# Сборник статей

# 10-го Белорусско-Российского семинара ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ 26—29 мая 2015, Минск, Беларусь

# Содержание

А. А. Мармалюк, А. Ю. Андреев, Т. А. Багаев, П. В. Горлачук, М. А. Ладугин, А. А. Падалица, Ю. Л. Рябоштан, К. Ю. Телегин, Ю. В. Курнявко, А. В. Лобенцов, А. И. Данилов, С. М. Сапожников, В. А. Симаков, И. И. Засавицкий, А. Н. Зубов, М. Д. Кузьмичев. Лазеры и фотоприемники на внутризонных переходах в квантовых	
ямах	13
В. П. Дураев. Полупроводниковые лазеры с внешним резонатором	15
Н. А. Малеев, М. А. Бобров, С. А. Блохин, А. Г. Кузьменков, М. М. Кулагина, Ю. М. Задиранов, А. А. Блохин, А. П. Васильев, А. Г. Гладышев, А. Г. Фефелов, В. М. Устинов. Пространственно-одномодовые поляризационно-стабильные верти- кально-излучающие лазеры спектрального диапазона 850 нм с ромбовидной формой токовой апