов $Zn_{1-x}Mn_xSe$

М.Д. Шарков, М.Е. Бойко, Н.В. Козырев, Б.Р. Намозов, А.М. Бойко, В.И. Николаев

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

На основе селенида цинка-марганца $Zn_{1-x}Mn_xSe$ [1–3] разрабатываются лазерные структуры как видимого [1], так и инфракрасного диапазона [2, 3]. Соединения вида $Zn_{1-x}Mn_xSe:Fe$ генерируют излучение в диапазоне 4–5 мкм [2], $Zn_{1-x}Mn_xSe:Cr$ – также при 2.0–2.7 мкм, наиболее интенсивно при температурах до 100 К [3]. От квантовых точек $ZnSe:Mn/ZnS$ получено излучение при $\lambda = 597$ нм [1].

Основная модификация $ZnSe$ обладает структурой сфалерита (группа $F\bar{4}3m$ (216), $a = 5.670$ Å, $Z=4$ [4]). $MnSe$ имеет решетку типа NaCl (группа $Fm\bar{3}m$ (225), $a = 5.462$ Å, $Z=4$ [5]), но также может формировать вюрцитную и сфалеритную фазы [6]. По данным [4] в твердых растворах $Zn_{1-x}Mn_xSe$ для параметров решетки действует линейная аппроксимация Вегарда, при этом гипотетической сфалеритной форме $MnSe$ отвечает параметр $a = 5.902$ Å.

От образца с исходным химсоставом $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ на установке ДРОН 7 при излучении $Cu K_{\alpha 1}$ (1.5406 Å) получены кривые рентгеноструктурного анализа в режимах θ - 2θ и ω -сканирования. На Рис. 1 показан рефлекс возле угла 45.192° , отвечающего $ZnSe$ 220 (45.199° [4]). Наблюдаются сателлиты со стороны меньших углов рассеяния; они, вероятно, отвечают наиболее стабильным твердым растворам $Zn_{1-x}Mn_xSe$. Полуширина (FWHM) доминирующего рефлекса дает оценку области когерентного рассеяния по модели Селякова-Шерера [7] около 100 нм.

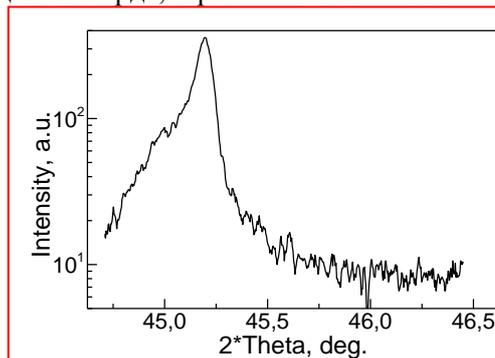


Рис.1. – Участок рентгеновской дифрактограммы образца $ZnMnSe$ в окрестности рефлекса $ZnSe$ 220.

Ряд малых пиков, наблюдаемых после вычитания рефлекса $ZnSe$ 220 (аппроксимация гауссианом) из экспериментальной дифракционной кривой, соответствует межплоскостным расстояниям 2.008, 2.011, 2.013, 2.015, 2.017 Å. В соответствии с линейной аппроксимацией Вегарда, такие пики могли бы отвечать химсоставу $Zn_{1-x}Mn_xSe$ со значениями $x = 0.048, 0.079, 0.099, 0.129, 0.155$ соответственно. Т.о., в образце сформировались растворы с содержанием марганца примерно от 5 до 15%. При такой стехиометрии в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xSe$ сохраняется сфалеритная решетка [4].

Кривая омега-сканирования, полученная от рефлекса $ZnSe$ 220, расщепляется на два пика с угловым расстоянием 2.3 arcmin между ними. Т.е., в образце присутствуют два массива кристаллитов, решетки которых отклонены друг от друга примерно на 2.3 arcmin. Других фракций с отклонением ориентации, занимающих существенную долю объема образца, не наблюдается.

Исходя из полученных результатов, можно сформулировать гипотезу о формировании стабильных твердых растворов $Zn_{1-x}Mn_xSe$ при значениях x около 0.05, 0.08, 0.10, 0.13, 0.155.

[1] B.A. Akins, S.A. Ivanov, J.B. Plumley et al. CLEO-PR Conference, paper ThI3_7. Kyoto, (2013).

[2] M.E. Doroshenko et al. Fe: $ZnMnSe$ laser active material at 78–300 K: Spectroscopic properties and laser generation at 4.2–5.0 μm . Journal of Luminescence, **192**, 1300-1307. (2017).

[3] A. Riha et al. Mid-Infrared Laser Generation of $Zn_{1-x}Mn_xSe$ and $Zn_{1-x}Mg_xSe$ ($x \approx 0.3$) Single Crystals Co-Doped by Cr^{2+} and Fe^{2+} Ions—Comparison of Different Excitation Wavelengths. Materials, **15** (15), 5277 (2022).

[4] D.R. Yoder-Short et al. J. Appl. Phys., **58** (11), 4056–4060 (1985).

[5] H. Wiedemeier et al. Chemical Monthly, **103** (1), 326–332 (1972).

[6] A. Baroni et al. Zeitschrift für Kristallographie-Crystalline Materials, **99**, 336–339 (1938).

[7] М.Е. Бойко, М.Д. Шарков, А.М. Бойко и др. ЖТФ, **85** (11), 1–29 (2015).

Влияние наклона мезаструктуры на величину поверхностного пробоя в арсенид-галлиевых переключателях тока для генерации мощных лазерных импульсов.

Вишняков П.В., Багаев Т.А., Гулькиков Н.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Курнявко Ю.В., Кричевский В.В., Морозюк А.М., Коняев В.П., Симаков В.А.

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

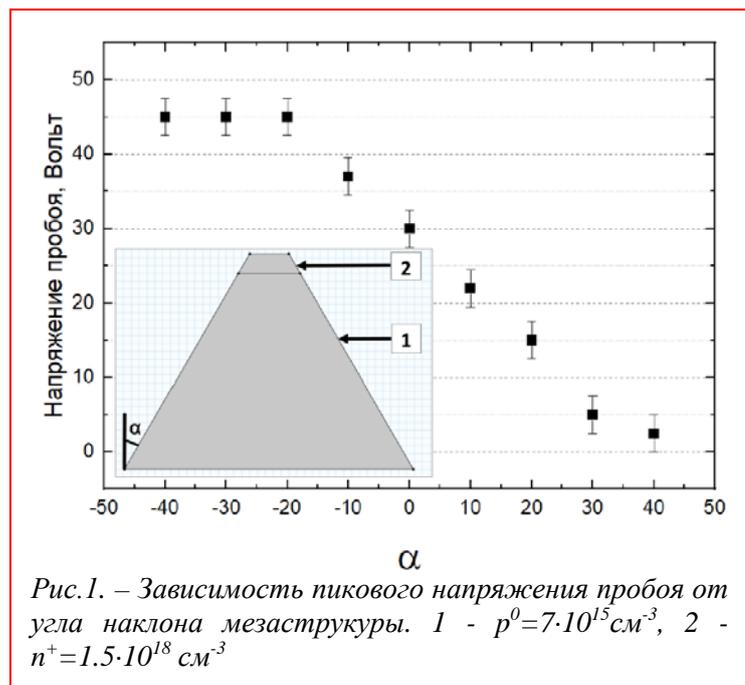
Генераторы лазерных импульсов обычно состоят из полупроводникового лазера и внешнего импульсного источника накачки. Этот метод имеет ряд недостатков, включая необходимость согласования лазера с источником, а также наличие паразитных связей, которые могут снижать энергетическую эффективность и быстродействие при генерации мощных токов. Использование внешних источников также ограничивает преимущества полупроводниковых лазеров, связанные с их компактными размерами. В этом контексте наиболее перспективным решением являются устройства, которые объединяют в себе функции импульсных источников и лазерных излучателей, что может значительно упростить и улучшить производительность таких систем.

Для создания мощных лазерных излучателей с высокой частотой следования импульсов и их малой длительностью могут применяться многослойные гетероструктуры с несколькими р-п-переходами как в монолитно-интегральном, так и в гибридном исполнении, где одна часть – полупроводниковый лазер, другая часть – электронный ключ (тиристор) [1,2].

Поверхностный пробой тиристор представляет серьезную угрозу для их работоспособности, так как он может происходить при напряжениях, значительно меньших, чем объемный пробой, что приводит к нестабильным эксплуатационным характеристикам прибора. Чтобы избежать подобных последствий, необходимо принимать меры для защиты поверхности тиристора. В частности, важно минимизировать поверхностные электрические поля, которые могут способствовать пробоям. Также следует учитывать влияние миграции зарядов, которые могут ускорить износ прибора [3].

В данной работе была рассчитана зависимость пикового напряжения пробоя на поверхности р-п-перехода как функция угла наклона мезаструктуры решением уравнения Пуассона [4] для резкого р⁰-n⁺ перехода: низколегированного р-слоя (с концентрацией носителей р⁰=7·10¹⁵см⁻³) и высоколегированного n⁺-слоя (с концентрацией n⁺=1.5·10¹⁸см⁻³).

Показано, при угле наклона мезаструктуры α<20° пиковое напряжение пробоя на поверхности р-п-перехода соответствует объемному напряжению пробоя (рис.1). При угле наклона мезаструктуры α>20° пиковое напряжение пробоя на поверхности р-п-перехода постепенно уменьшается, достигая почти нулевых значений при α=40°.



[1] T. Bagaev et al., *Quantum Electronics*, **50**, 1001 (2020).

[2] T. Bagaev et al., *Quantum Electronics*, **51**, 912 (2021).

[3] А. Блехер, *Физика тиристоров*, Энергоиздат, Ленингр. отд-ние, (1981)

[4] R.L. Davies et al., *IEEE Transactions on Electron Devices*, **11**, 313 (1964)

Влияние диэлектрического покрытия SiO₂ на разупорядочение квантово-размерной области AlGaAs/GaAs

В. С. Вязанкин, Н. В. Гультиков, А. А. Сиутина, Т. А. Багаев,
А. А. Мармалюк, М. А. Ладугин

АО НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

В данной работе рассматривается управление профилем квантово-размерной области гетероструктуры AlGaAs/GaAs, полученной методом МОС-гидридной эпитаксии. Изменение энергетической диаграммы квантовой ямы было вызвано перемешиванием гетерограниц путем быстрого высокотемпературного отжига гетероструктуры без и с предварительно напыленным диэлектрическим покрытием SiO₂. При воздействии высоких температур в квантово-размерной гетероструктуре AlGaAs/GaAs происходит диффузия атомов Ga из квантовой ямы в барьерные слои. Присутствие же диэлектрического покрытия SiO₂ должно способствовать увеличению коэффициента диффузии и размытию профиля квантово-размерной области [1].

Образцы исследовались при помощи фотолюминесцентного анализа. В настоящей работе проанализировано влияние быстрого высокотемпературного отжига на сдвиг центральной длины волны фотолюминесценции квантово-размерных гетероструктур AlGaAs/GaAs при температуре отжига 900 – 1000 °С длительностью 3 минуты. Также были исследованы гетероструктуры с напыленным диэлектрическим покрытием SiO₂.

В таблице 1 приведены значения центральных длин волн спектров фотолюминесценции первичных гетероструктур и гетероструктур, покрытых диэлектриком SiO₂, подвергнутых быстрому высокотемпературному отжигу. Установлено, что наибольшее влияние на энергетическую диаграмму оказало применение тонкопленочного диэлектрического слоя SiO₂.

Таблица 1 – Центральные длины волн спектров фотолюминесценции гетероструктур AlGaAs/GaAs до и после быстрого высокотемпературного отжига

Образец	Длина волны излучения, нм		Режим отжига	Смещение длины волны, нм
	до отжига	после отжига		
QW GaAs	830,6	829,9	T=900°C, t=3 мин	0,7
		829	T=950°C, t=3 мин	1,6
		826,4	T=1000 °C, t=3 мин	4,2
QW GaAs SiO ₂ d=150 нм	830,6	824,5	T=900°C, t=3 мин	6,1
		817,4	T=950°C, t=3 мин	13,2
		799	T=1000 °C, t=3 мин	31,6

Управление профилем квантово-размерной гетероструктуры AlGaAs/GaAs позволит улучшить параметры мощных полупроводниковых лазеров, созданных на их основе. Так, применение данного подхода для призеркальных областей полупроводниковых лазеров позволяет уменьшить поглощение выходного электромагнитного излучения и тем самым увеличить порог катастрофической оптической деградации [2].

[1] J. Marsh, *Laser Technik Journal*, p. 32–35 (2007).

[2] J.W. Tomm et al., *Laser Photonics Rev.* 5, No. 3, 422–441 (2011)

Влияние длины резонатора на уровень пиковой мощности лазеров-тиристоров при генерации импульсов длительностью единицы наносекунд

П.С. Гаврина¹, А.А. Подоскин¹, И.В. Шушканов¹, С.О. Слипченко¹, Н.А. Пихтин¹,
Т.А.Багаев², М.А. Ладугин², А.А. Мармалюк², В.А. Симаков²

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

² АО «НИИ "Полюс" им. М. Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

Исследовано влияние длины резонатора на уровень пиковой мощности полупроводниковых лазеров-тиристоров на основе гетероструктур системы AlGaAs/GaAs/InGaAs, излучающих в спектральном диапазоне 890-920 нм, при генерации импульсов длительностью единицы наносекунд. Дизайн гетероструктуры ЛТ представлен в статье [1], где рассматривалась работа аналогичных экспериментальных образцов ЛТ в схеме генерации импульсов большей длительности – при номинале разрядного конденсатора 22 нФ она составляла ~20-30 нс. В данной серии экспериментов номинал был существенно уменьшен – до 0.47 нФ, однако использовались образцы с теми же длинами резонатора – 480, 980 и 1950 мкм.

На рисунке 1 показаны динамика выходной оптической мощности (а) и напряжения на конденсаторе (б) для образцов каждой длины при максимальном напряжении питания 21 В. Длительность полученных оптических импульсов – 5 нс (480 мкм), 5.3 нс (980 мкм) и 2.8 нс (1950 мкм) на уровне 10% от амплитуды, а также 2.8 нс (480 мкм), 3 нс (980 мкм) и 1.5 нс (1950 мкм) на уровне 50% от амплитуды.

На рисунке 2 приведены ватт-амперные характеристики (ВтАХ), полученные в диапазоне напряжений питания 12-21 В (для образцов 480 и 980 мкм) и 17-21 В (для образца 1950 мкм). Расчёт пикового тока проводился путём дифференцирования динамики напряжения на конденсаторе и умножения результата на номинал.

Из рисунков 1 и 2 видно, что максимально достижимый уровень пиковой мощности снижается по мере возрастания длины резонатора – 2.3 Вт (2.7 А) при 480 мкм, 1.8 Вт (2.2 А) при 980 мкм и 0.6 Вт (2.6 А) при 1950 мкм. ВтАХ образцов длиной 480 и 1950 мкм близки к линейным, в то время как ВтАХ образца длиной 980 мкм имеет загиб.

Можно прийти к выводу, что основным фактором ограничения уровня пиковой мощности для образцов всех длин при номинале конденсатора 0.47 нФ является амплитуда протекающего через ЛТ тока. При этом длина резонатора 1950 мкм характеризуется чрезмерно высоким значением порогового тока, а показавшая в [1] наибольшую эффективность длина 980 мкм в данном случае имеет, по-видимому, более высокое сопротивление по сравнению с остальными, что делает длину 480 мкм наиболее оптимальной для генерации оптических импульсов длительностью единицы наносекунд.

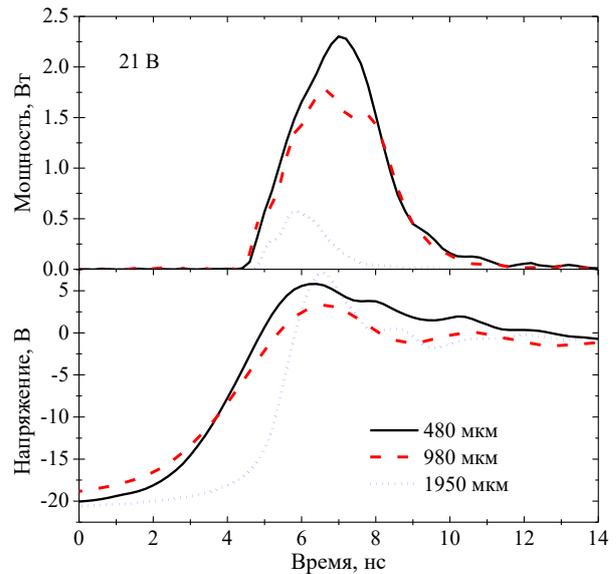


Рис.1. – Динамика мощности (а) и напряжения на конденсаторе (б) при напряжении питания 21 В

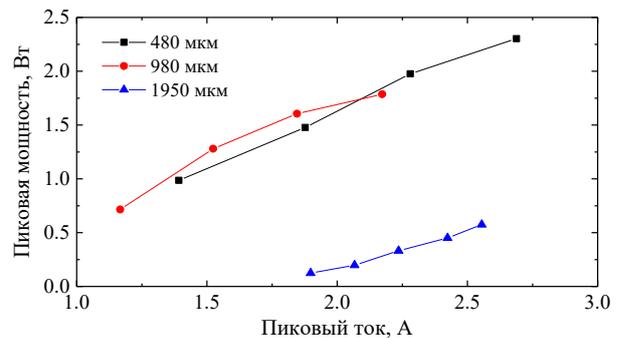


Рис.2. – ВтАХ образцов ЛТ разной длины

Сравнительный анализ аналитических моделей расчета упругих напряжений квантовых ям планарных гетероструктур Al-In-Ga-As/InP

А.Е. Гришин, М.И. Кондратов, Д.Н. Николаев, В.В. Шамахов, А.Е. Маричев, Д.С. Сорокин, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

Использование рассогласованных по параметру решетки слоев позволяет гибко управлять длиной волны излучения за счет введения механических напряжений, которые неизбежно накапливаются в процессе эпитаксиального роста. С практической точки зрения, контролируемое введение механических напряжений может быть достигнуто за счет точного контролирования составов и толщин используемых твердых растворов. Это может быть важно при большой суммарной толщине гетероструктуры, а также при использовании нескольких сильно напряженных квантовых ям. Таким образом, в данной работе рассмотрена возможность управления упругими напряжениями в планарных гетероструктурах Al-In-Ga-As/InP.

Рассмотрены эквивалентные деформации, полученные из моделей компенсации TWM (взвешенной толщины) и ZSM (нулевого напряжения). Эквивалентные деформации использовались в аналитических расчетах эффективного скалывающего напряжения τ_{eff} , которое определяет процессы зарождения дислокаций несоответствия и распространение прорастающих дислокаций в напряженных пленках [2]. При $\tau_{eff} \geq 0$ согласно модели, начинается генерация дислокаций несоответствия.

Были смоделированы структуры без компенсации. Данные о структурах были взяты из работы [3]. Структуры представляли из себя чередующиеся слои барьер/КЯ. Толщина изопериодного барьера $In_{0,53}Ga_{0,27}Al_{0,20}As$ во всех образцах равнялась 10 нм. Рассогласование и толщина КЯ варьировалась от -1 до -2% и от 3,2 до 1,9 нм для образцов С1-С5 соответственно. При этом образец С5 отличается от остальных количеством КЯ. В образце С5 4 КЯ, а в С1-С4 5 КЯ. Проведены расчеты эффективного скалывающего напряжения по толщине активной области (рис. 1).

Полученные результаты (рис. 1) показывают, что обе модели могут быть использованы для моделирования планарных гетероструктур. Считается, что модель ZSM является более точной, поскольку формулируется в рамках приближения закона Гука для кубических кристаллических систем. Сравнивая величины эффективного скалывающего напряжения, полученных с использованием моделей TWM и ZSM, можно заметить, что модель TWM дает большие значения относительно модели ZSM. О структурном совершенстве активной области можно судить по интенсивности и ширине линии ФЛ. Так увеличение несоответствия приводит к падению интенсивности ФЛ и уширению линии ФЛ, что хорошо согласуется с расчетными данными эффективного скалывающего напряжения. Сравнение образцов С4 и С5 показывает, что наличие КЯ5 резко увеличивает ширину линии ФЛ до 345 мЭВ в то время, как КЯ4 только начинает релаксировать, демонстрируя 50 мЭВ.

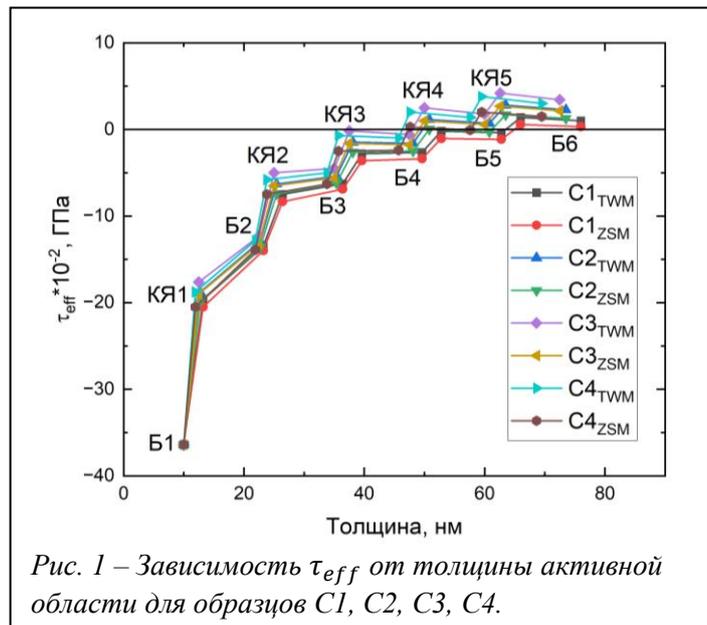


Рис. 1 – Зависимость τ_{eff} от толщины активной области для образцов C1, C2, C3, C4.

[1] N. J. Ekins-Daukes, K. Kawaguchi, and J. Zhang, *Crystal Growth & Design*, 2 (4), 287-292 (2002).

[2] Ю.Б. Болховитянов, А.К. Гутаковский, А.С. Дерябин, Л.В. Соколов, *Физика твердого тела*, 50,10, (2008).

[3] A.G. Gladyshev, I.I. Novikov, L.Y. Karachinsky, D.V. Denisov, A.Y. Egorov, A.S. Kurochkin, S.A. Blokhin, A.A. Blokhin, A.M. Nadtochiy, *Semiconductors* 50 (9), 1186-1190 (2016).

Численное моделирование и измерение распределения интенсивности излучения терагерцового квантово-каскадного лазера в области дальнего поля

Б.А. Жмудь^{1,2}, А.С. Соболев², А.В. Иконников³, А.Ю. Павлов¹, Р.А. Хабибуллин^{1,2}

¹ИСВЧПЭ РАН им. В.Г. Мокерова, 117105, Москва, Нагорный проезд, 7, стр.5

²МФТИ, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9.

³МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

В рамках данной работы было экспериментально измерено и численно смоделировано распределение интенсивности дальнего поля ТГц квантово-каскадного лазера (ККЛ) с двойным металлическим волноводом, частота излучения которых находится в диапазоне 2-5 ТГц. Были изготовлены экспериментальные образцы ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом, излучающие на частоте приблизительно равной 3.2 ТГц, с различными значениями параметра ширины волновода w (включая значения, соответствующие случаю проволочного лазера [1], такие как $w = 20 - 30$ мкм, при которых поперечные размеры волновода гораздо меньше длины волны генерируемого излучения).

Среди особенностей использованного подхода к моделированию резонаторных мод ТГц ККЛ следует отметить, что граничные условия при численных расчетах учитывали наличие сильнолегированной подложки и теплоотвода, расположенных под активной областью ККЛ и лежащие в одной плоскости с торцом ККЛ. Кроме того, в качестве оценки интенсивности дальнего поля при моделировании использовался расчет дальнего поля «холодной» моды (cold-cavity mode) резонатора ККЛ. Также для более точной оценки диэлектрической проницаемости гетероструктуры ККЛ мы воспользовались приближением эффективной среды, в котором проницаемость каждого слоя материала рассчитывается согласно модели Друде-Лоренца [2].

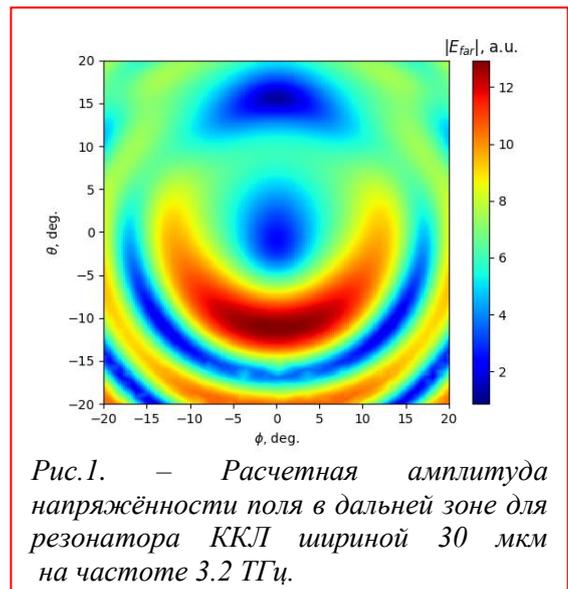


Рис.1. – Расчетная амплитуда напряжённости поля в дальней зоне для резонатора ККЛ шириной 30 мкм на частоте 3.2 ТГц.

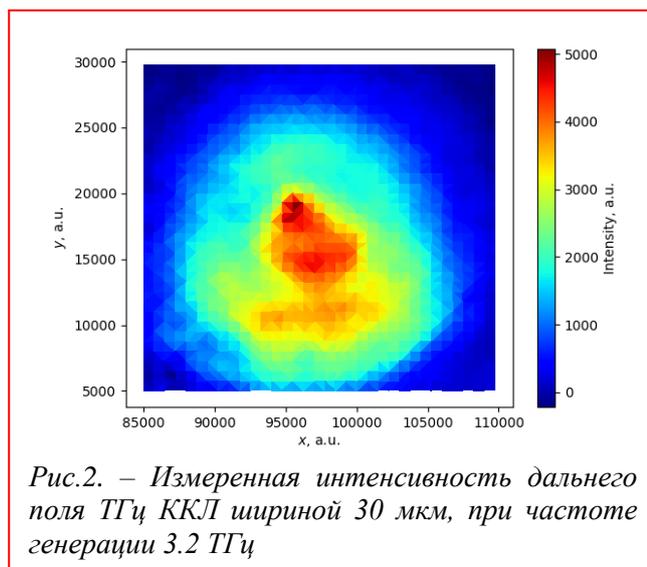


Рис.2. – Измеренная интенсивность дальнего поля ТГц ККЛ шириной 30 мкм, при частоте генерации 3.2 ТГц

Результат расчета амплитуды напряженности в области дальнего поля на основе численного моделирования собственных мод резонатора ККЛ представлен на Рис. 1. Измерения интенсивности в области дальнего поля проводились при помощи оптико-акустического детектора «ячейки Голя», сканирующего плоскость в области дальнего поля ККЛ с помощью двух линейных трансляторов. Результат измерений приведён на Рис. 2.

Работы выполнены при финансовой поддержке гранта ФСИ № 25ГУПКЭС18/91733

[1] E. E. Orlova, et al. *Physical review letters* **96**,17 (2006).

[2] J. S. Blakemore, *J. Appl. Phys.* **53**,10 (1982).

Исследование усилительных свойств активных областей лазеров на основе InGaAs/InAlGaAs сверхрешеток

П.Е. Копытов¹, А.В. Бабичев¹, Е.В. Пирогов², М.С. Соболев², С.А. Блохин³,
Ю.М. Шерняков³, М.В. Максимов³, А.В. Лютецкий³, Н.А. Пихтин³, И.И. Новиков¹,
Л.Я. Карачинский¹, А.Ю. Егоров¹, Л.Я. Карачинский¹, С.-С. Тиэн⁴, Д. Бимберг⁴

¹ Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург, ул. Биржевая, 14-16

² СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

⁴ Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, 130033, Changchun, Ying Kou Road, 77

Активные области для вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) на основе сверхрешеток (СР) InGaAs/InAlGaAs являются перспективной альтернативой активным областям на основе квантовых ям (КЯ) InGaAsP и InAlGaAs. Из преимуществ СР следует отметить [1]: отсутствие алюминия в слоях КЯ, что позволяет снизить пороговые токи ВИЛ; увеличение фактора оптического ограничения и величины модального усиления за счет формирования минизоны в связанных КЯ; улучшенная температурная стабильность ВИЛ за счет снижения энергетического положения минизоны в сравнении с несвязанными InGaAs КЯ.

В данной работе проведена оценка усилительных свойств активных областей на основе механически-напряженных InGaAs/InAlGaAs СР при температуре 293 К методом исследования пороговых характеристик полосковых лазеров с различной длиной резонатора.

Гетероструктуры полосковых лазеров выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber 49. Меза-структура полосковых лазеров создана методом жидкостного травления с последующим формированием омических контактов после утонения пластины. Конструкции активных областей на основе СР и результаты измерения пороговых характеристик полосковых лазеров представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Пороговые характеристики полосковых лазеров с активными областями на основе механически-напряженных сверхрешеток InGaAs/InAlGaAs

Тип активной области	Модальное усиление, см ⁻¹	Плотность тока прозрачности, А/см ²	Внутренняя эффективность, %	Оптические потери, см ⁻¹
25 периодов (0.8/2.0 нм) In _{0.60} Ga _{0.40} As/In _{0.53} Al _{0.20} Ga _{0.27} As	40	650	36	8
21 период (1.3/2.0 нм) In _{0.60} Ga _{0.40} As/In _{0.53} Al _{0.25} Ga _{0.22} As	45	590	54	8
23 периодов (1.0/2.0 нм) In _{0.74} Ga _{0.26} As/In _{0.53} Al _{0.25} Ga _{0.22} As	46	500	53	6
27 периодов (0.6/2.0 нм) In _{0.74} Ga _{0.26} As/In _{0.53} Al _{0.20} Ga _{0.27} As	49	640	43	10

Увеличение степени рассогласования постоянной решетки между InGaAs и InP до 1.44 % позволило снизить плотность тока прозрачности до уровня 500 А/см². При использовании In_{0.74}Ga_{0.26}As ям толщиной 1 нм в конструкции СР достигаются максимальные характеристические температуры T₀ и T₁ 76 и 100 К, соответственно. Прирост дифференциального усиления по сравнению с InAlGaAs КЯ составляет не менее 33 %. Ожидаемый уровень плотности порогового тока активных областей на основе СР должен снизиться на ~23 % по сравнению с активными областями на основе InAlGaAs КЯ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (соглашение о предоставлении из федерального бюджета грантов в форме субсидий № 075-15-2023-579 от 11 августа 2023 г.).

[1] П.Е. Копытов и др., Науч.-техн. вестн. информ. технол., механики и оптики, **24**, 709 (2024).

Особенности роста AlIn:In/Si гетероструктур методом МПЭ ПА без использования нитридации подложки и промежуточного AlN зародышевого слоя

О.К. Кошелева¹, П.В. Середин¹, Д.Л. Голощапов¹, Н.С. Буйлов¹, Я. А. Пешков¹,
К.А. Барков¹, Е. С. Керсновский¹, А.М. Мизеров², С.Н. Тимошнев², М. С. Соболев²

¹ВГУ, 394018, Воронеж, Университетская площадь, 1

²Алфёровский университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8

В работе дано представление об особенностях роста GaN слоев, сформированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на кремнии [1], без использования нитридации подложки и формирования промежуточного AlN зародышевого слоя.

Используя методы высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии, оптической, рамановской и рентгеновской спектроскопии, а также электронной микроскопии было показано, что с использованием предложенной технологии возможен рост релаксированных GaN пленок без образования трещин. Выращенные по описанной технологии образцы гетероструктур демонстрируют фотолюминисценцию (PL) при комнатной температуре, с полной шириной на половине максимума (FWHM) линии PL на уровне 0,09-0,1 эВ (~10 нм), а также имеют стабильный по величине показатель преломления в диапазоне 400-800 нм.

Установлено, что в слоях GaN, выращенных непосредственно на Si подложке после пассивации ее поверхности атомами Ga, величина остаточных напряжений находится на одном уровне в различных слоях эпитаксиальной пленки. При этом GaN характеризуется высокой плотностью упаковки кристаллитов на поверхности, что связано с образованием высокой плотности дислокаций на границе зерен [2], и приводит к высокой степени релаксации кристаллической решетки за счет мозаичности слоя.

Использование атомов индия в качестве поверхностно-активного вещества при росте слоя GaN приводит к образованию областей твердого раствора InGaN на поверхности аморфного Si₃N₄ слоя, непреднамеренно сформированного между наноколоннами GaN во время роста зародышевого слоя LT-GaN. В этом случае происходит градиентное распределение остаточных напряжений по глубине пленки GaN (уменьшаются по мере приближения к поверхности).

Полученные результаты важны для понимания жизнеспособности предложенного подхода формирования GaN слоя непосредственно интегрированного с Si без процедур нитридации подложки и Al содержащего буфера, открывающего перспективы для реализации оптоэлектронных устройств на основе AlIn.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проекты № FZGU-2023-0006 и № FRSM-2023-0006).

[1] Mizerov, A.M.; Timoshnev, S.N.; Sobolev, M.S.; Nikitina, E.V.; Shubina, K.Yu.; Berezovskaia, T.N.; Shtrom, I.V.; Bouravleuv, A.D. Features of the Initial Stage of GaN Growth on Si(111) Substrates by Nitrogen-Plasma-Assisted Molecular-Beam Epitaxy. *Semiconductors*, **52**, (2018).

[2] Lee, H.-P.; Perozek, J.; Rosario, L.D.; Bayram, C. Investigation of AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistor Structures on 200-Mm Silicon (111) Substrates Employing Different Buffer Layer Configurations. *Sci. Rep.*, **6**, (2016).

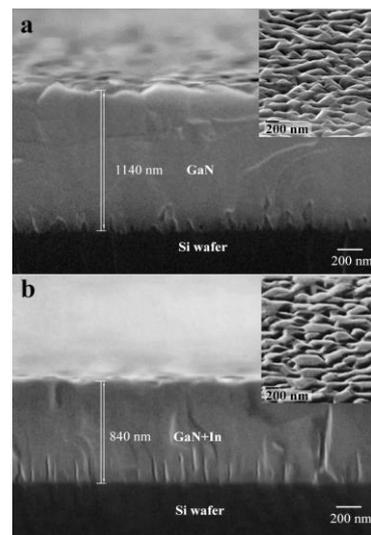


Рис.1. – SEM изображения кросс-секций и морфологии поверхности гетероструктур.

Конструкция структурированного контакта мощных полупроводниковых лазеров для стабилизации латерального дальнего поля

В.А. Крючков¹, И.С. Шашкин¹, Д.Н. Николаев¹, В.В. Шамахов¹, М.И. Кондратов¹,
А.Е. Гришин¹, В.А. Стрелец¹, Н.В. Воронкова¹, С.О. Слипченко¹, Н.А. Пихтин¹

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

В работе [1] для решения задачи повышения выходной оптической мощности в квазинепрерывном режиме работы были разработаны и исследованы полупроводниковые лазеры со сверхширокой излучающей апертурой 800 мкм монолитной конструкции. Недостатком такого подхода является нестабильное поведение латерального дальнего поля. Для решения проблемы высокой расходимости и токовой стабилизации дальнего поля в латеральном направлении мощных полупроводниковых лазеров со сверхширокой апертурой предложена конструкция структурированного контакта [2]. Были разработаны и исследованы микролинейки одномодовых лазеров, излучающих на длине волны 960 нм. Гетероструктура имеет в своей основе волновод асимметричной конструкции с увеличенной до 2 мкм толщиной. Благодаря такой конструкции величина внутренних оптических потерь снижена до 0.7 см^{-1} .

В данной работе микроструктурированный контакт был сформирован маломодовыми полосками при общей ширине апертуры 800 мкм. Это позволило реализовать режим пространственной модуляции усиления: лазеры с широкой лазерной апертурой, структурированной на небольшие сегменты, разделённые узкими областями со сниженной плотностью тока накачки, имеют более стабильное латеральное дальнее поле. Эксперименты проводились с тремя вариантами микроструктурирования: сегменты 50 мкм через 5 мкм, 10 мкм через 10 мкм, и 20 мкм через 5 мкм. Длина резонатора 3000 мкм, на зеркалах отражающие и просветляющие покрытия.

Показано, что такая конструкция позволяет обеспечить стабильную работу лазерных диодов с в непрерывной токовой накачке до 10 А. Получено до 52 Вт мощности с образцов в квазинепрерывном режиме (длительность импульса 400 мкс, частота повторения импульсов 10 Гц). Удалось наблюдать стабильную от уровня накачки расходимость до 12° в латеральном направлении и стабильную от тока картину дальнего поля.

Не удалось добиться воспроизводимости латерального дальнего поля от образца к образцу: возможно, имеют место неоднородности растекания тока при большой ширине лазерной апертуры, что приводит к возбуждению мод 0-го, 1-го и 2-го порядков одновременно или по отдельности.

[1] С. О. Слипченко и др., «Квазинепрерывные мощные полупроводниковые лазеры (1060 нм) со сверхширокой излучающей апертурой», *Квантовая Электроника*, **52**, 4, 340–342 (2022).

[2] S. O. Slipchenko и др., «Stable Lateral Far Field of Highly Dense Arrays of Uncoupled Narrow Stripe Ridge Waveguide 1060 nm Lasers», *J. Light. Technol.*, **40**, 9, 2933–2938, (2022).

Резонатор полупроводникового лазера на основе двумерного фотонного кристалла

А.С. Некрасов, В.В. Золотарев, И.В. Орешко, А.Е. Казакова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Одной из основных проблем мощных полупроводниковых лазеров является многомодовый латеральный волновод и сильно асимметричная расходимость лазерного пучка в дальней зоне, что существенно усложняет их применения и увеличивает стоимость коллимирующей оптики. Симметричное увеличение апертуры излучения вдоль двух осей может быть реализовано с помощью вывода лазерного излучения с поверхности чипа. Двумерный фотонный кристалл, сформированный в слоях лазерной гетероструктуры, обеспечивает распределенную обратную связь в плоскости волноводного слоя и формирует выходной пучок, перпендикулярный поверхности чипа. При этом увеличение апертуры излучения позволяет рассчитывать на увеличение максимально достижимой выходной оптической мощности, при сохранении одномодового режима и узкой расходимости лазерного луча.

В данной работе проводились теоретические исследования модового состава резонатора лазера на основе двумерного фотонного кристалла квадратной симметрии конечного размера. Фотонный кристалл был сформирован воздушными отверстиями различной геометрической формы в слоях лазерной гетероструктуры AlGaAs/InGaAs, излучающей на длину волны порядка 980 нм. Расчеты проводились для Г-точки второго порядка на зонной диаграмме фотонного кристалла, как наиболее подходящей для вывода излучения перпендикулярно поверхности чипа [1]. В результате расчетов были получены распределения интенсивности лазерного излучения в излучающей апертуре полупроводникового лазера (рис. 1). Данные картины ближнего поля были получены в зависимости от размеров апертуры излучения, размеров и геометрической формы отверстий, формирующих фотонный кристалл. Модель фотонного кристалла конечного размера обуславливает наличие паразитных латеральных оптических потерь, которые связаны с распространением лазерного излучения в плоскости волновода за пределы апертуры излучения. Данные потери критическим образом сказываются на модовой дискриминации различных ближнеполюсных конфигураций. Увеличение апертуры излучения, с целью увеличения максимально достижимой выходной оптической мощности, приводит к снижению пороговых условий для мод высших порядков, обладающих несколькими пиками, что негативно сказывается на расходимости лазерного излучения в дальней зоне. Основным механизмом модовой дискриминации являются латеральные оптические потери, а с увеличением излучающей апертуры моды высших порядков локализуются ближе к центру, что приводит к снижению данных потерь. При этом расчеты продемонстрировали, что симметрия геометрической формы отверстий, формирующих фотонный кристалл, также значительным образом влияет на латеральные оптические потери и силу распределенной обратной связи резонатора. Таким образом, оптимизация дизайна фотонного кристалла позволяет увеличить размер излучающей области полупроводникового лазера, при котором пороговые условия для мод высших порядков становятся по величине сопоставимыми с пороговыми условиями для фундаментальной моды.

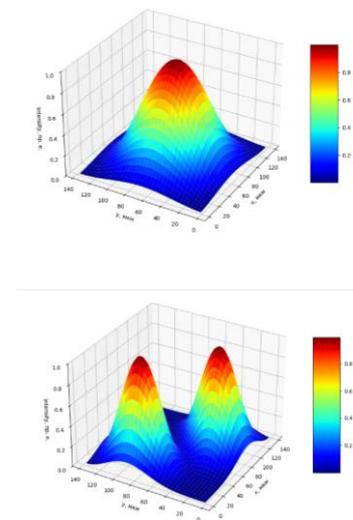


Рис.1. – Распределение интенсивности лазерного излучения в ближней зоне в излучающей апертуре 140 – 140 мкм полупроводникового лазера с резонатором на основе двумерного фотонного кристалла: фундаментальная мода, первая мода.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант номер: 23-72-01038

[1] Y. Liang et al. Three-dimensional coupled-wave analysis for square-lattice photonic crystal surface emitting lasers with transverse-electric polarization: finite-size effects. *Opt. Express*. **20**,14. P. 15945 (2012).

Двумерный фотонный кристалл в волноводной гетероструктуре для вертикального вывода лазерного излучения

И.В. Орешко, В.В. Золотарев, А.Е. Казакова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

Полупроводниковые лазеры с резонатором, сформированном двумерным фотонным кристаллом, расположенным в слоях гетероструктуры и обеспечивающим вертикальный вывод излучения с поверхности чипа, представляют большой интерес, поскольку позволяют получать высокомогущное лазерное излучение с симметричной картиной в дальней зоне и малым углом расходимости [1-3]. В отличие от VCSEL стимулированное излучение в резонаторе распространяется вдоль слоев гетероструктуры, а вывод излучения обусловлен дифракцией лазерного излучения на фотонном кристалле. Данные лазеры широко востребованы в ЛИДАРных системах беспилотного управления транспортом и системах оптической связи в свободном пространстве.

В данной работе рассматривается поверхностный незарощенный фотонный кристалл с квадратной симметрией решетки, расположенный в верхних р-слоях лазерной гетероструктуры AlGaAs/InGaAs, излучающей на длину волны порядка 1040нм. Расчеты зонной диаграммы фотонного кристалла демонстрируют, что Γ -точка второго порядка с одной стороны обеспечивает распределенную обратную связь в плоскости слоев гетероструктуры, что формирует резонатор лазера (аналогично одномерному DFB лазеру), с другой стороны обуславливает дифракцию лазерного излучения по нормали к поверхности чипа. В Γ -точке второго порядка существуют 4 моды, каждая из которых обладает своим распределением электрического поля (рис. 1) и своими потерями на выход, которые определяют добротность резонатора и величину внешней квантовой эффективности лазера.

Расчеты демонстрируют, что излучательная эффективность лазера с резонатором на основе фотонного кристалла определяется геометрической формой и размером отверстий, формирующих фотонный кристалл. Параметром оптимизации конструкции фотонного кристалла является потери на выход резонатора, которые были получены в расчетах для различных дизайнов. Пороговые условия лазерной генерации выполняются в первую очередь для моды с наименьшими потерями на выход. При этом для достижения одномодового режима генерации необходимо достичь существенной модовой дискриминации для следующей по величине моды.

Исследования показали, что для видов отверстий с симметрией C_2 (даже при отсутствии зеркальной симметрии) существуют моды с нулевыми потерями на выход. Для данных дизайнов характерно высокое значение добротности резонатора, но очень низкая (или нулевая) излучательная эффективность лазера, что не подходит для создания высокомогущных инжекционных полупроводниковых лазеров. В работе проведены теоретические исследования связи излучательной эффективности резонатора с симметрией отверстий формирующих фотонный кристалл.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант номер: 23-72-01038

[1] K.-B. Hong et al. *Impact of Air-Hole on the Optical Performances of Epitaxially Regrown P-Side Up Photonic Crystal Surface-Emitting Lasers*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. IEEE, 28, 1. P. 1–7 (2022).

[2] Y. Liang et al. *Three-dimensional coupled-wave analysis for square-lattice photonic crystal surface emitting lasers with transverse-electric polarization: finite-size effects*. Opt. Express. 20, 14. P. 15945(2012).

[3] Z. Yang, C. Kuo, G. Lin *Simulation of Photonic-Crystal Surface-Emitting Lasers with Air-Hole and Air-Pillar Structures*. Photonics.8, 6. P. 189 (2021).

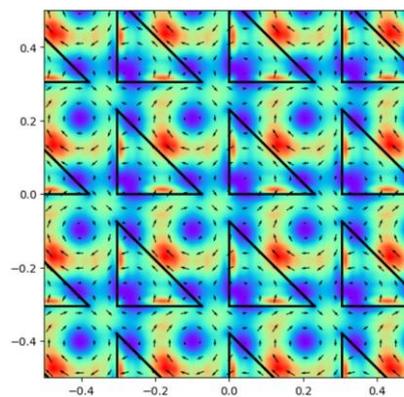


Рис.1. – Распределение электрического поля (стрелки) и интенсивности (цвет) для фотонного кристалла, сформированного равнобедренными прямоугольными треугольниками, черные сплошные линии демонстрируют границы отверстий.

Влияние условий гальванического осаждения никеля на качество пайки при изготовлении лазерных решеток

А.Н. Петрова, А.И. Данилов, А.А. Мармалюк

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д.3, корп. 1

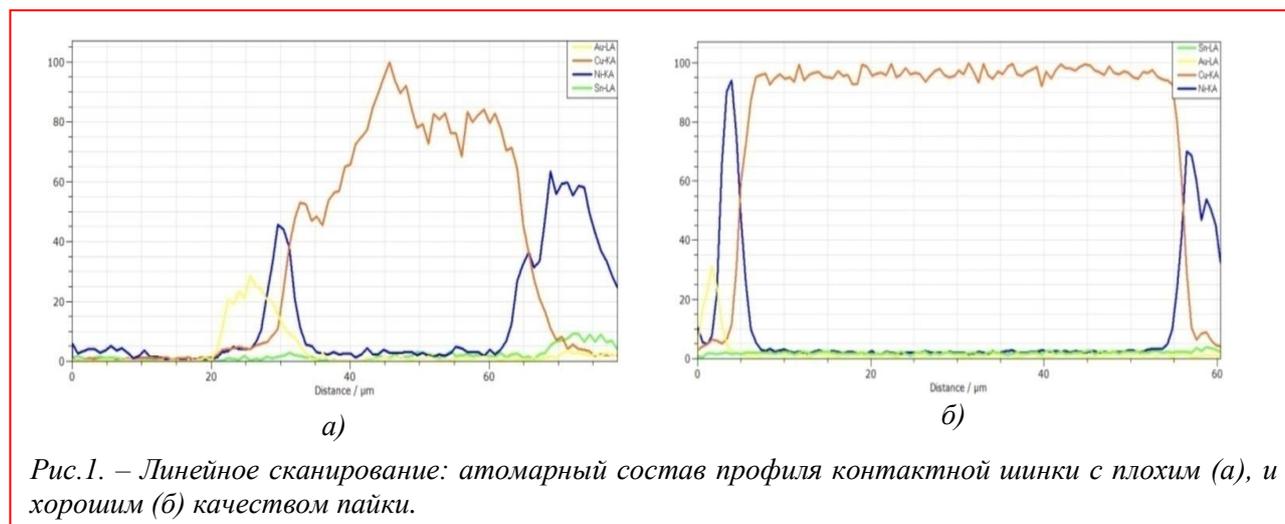
Для обеспечения работоспособности мощных полупроводниковых лазерных излучателей (линеек и решеток лазерных диодов) в их конструкции создаются контактные группы, обеспечивающие прохождение большого тока накачки (~100 А). Контактная группа состоит из медно-вольфрамового компенсатора и золоченой медной шинки с барьерным слоем никеля между золотом и медью. Пайка шинки на термокомпенсатор зачастую осуществляется припоем AuSn в водородной среде. Однако в процессе пайки часто возникают проблемы прочности паяного соединения в зоне барьерного слоя гальванического никеля. В связи с этим, данная работа посвящена изучению влияния условий гальванического осаждения никеля на качество паяного соединения.

Слой никеля наносился на медное основание методом гальванического осаждения. Затем на полученный барьерный слой никеля наносился слой золота с последующей пайкой медно-вольфрамового компенсатора.

Исследовался процесс гальванического осаждения никеля из электролита Уотса и электролита с использованием янтарной кислоты. Варьировался состав электролита и режимы гальванического осаждения никеля.

Лучшие результаты по качеству пайки достигнуты при проведении гальванического осаждения слоя никеля из янтарнокислого электролита.

В ходе атомарного линейного сканирования на растровом электронном микроскопе с возможностью элементного анализа выявлены различия в содержании примеси олова в барьерном слое никеля образцов с различным качеством паяного соединения (рисунок 1).



Вероятной причиной ухудшения качества пайки могут быть включения гидроксида никеля и комплекса $[\text{NiSucc}]^0$ в структуру кристаллической решетки никеля в процессе его гальванического осаждения. Это приводит к повышению внутренних напряжений в слое никеля, появлению микротрещин в процессе пайки и миграции олова в межзеренное пространство, что снижает прочность контактной группы.

Предложены подходы по снижению влияния указанного эффекта.

Дисковый композитный керамический активный элемент на основе керамики Yb:YAG с многопроходной схемой накачки

К.В. Прохорчук, А.Ю. Канаев, А.Л. Коромыслов, И.М. Тупицын, Е.А. Чешев

ФИАН, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, 53

Дисковые лазеры на керамике являются перспективным видом источников излучения высокой мощности. За счет формы в виде тонкого диска, осуществляется эффективный отвод тепла из активной области, из-за чего становится возможным существенное снижение термооптических искажений и обеспечивается высокое пространственное качество излучения. Благодаря этому, развитие дисковых лазеров продолжается до сих пор [1].

В схемах накачки тонкого дискового активного элемента используют, как правило, параболическое внешнее зеркало для многопроходной накачки активной области. При этом длина оптического пути накачки велика, что создает определенные трудности в обеспечении равномерной накачки активной области.

Изготовлен экспериментальный образец дискового композитного активного элемента со встроенным волноводным каналом [2]. Активный элемент представляет из себя керамический диск YAG диаметром $\varnothing 10$ мм и толщиной 1 мм. Нижняя сторона изготовлена плоской с отражающим покрытием на длинах волн накачки $\lambda_{\text{нак}} = 940$ нм и генерации $\lambda_{\text{ген}} = 1030$ нм с коэффициентом отражения 99.5%. Нижняя сторона диска монтируется на медном теплоотводе. Верхняя сторона изготовлена вогнутой с радиусом кривизны 300 мм. Такая конфигурация обеспечивает многопроходную накачку активной области диска с шагом 200 мкм. По центру диска нанесено дихроичное покрытие с диаметром $\varnothing 4$ мм с отражением на длине волны накачки $\lambda_{\text{нак}}$ с коэффициентом отражения 99.5% и просветлением на длине волны генерации $\lambda_{\text{ген}}$. Активная область в центре диска диаметром 2 мм и толщиной 300 мкм легирована ионами Yb с концентрацией 10%.

В работе рассматривается возможность использования встроенного волноводного канала специальной формы для накачки активной области диска, а также проводится численная оценка поглощенной мощности накачки в активной области диска. Были проведены численные расчеты по оценке эффективности поглощения накачки в активной области диска.

Эффективность поглощения накачки в активной области диска демонстрируют фото интенсивности люминесценции активной области диска. Результаты расчетов представлены ниже. Полученные изображения иллюстрировали люминесценцию в диске, что позволяло оценочно судить о распределении энергии в диске.

Расчеты показывают, что оптимальный угол ввода накачки относительно нормали к поверхности диска находится между 35° и 40° . С уменьшением и увеличением угла накачки, значение поглощения будет уменьшаться. При накачке 12 диодами, расположенными симметрично относительно оси дискового элемента, были получены расчетные значения относительной плотности мощности накачки, изображенные на рисунке. 1.

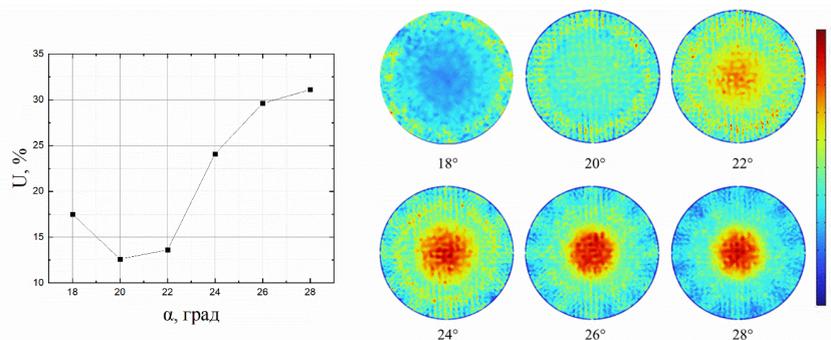


Рис.1 – Зависимость неоднородности распределения поглощенного излучения накачки U от угла ввода α в активной области и распределения относительной поглощённой мощности излучения накачки при различных углах α ввода излучения накачки.

[1] K. Contag et al., *Quantum Electron.*, **29**, 697–703 (1999).

[2] A. Y. Kanaev et al., *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, **51**, 201-206 (2024).

Анализ факторов, определяющих стабильность высокочастотной модуляции оптического сигнала на основе одномерных скоростных уравнений

А.Э. Ризаев, А.А. Подоскин, И.В. Шушканов, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

В рамках работы осуществлен анализ влияния параметров гетероструктуры и лазерного кристалла на стабильность модуляции высокочастотного сигнала. Стабильность характеризуется отсутствием искажений оптического сигнала и его синхронизацией по времени с управляющим электрическим сигналом. Текущие исследования актуальны для улучшения высокоскоростных оптических систем связи и повышения точности работы дальномеров и лидарных систем. Анализ проводился посредством численных расчетов одномерных скоростных уравнений, учитывающих распределение носителей заряда и фотонов вдоль оси резонатора для торцевого полупроводникового лазера с активной областью GaAs, обеспечивающей генерацию излучения на длине волны 850 нм.

На основании полученных результатов установлено, что снижение инерционности электрон-фотонной системы является ключевым фактором для улучшения стабильности модуляции сигнала. Это может быть реализовано за счет повышения скорости изменений концентрации носителей заряда и фотонов в резонаторе путем изменения следующих параметров: увеличения фактора оптического ограничения структуры, уменьшения объема активной области (утонышение квантовой ямы и сокращение длины резонатора), уменьшения ширины полоска для повышения плотности тока, добавления постоянного уровня токовой

подкачки, близкого к пороговому току, снижения коэффициента усиления активной области, а также повышения коэффициентов отражения зеркал для увеличения добротности резонатора.

Наиболее эффективным способом стабилизации излучения, обеспечивающим минимальное расхождение между оптическими и электрическими сигналами за счет устранения искажений, является увеличение добротности резонатора путем применения высокоотражающих зеркал. Лазерный диод с коэффициентами отражения зеркал 73% и 99%, коротким резонатором $L = 500$ мкм, шириной полоска $w = 20$ мкм обеспечивает стабильную модуляцию излучения на начальной частоте 0.5 ГГц сохраняя высокую степень согласованности между электрическим и оптическим сигналами вплоть до частоты 2 ГГц (рис. 1). С повышением начальной частоты модуляции до 5 ГГц появляются заметные отклонения заднего фронта. При дальнейшем повышении частоты время релаксации оптического сигнала превосходит интервал управляющего сигнала, что в совокупности с задержкой включения лазерного диода, соизмеримой с длительностью импульса тока, приводит к рассинхронизации сигналов по времени.

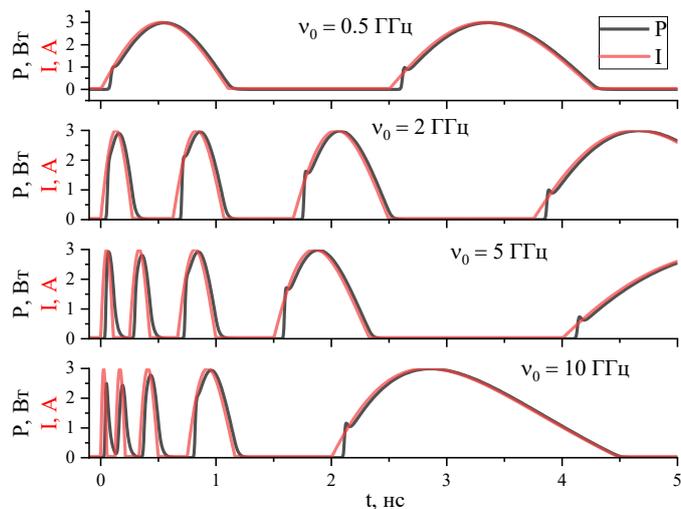


Рис. 1. – Модуляция сигнала лазерного диода с коротким высокодобротным резонатором при различной начальной частоте модуляции.

Термооптические процессы в пассивных затворах твердотельных лазеров с поперечной диодной накачкой

Г.И. Рябцев¹, М.В. Богданович^{1,2}, А.В. Григорьев¹, В.Н. Дудиков^{1,2},
Е.С. Леоненя¹, А.Г. Рябцев^{1,2}, П.О. Татура^{1,2}, Л.Л. Тепляшин¹

¹Институт физики НАН Беларуси, 220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости 68-2,

²ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» НАН Беларуси, 220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости 68-1

Работа посвящена изучению термооптических процессов, возникающих в объеме пассивного затвора в составе Nd:YAG твердотельного лазера с мощной поперечной накачкой лазерными диодными матрицами, работающего в режиме модулированной добротности.

Экспериментально исследовалось нелинейное поглощение/просветление в пассивном затворе с помощью установки, схематично представленной на рис. 1. В качестве образца пассивного затвора

использовался кристалл иттрий-алюминиевого граната, легированного хромом ($\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$) толщиной 4-5 мм и диаметром 5-6 мм. Зондирующий пучок (поз.3 на рис.1) диаметром 4-5 мм формировался импульсным Nd:YAG твердотельным лазером с поперечной диодной накачкой (поз. 2) и направлялся на поверхность исследуемого $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ кристалла (поз. 4). Энергия генерируемых лазерных импульсов с длиной волны 1064 нм и длительностью 6-8 нс при частоте следования импульсов 10–20 Гц варьировалась от 0 до 120 мДж. Расходимость зондирующего пучка диаметром 4-5 мм составляла не более 1 мрад. Начальное пропускание исследуемых затворов варьировалось от 20 до 40 %.

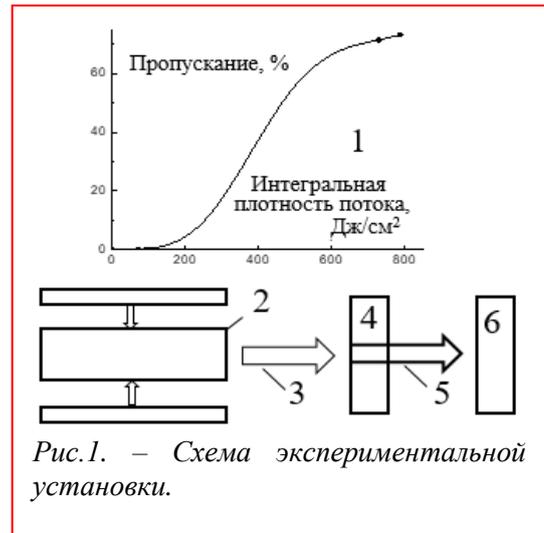


Рис.1. – Схема экспериментальной установки.

Параметры зондирующего лазерного пучка (энергия, длительность импульсов, распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка) после прохождения исследуемого образца затвора (поз. 5) анализировались с помощью контрольной аппаратуры, поз. 6.

Установлено, что при 300 К $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ кристалл начинает просветляться (пропускание нелинейно уменьшается) уже при уровне интегральной плотности потока $F = 8-9 \text{ Дж/см}^2$. С ростом величины F до 600-700 Дж/см^2 пропускание насыщается на уровне 70-75 % в зависимости от величины начального пропускания. Порог просветления зависит от величины начального пропускания [1], температуры и частоты следования импульсов зондирующего пучка.

При относительно высоких значениях F и частотах повторения импульсов в канале области просветления затвора диаметром 4,3 мм формируется длиннофокусная тепловая линза, которая при уровнях плотности потока порядка 700-800 Дж/см^2 (рабочие плотности потоков в резонаторе Nd:YAG твердотельного лазера, генерирующего в режиме модулированной добротности, с поперечной диодной накачкой) и частотах следования импульсов свыше 10 Гц заметно сказывается на расходимости (расходимость уменьшается на 8 и более процентов) зондирующего пучка на выходе из образца.

Полученные данные следует учитывать при моделировании работы и создании мощных Nd:YAG твердотельным лазером с поперечной диодной накачкой и модулированной добротностью, осуществляемой с помощью пассивного затвора ($\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ кристалл).

[1] М.В. Богданович, А.В. Григорьев, В.Н. Дудиков, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, П.О. Татура, П.В. Шпак, Л.Л. Тепляшин, Г.С. Болтаев. Журнал прикладной спектроскопии, 90, 143 (2023).

Источник УФ-излучения с накачкой электронным пучком на основе микрорезонаторных гетероструктур с множественными квантовыми ямами GaN/AlN, выращенными на профилированных подложках сапфира

М.М. Зверев¹, Н.А. Гамов¹, В.И. Козловский¹, Я.К. Скасырский¹, Д.В. Нечаев²,
А.В. Мясоедов², А.Н. Семенов², В.Н. Жмерик²

1 – ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр. 53, Россия

2 – ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

В наших прошлых работах была продемонстрирована возможность получения мощных источников ультрафиолетового излучения-С (УФС) диапазона 230-280 нм с электронно-лучевой накачкой гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) GaN/AlN толщиной 1-2 монослоя (МС, 1МС=0.259нм) [1]. Хотя выходная пиковая выходная мощность таких эмиттеров достигала нескольких десятков ватт (при импульсном токе накачке до 2А), но эффективность преобразования энергии накачки в оптическую энергию УФ излучения составляла менее 1% и поэтому повышение этого параметра является актуальной задачей. Одним из возможных путей ее решения является переход от планарных гетероструктур с МКЯ GaN/AlN к более сложным структурам, состоящих из массива микрорезонаторов, каждый из которых имеет характерный латеральный размер от нескольких сотен нанометров до единиц микрон и высоту до нескольких микрон. В этих структурах можно ожидать возбуждения внутренних типов колебаний с частичным выходом УФС излучения, мощность которого из-за множества рассеивающих центров может существенно превышать выходную мощность из планарных гетероструктур с аналогичными МКЯ.

Самопроизвольное формирование AlN микроколонн с гексагональной топологией было недавно обнаружено нами при росте этого соединения с помощью плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии в импульсном (металл-модулированном) режиме на микропрофилированных подложках с-сапфира [2]. Для таких микроколонн было показано высокое структурное совершенство с практически полным отсутствием прорастающих дислокаций. В настоящей работе исследуется возможность создания на основе этих микроколонн высокоэффективных УФС-излучателей в виде массива микрорезонаторов, в верхнюю часть которых диаметром ~2 мкм и высотой до 9 мкм вводились гетероструктуры с множественными (от 60× до 250×) КЯ GaN толщиной 1.5 МС (Рис. 1а,б).

Для возбуждения катодоллюминесценции (КЛ) структур использовался импульсный электронный пучок, состоящий из серии нерегулярных импульсов общей длительностью 0.5 мкс, и который ускорялся напряжением 15.3 кВ. Спектры выходного УФС-излучения состояли из нескольких пиков в диапазоне 250-350 нм, и импульсная выходная мощность линейно возрастала вплоть до ~7 Вт при увеличении тока накачки до 1.8 А, как показано на Рис.1(с,д). Формирование периодически расположенных микрорезонаторов подтверждалось наблюдением интерференционной картины, возникавшей при нормальном освещении поверхности структур лазерным лучом (Рис. 1е). Однако, ожидаемого эффекта повышения интенсивности выходного УФС-излучения из структур с микрорезонаторами, содержащими МКЯ GaN/AlN, по сравнению с планарными структурами с номинально такими же ямами не наблюдалось, и в работе анализируются возможные причины данной ситуации. С этой целью анализируются причины обнаруженного с помощью просвечивающей электронной микроскопии эффекта резкого возрастания концентрации прорастающих дислокаций ($>10^{10}\text{см}^{-2}$) на гетерограницах GaN/AlN в бездефектных AlN микроколлоннах, который практически полностью отсутствует в планарных гетероструктурах с МКЯ GaN/AlN.

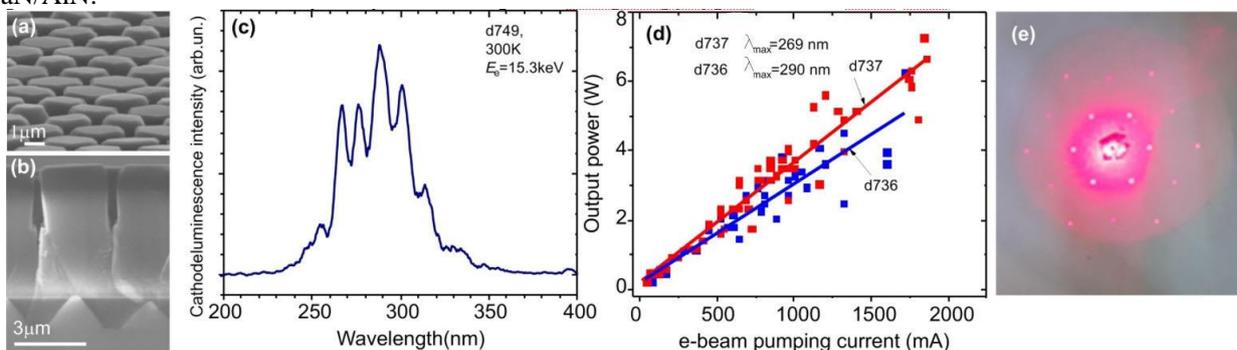


Рис. 1. - Изображения поверхности (а) и поперечного сечения (б) AlN микрорезонаторов с множественными КЯ GaN/AlN, полученные с помощью растрового электронного микроскопа. Спектр катодоллюминесценции (с) и зависимости выходной импульсной оптической мощности от электронного тока накачки (д) для различных микрорезонаторных структур с МКЯ GaN/AlN. (е) Интерференционная картина, формирующаяся при нормальном отражении лазерного луча от поверхности структуры с микрорезонаторами.

[1] V. Jmerik et al, *Nanomaterials* **13**, 1077 (2023).

[2] V. N. Jmerik, A. N. Semenov, D. V. Nechaev et al, *Appl. Phys. Lett.* **124**, 232104 (2024).

Исследование температурной стабильности излучательных характеристик полупроводниковых лазеров с различной шириной излучающей апертуры, работающих в импульсном режиме.

В.Н. Сойгалов, А.А. Подоскин, Д.Н. Николаев, В.В. Шамахов,
М.И. Кондратов, А.Е. Гришин, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

Мощные импульсные полосковые полупроводниковые лазеры с повышенной термостабильностью характеристик в настоящее время востребованы для систем дальнометрии и лазерной локации. Одним из способов увеличения мощности лазеров такого типа является расширение излучающей апертуры. В рамках данной работы исследована температурная стабильность излучательных характеристик лазеров с различной шириной излучающей апертуры.

В настоящей работе исследовались полупроводниковые лазеры полосковой конструкции, изготовленные на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs, излучающие на длину волны 940нм, с различной шириной излучающей апертуры 100, 200 и 400мкм при накачке импульсами тока длительностью в 100нс.

На основании проведенных измерений установлено, что ватт-амперная характеристика (ВтАХ) – линейна, расширение апертуры – не приводит к снижению дифференциальной излучательной эффективности на начальном участке ВтАХ или к срыву лазерной генерации мод Фабри-Перо с увеличением амплитуды накачки и рабочей температуры образцов. При увеличении температуры лазеры с 100мкм полоском демонстрируют снижение наклона и уровня насыщения ВтАХ (рис. 1) уже с мощностями 12 и 9 Вт при температурах 25°C и 65°C. Увеличение ширины полоска до 400мкм позволило добиться увеличения линейного участка ВтАХ до 30Вт при температурах до 65°C (рис. 2). Спектры лазерной генерации имели структуру, типичную для мощного многомодового Фабри-Перо лазера. При изменении условий накачки и температуры теплоотвода – могли наблюдаться перестроения между различными линиями, однако увеличение ширины апертуры не оказывало значительного влияния на общую ширину и структуру спектра. Ширина спектра составляла 10нм при выходной мощности 30Вт и температуре теплоотвода 65°C. Распределение излучения по ширине апертуры имело однородный характер и было стабильно по отношению к изменениям амплитуды тока накачки и рабочей температуры. Наблюдались лишь незначительное изменение формы распределения интенсивности с увеличением температуры. Увеличение ширины апертуры со 100мкм до 400мкм – обеспечивало наиболее однородное распределение интенсивности излучения. Ширина диаграммы направленности демонстрировала стабильность по отношению к изменениям рабочей температуры во всем диапазоне температур теплоотвода. Ширина диаграммы направленности на полувысоте составляла 20 град и 12 град по быстрой и медленной оси соответственно при выходной мощности 30 Вт и температуре теплоотвода 65°C.

[1] S. Royo, M. Ballesta-Garcia, *Appl. Sci.*, **9**, 4093 (2019).

[2] F. Nex, C. Armenakis, M. Cramer et al., *ISPRS J. Photogramm. Remote Sens.*, **184**, 215–242 (2022).

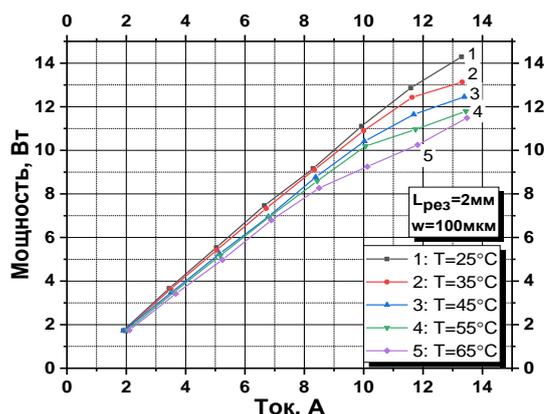


Рис. 1. – ВтАХ образца с шириной полоска 100мкм при разных температурах.

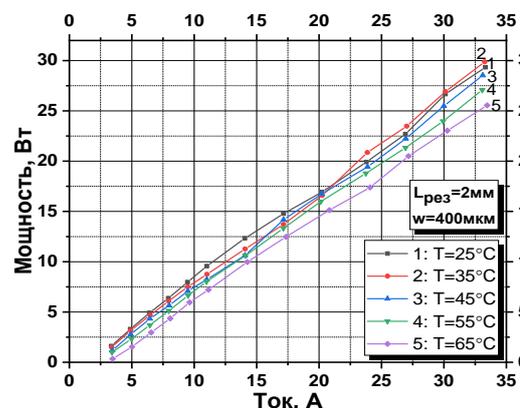


Рис. 2. – ВтАХ образца с шириной полоска 400мкм при разных температурах.

Асимметричные лазерные гетероструктуры AlGaAs/GaAs с оптически связанными волноводами

А.М. Субботин, И.В. Яроцкая, А.Ю. Андреев,
К.Ю. Телегин, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк

АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

Полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs получили широкое распространение от медицинских до промышленных применений. В настоящее время остро стоит задача повышения выходной оптической мощности и КПД таких приборов. Одним из ведущих подходов ее решения является подбор конструкции лазерной гетероструктуры, позволяющий улучшить требуемые характеристики. Так, хорошо зарекомендовали себя лазеры на основе расширенных и асимметричных волноводов. Перспективным представляется использование гетероструктур с сильно асимметричными волноводами различных типов [1,2]. Большой интерес вызывают и гетероструктуры со связанными волноводами. Такой подход традиционно используется для сужения диаграммы направленности [3], но в последнее время все чаще начинает применяться для уменьшения теплового сопротивления и оптических потерь, что, в свою очередь, позволяет увеличить выходную оптическую мощность [4]. К тому же в работах [5, 6] было показано, что такие гетероструктуры устойчиво генерируют на фундаментальной моде, даже при больших токах накачки. В нашей работе [7] рассмотрены вопросы снижения расходимости в лазерах на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с оптически связанными волноводами, тогда как в данном исследовании изучается возможность использования связанных волноводов уже в гетероструктурах AlGaAs/GaAs для мощных полупроводниковых излучателей.

В развитие идей [4-6] при конструировании связанных волноводов дополнительно были использованы элементы асимметрии. Первая асимметрия заключалась в экстремально смещенной активной области в сторону р-контакта. Это позволило заметно уменьшить тепловое сопротивление и улучшить теплоотвод от активной области. Вторая асимметрия заключалась в использовании различных эмиттерных слоев, а третья – в асимметрии прилегающей области вокруг квантовой ямы. Вторая и третья асимметрии позволили контролировать вид фундаментальной моды для достижения необходимого уровня оптического ограничения активной области и способствовали дополнительному снижению теплового сопротивления.

Согласно выполненной расчетной оценке, тепловое сопротивление предложенной конструкции должно уменьшиться в 2-3 раза по сравнению с традиционной конструкцией гетероструктур AlGaAs/GaAs, применяемых для мощных лазерных линеек и решеток [8]. Оптические потери уменьшатся приблизительно на 15-20%. Однако, за счет появления дополнительного волновода, последовательное сопротивление увеличится приблизительно на 30-40%.

Ожидается, что такое заметное уменьшение теплового сопротивления должно способствовать снижению насыщения ВТАХ при увеличении тока накачки, а это, в свою очередь, позволит достигнуть более высоких значений выходной оптической мощности.

- [1] А. П. Богатов и др., *Квантовая электроника*, **38**, 10, 935–939 (2008)
- [2] T. Kaul et al. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **25**, 6, 1-10 (2019)
- [3] И. А. Авруцкий и др., *Квантовая электроника*, **24**, 2, 123–126 (1997)
- [4] A.E. Zhukov et al., *Semiconductors*, **52**, 1462–1467 (2018).
- [5] N. Yu. Gordeev et al., *Optics Lett.*, **40**, 9, 2150–2152 (2015)
- [6] N. Yu. Gordeev et al., *Laser Phys.* **27** 086201 (2017)
- [7] О. О. Багаева и др., *Квантовая электроника*, **50**, 6, 600–602 (2020),
- [8] М. А. Ладугин и др., *Квантовая электроника*, **47**, 4, 291–293 (2017)

Ультрафиолетовые фотоприемники Шоттки на основе гетероструктур AlGaN/GaN

Б.Д. Урманов¹, А.В. Нагорный¹, Е.В. Луценко¹, Т.Б. Сахарова^{2,3}, Г.Г. Перадзе³,
Л.П. Саникидзе³, Т.Ю. Абашидзе³

¹ Институт физики НАН Беларуси, Беларусь, Минск, пр. Независимости 68

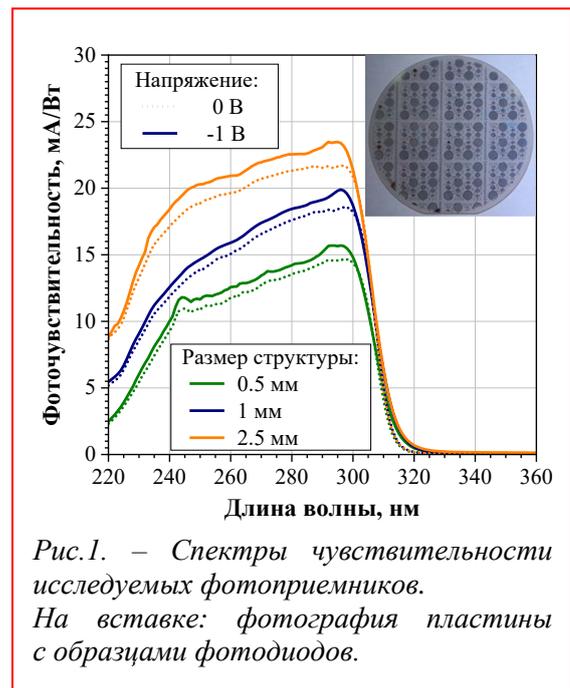
² Тбилисский Государственный Университет им. И. Джавахишвили, Институт Прикладной Полупроводниковой Технологии, Грузия, Тбилиси, пр. Чавчавадзе 13

³ Институт Микро и Нанoeлектроники, Грузия, Тбилиси, пр. Чавчавадзе 13

На основе Al_{0.27}Ga_{0.73}N(30 нм)/GaN(2 мкм) гетероструктур, выращенных на подложках Al₂O₃, созданы ультрафиолетовые (УФ) фотоприемники различного диаметра с полупрозрачным контактом Шоттки с внутренним или внешним контактом. Металлизация омических контактов Ti/Al/Ni/Au и полупрозрачного барьера Шоттки Ni/Au была получена методом электронно-лучевого напыления. Формирование Омических контактов осуществлялось отжигом в диффузионной печи (780 – 900 °С, 30 мин) в атмосфере азота при давлении 40 – 375 мм рт. ст. Барьеры Шоттки отжигались в тех же условиях при 400°С [1]. Исследование фоточувствительности, вольт-амперных характеристик (ВАХ) и темнового тока фотоприемников проводились на стенде с зондовой станцией, перестраиваемым по длине волны источником излучения и двухканальным источником-измерителем. Фотодиоды испытывались в условиях отсутствия фоновой засветки, при комнатной температуре в диапазоне напряжений обратного смещения от -2 до 30 В.

Измерения темнового тока исследуемых образцов фотоприемников показали, что для таких типов структур минимальные значения темнового тока находятся в диапазоне от 10 пА до 110 пА в зависимости от диаметра структуры. При этом, с увеличением диаметра структуры наблюдается соответствующий рост темнового тока. Наблюдаемый разброс значений темнового тока в пределах двух порядков для одинаковых диаметров структур обусловлен качеством постростовой обработки.

Исследования вольт-амперных характеристик образцов с наименьшим значением темнового тока показало, что при низких напряжениях обратного смещения (до 1 В) фотодиоды имеют классическую ВАХ, зависящую от интенсивности облучения [2]. Спектр фоточувствительности таких фотодиодов представляет собой широкую полосу в диапазоне 220 – 320 нм с медленно растущей с увеличением длины волны чувствительностью (рис.1). Максимум фоточувствительности достигается вблизи 295 нм и при напряжении обратного смещения 1 В для структур с диаметром 0.5 мм, 1 мм и 2,5 мм составляет 16 мА/Вт, 20 мА/Вт и 24 мА/Вт, соответственно. Дальнейшее повышение напряжения обратного смещения (более 2 В) приводит к резкому увеличению как темнового тока, так и фототока вплоть до напряжения обратного смещения 6 В. Далее идет медленное повышение значений темнового и фототока вплоть до напряжений пробоя (27 В при обратном смещении). При этом, в спектре фототока появляется доминирующая полоса с максимумом вблизи 365 нм, обусловленная поглощением на хвосте плотности состояний GaN излучения, прошедшего через слой AlGaN.



[1] I. Gogorishvili, A. Tutunjan, T. Sakharova et al. Electrical Characteristics of p-i-n Mesa-Photodiodes Based on InGaAs/InP Heterostructures. Journal of Applied Spectroscopy, vol 91, (2024).

[2] E.H. Rhoderick, R.H. Williams. Metal-Semiconductor Contacts, Clarendon, Oxford (1988).

Улучшение вольт-амперной характеристики суперлюминесцентных диодов на основе InGaAs/AlGaInAs

Д.А. Фролов, П.В. Вишняков, А.В. Лобинцов, А.А. Сергомасова, А.В. Иванов,
М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, г. Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1.

Суперлюминесцентные диоды (СЛД) – это светоизлучающие приборы, в которых происходит спонтанное излучение с усилением, но обратная связь недостаточна для создания условий, необходимых для достижения лазерной генерации. Широкополосные СЛД крайне востребованы для применения в оптической связи [1], оптическом зондировании и медицинских приборах [2]. В последнее время актуально стоит задача повышения выходной мощности таких приборов.

Один из способов ее решения связан с улучшением вольт-амперной характеристики СЛД. В этом случае, при увеличении рабочего тока можно ожидать снижение тепловыделения, а, следовательно, и уменьшение насыщения выходной оптической мощности прибора. На вид вольт-амперной характеристики существенное влияние оказывает процедура формирования омических контактов с пониженным уровнем контактного сопротивления к приповерхностной области полупроводника.

В данной работе были проведены эксперименты по напылению сплавного и несплавного типов омических контактов к структурам InGaAs/AlGaInAs с последующим их импульсным вжиганием. Изучались образцы суперлюминесцентных гетероструктур с вариацией концентрации акцепторной примеси в контактном слое.

Контакты формировались методами лазерного и магнетронного напыления с варьированием плотности мощности, используемой в процессе ионной очистки поверхности полупроводника (в случае магнетронного напыления) и изменением толщины адгезионного слоя металла, непосредственно прилегающего к полупроводнику.

Теоретический расчёт контактных сопротивлений производился с учётом имеющегося в структуре туннельного типа проводимости по следующей формуле 1:

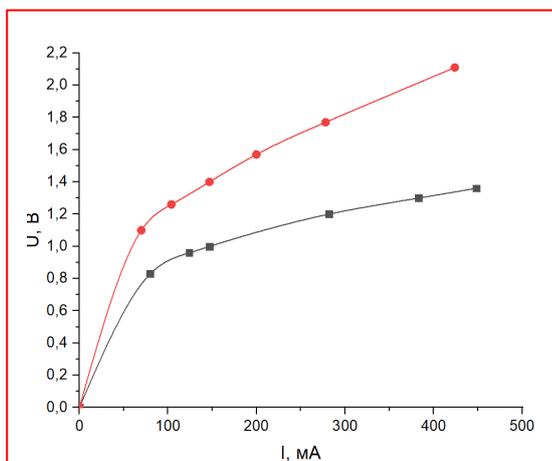


Рис.1. – Вольт-амперные характеристики образцов СЛД с использованием несплавного магнетронного (чёрный) и сплавного лазерного (красный) омических контактов.

$$R_c = \left[\frac{A \pi q k T}{\sin(\pi c_1 k T)} \cdot e^{-\frac{\phi_B}{E_{00}}} - \frac{A q}{c_1} \cdot e^{-\frac{\phi_B}{E_{00}} - c_1 \phi_n} \right]^{-1} \quad (1)$$

где q – элементарный заряд,

ϕ_B – высота потенциального барьера,

ϕ_n – расстояние от уровня Ферми до края запрещённой зоны,

A – постоянная Ричардсона.

Для определения фактических значений сопротивлений использовался трёхзондовый метод снятия напряжений [3].

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что напыление несплавного типа контакта к структуре с пониженной энергией ионного источника показывает наилучшие результаты по уровню сопротивления. Так, последовательное сопротивление СЛД с таким видом р-контакта снизилось на 10 %, а напряжение отсечки – на 17 % (рис. 1). Однако

наиболее стабильного результата, пусть даже с некоторым проигрышем по параметрам ВАХ, позволяет добиться сплавной контакт, полученный с использованием лазерного напыления.

[1] K. Y. Liou and G. Raybon, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **7**, 1025–1027, (1995).

[2] W. K. Burns, C. L. Chen, and R. P. Moeller, *J. Light. Technol.*, **LT-1**, 98–105, (1983).

[3] Р. Б. Бурлаков, *Вестник ОмГУ*, **1**, 79, (2016).

Участие возбужденных дефектов в деградации внешней квантовой эффективности светоизлучающих приборов на основе III-нитридов

Е.И. Шабунина¹, Г.М. Савченко¹, Н.М. Шмидт¹, А.Е. Черняков², Н.А. Тальнишних², А.Л. Закгейм², А.Е. Иванов^{2,3}, А.П. Карташова⁴

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

² НТЦ микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

³ СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197376, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5

⁴ СПбПУ, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая улица, 29

Проблемы быстрой деградации внешней квантовой эффективности (ВКЭ) при эксплуатации светоизлучающих приборов на основе III-нитридов наиболее остро стоит для лазеров, а также для светодиодов зеленого и коротковолнового UV-диапазонов. При этом характер развития деградации ВКЭ и сопровождающие его явления, такие как рост порогового тока, появление локальных областей разогрева и выделение металлических примесей на поверхности однотипны для лазеров и светодиодов разного диапазона, в том числе при отсутствии размножения и скольжения дислокаций [1].

В работе представлены результаты исследования деградации ВКЭ светодиодов спектрального диапазона 280-540 нм с ВКЭ от 3 до 70%. Выявлено участие возбужденных дефектов в развитии деградации ВКЭ светодиодов. При этом показано, что свойства возбужденных дефектов (ВД) зависят от уровня инжекции носителей заряда и экспериментально наблюдаемые изменения ВКЭ светодиодов соответствуют теоретическим моделям развитым J.C. Bourgoin, И.Н. Ясиевич и В.Н. Абакумовым. Существование таких дефектов связано с нарушениями симметрии в расположении атомов с отличающимися тетраэдрическими радиусами в кристаллической решетке полупроводников. В результате ВД имеет не скомпенсированную упругую энергию. Для нитридов третьей группы параметр Хуанга-Райса, характеризующий эту энергию, самый высокий по сравнению с остальными полупроводниками АЗВ5. При рекомбинации носителей заряда на ВД развиваются рекомбинационно-стимулированные дефектные реакции. Свойства ВД изменяются в зависимости от концентрации инжектируемых носителей. При низком уровне инжекции дополнительная энергия, получаемая ВД при рекомбинации носителей заряда на нем, сопровождается перестройкой дефекта в решетке в более равновесное состояние, а с ростом уровня инжекции начинается локальный разогрев и генерация новых дефектов. При высоком темпе рекомбинации носителей на ВД дефектах, полученной энергии достаточно для миграции дефектов в решетке или по протяженным дефектам [2]. Локальные области скоплений ВД формируются в твердых растворах с нарушенной стехиометрией в квантовых ямах, барьерах, гетерограницах. При этом локальная концентрация ВД может быть на порядки выше концентрации единичных центров Шокли-Рида-Холла. В работе приведены методы, позволяющие выявлять области локализации ВД. Метод исследования низкочастотного шума позволяет выяснить область токов, при которых начинается генерация носителей заряда и локальных разрывов.

[1] H. Xiu et al. *Superlattices Microstruct.*, **142**, 106517 (2020).

[2] G.M. Savchenko et al. *Nanomaterials*, **14**, 1072 (2024).

Расчёт влияния угла наклона стенок кремниевых штрихов высококонтрастной дифракционной решётки на её коэффициент отражения

И.С. Шашкин¹, С.О. Слипченко¹, Н.А. Пихтин¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

В рамках численного моделирования исследована зависимость коэффициента отражения (R) высококонтрастной дифракционной решётки (**H**igh **C**ontrast **G**rating) от угла наклона стенок канавок в структуре SOI (кремний на изоляторе). Проведенные расчеты демонстрируют сложное поведение, связанное с оптическими резонансами и дифракционными эффектами. Данная работа является продолжением численного эксперимента [1], в котором HCG используется как выходное зеркало вертикально излучающего лазера, где второе зеркало имеет фиксированный коэффициент отражения $R = 0.9999$. Расчёты выполнены для оптимальных параметров HCG для длины волны 1570 нм, приведённых в [1] для случая идеальных вертикальных стенок: период HCG 1091 нм, толщина HCG 400 нм, фактор заполнения 50.4 %, толщина оксида между SOI и полупроводниковой гетероструктурой 390 нм. Однако из-за технологических ограничений в направлении выхода излучения из резонатора кремниевые штрихи HCG могут как сужаться (область отрицательных углов), так и расширяться (рис.1). Основные особенности зависимости: 1) максимальное отражение $R = 0.9973$ достигается в случае полностью вертикальной стенки и связано с симметричной геометрией решётки; 2) асимметрия между положительными и отрицательными углами (рис.2). В диапазоне отрицательных углов от -20° до -8° наблюдается резкий рост R от локального минимума 0.0723 до локального максимума 0.8688, за которым следуют ещё два локальных минимума ($R = 0.8062$ при угле -6.8° и $R = 0.7702$ при -5.86°), что вызвано резкой зависимостью интерференционных эффектов от геометрии HCG в этом диапазоне углов. В диапазоне положительных углов (от 0° до 25°) R плавно уменьшается с 0.9973 до 0.9808. Вблизи нуля (в диапазоне от -2° до $+3.5^\circ$) R превышает 0.995 – это диапазон, в котором может работать вертикально-излучающий лазер. Таким образом, угол наклона стенок влияет на распределение фаз и амплитуд отражённых волн, на добротность резонатора и выходную мощность лазера, поэтому требуется высокая точность изготовления решётки. При определённых углах возникает конструктивная интерференция в обратном направлении, максимизирующая R . Асимметрия расчётной зависимости относительно случая вертикальной стенки связана с тем, что наклон стенок в сторону отрицательных углов может усиливать вывод света из резонатора или способствовать отражению света обратно в резонатор, но в моды старших порядков, снижая R фундаментальной моды.

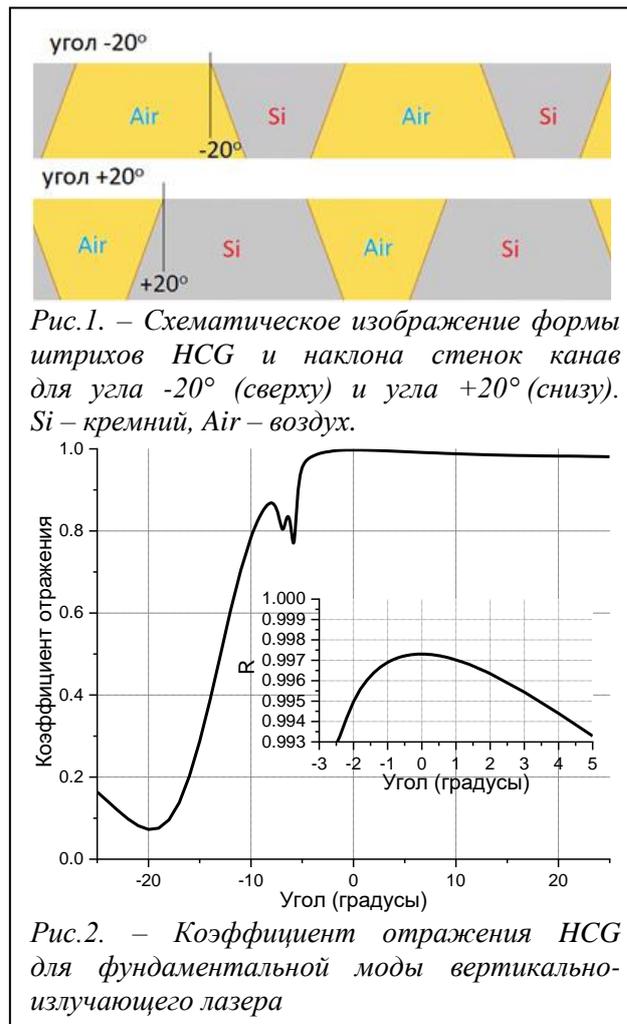


Рис.1. – Схематическое изображение формы штрихов HCG и наклона стенок канав для угла -20° (сверху) и угла $+20^\circ$ (снизу). Si – кремний, Air – воздух.

Рис.2. – Коэффициент отражения HCG для фундаментальной моды вертикально-излучающего лазера

Полученная зависимость критична для проектирования HCG, обеспечивающей низкие потери в резонаторе и высокую эффективность лазера.

Разработка импульсного лазерного модуля суб-нс длительности на длину волны 850нм

И.В. Шушканов, А.А. Подоскин, Д.Н. Николаев, В.В. Шамахов, М.И. Кондратов, А.Е. Гришин, Н.А. Рудова, А.В. Лютецкий, К.В. Бахвалов, Д.А. Веселов, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

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

В настоящее время наблюдается большой интерес к разработке и созданию компактных, эффективных и доступных источников мощного лазерного излучения суб-нс длительности на основе полупроводниковых лазеров, интерес к которым обусловлен их широким применением в таких задачах как оптоволоконные системы связи, высокоточные лазерные лидары, оптическая спектроскопия [1].

Данная работа посвящена разработке и созданию импульсного лазерного модуля суб-наносекундной длительности на длину волны 850нм. Источник лазерных импульсов представлял из себя интегральную вертикальную сборку быстродействующего токового ключа (на основе GaAs/AlGaAs гетеротиристора [2]) и полупроводникового лазера с шириной излучающей апертуры $W=100$ мкм, которые обеспечивали генерацию суб-нс импульсов в режиме модуляции усиления. Гетероструктуры тиристорного ключа и полупроводниковых лазеров были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии. Лазерная гетероструктура была предварительно охарактеризована в режиме непрерывной накачки. По результатам измерений были определены основные характеристики лазеров: внутренние оптические потери составили 0.73 см^{-1} , а плотность тока прозрачности – 170 А/см^2 , внутренний квантовый выход активной области достигал 99%.

Основными преимуществами вертикальной интеграции источника импульсов и излучателя, является компактность сборки и отсутствие сложных микросхем и управляющих драйверов. Данная конструкция позволила разместить источник импульсов в корпус типа ННЛ (габариты которого $30 \text{ мм} \times 30 \text{ мм} \times 19 \text{ мм}$) с микрооптикой и оптическим волокном (диаметр ядра 100 мкм, числовая апертура 0.22) для вывода излучения. Питание модуля осуществлялась с помощью внешнего источника постоянного напряжения от 39 В до 55 В, импульсы тока управления, к которым не предъявляются серьезные требования по форме, имели длительность 0.2 – 1мкс, амплитуду тока управления 10 – 200мА. В результате была достигнута пиковая оптическая мощность от 2 до 8 Вт рис.1., в режиме одиночного импульса максимальная оптическая мощность составила 5 Вт, при этом длительность импульса на полувысоте (FWHM) 150 – 110 пс, а длительность по уровню 10% от пиковой мощности составляла 320 – 500 пс. Центральная длина волны линии лазерной генерации составила 852нм, при ширине спектра 6 нм.

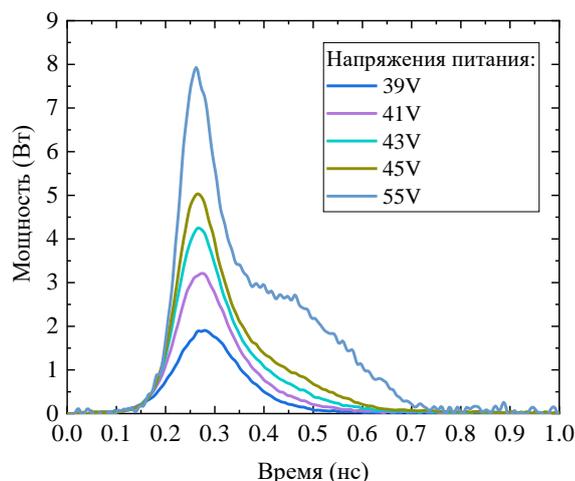


Рис.1. Динамика импульсов оптической мощности изготовленного модуля

[1] S. Slipchenko, A.Podoskin, I. Shushkanov et al. *N Photonics*, **12** (2),130, (2025)

[2] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, И.В. Шушканов, В.А. Крючков, А.Э. Ризаев, М.И. Кондратов, А.Е. Гришин, Н.А. Пихтин, Т.А. Багаев, В.Н. Светогоров, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, В.А. Симаков, *ФТП*, **57** (8), 678-683, (2023).

Вертикально-излучающий лазер на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgTe/HgCdTe на длине волны 16 мкм без брэгговских зеркал

А. А. Янцер¹, М. А. Фадеев¹, А. А. Дубинов¹, В. В. Румянцев¹, В. В. Уточкин¹,
А. А. Разова¹, К. А. Мажукина¹, Д. В. Шенгуров¹, Н. Н. Михайлов², С. В. Морозов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, 603087, Нижегородская обл., д. Афонино,
ул. Академическая, 7

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика
Лаврентьева, 13

В недавних работах нами было показано, что, реализуя узкие квантовые ямы (КЯ) HgTe/HgCdTe, можно добиться лазерной генерации на длинах волн 19 – 32 мкм [1, 2], т.к. в узких КЯ HgTe/HgCdTe из-за гиперболического закона дисперсии возможно подавление оже-рекомбинации. Одним из важных результатов стала демонстрация стимулированного излучения с длиной волны 19.5 мкм из планарной гетероструктуры HgCdTe с 10 квантовыми ямами [1]. Позднее этот результат был улучшен, наблюдалось стимулированное излучение (СИ) на $\lambda = 31.5$ мкм [2].

Рост наиболее качественных гетероструктур с КЯ HgTe/HgCdTe осуществляется на подложке GaAs (013), с чем связана невозможность получить резонатор путем раскола полупроводниковой пластины. В статье [3] описывается конструкция вертикально-излучающего лазера (ВИЛ) на основе HgCdTe, позволяющая преодолеть данную проблему. Схема ВИЛ была успешно использована для HgCdTe-лазеров ближнего [4] и среднего [5] ИК диапазонов с распределенными брэгговскими отражателями. Однако использование традиционных брэгговских зеркал для лазеров дальнего инфракрасного диапазона затруднено, т.к. для получения высокого коэффициента отражения необходимо несколько десятков слоев толщиной $\lambda/4n$, где λ – длина волны излучения, n – показатель преломления HgCdTe. Для $\lambda \sim 20$ мкм оценка общей толщины структуры составляет несколько десятков мкм, что практически неосуществимо из-за сложности контроля технологических параметров на протяжении роста структуры.

В данной работе описывается экспериментальная реализация дизайна из статьи [3]. Была выращена структура с 10 КЯ HgTe/HgCdTe толщиной 4.7 нм. В качестве зеркал были использованы тонкий металлический слой Al и слой сильнолегированного полупроводника n+-GaAs (полупрозрачное зеркало). Накачка активной среды (КЯ HgTe) осуществлялась CO₂-лазером с $\lambda = 10.6$ мкм через прозрачную для этого излучения подложку. Таким образом, было получено СИ на длине волны $\lambda \approx 16$ мкм при температуре 10К в вертикальной геометрии сбора излучения. Показано, что в данной структуре резонатор сформирован между тонким слоем Al и границей с атмосферой со стороны подложки GaAs, т.к. слой n+-GaAs является прозрачным для излучения с $\lambda < 20$ мкм.

Планируется проведение экспериментов со структурами, выращенными на легированных n+-GaAs подложках с длиной волны 20 мкм и больше, у которых полупрозрачным зеркалом будет являться тонкий металлическим слоем Au/Ni, а слой n+-GaAs будет пропускать только излучение оптической накачки и отражать излучение самой структуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (124050300055-9/FFUF-2024-0045).

[1] S.V. Morozov et al., *Appl. Phys. Lett.* **111**, 192101 (2017)

[2] S.V. Morozov et al., *ACS Photonics* **8**, 3526 – 3535 (2021)

[3] A.A. Dubinov et al., *Opt. Eng.* **61**, 096108 (2022)

[4] C. Roux et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1661–1663 (1999)

[5] I. Vurgaftman et al., *J. Appl. Phys.* **83** 4286-4291 (1998)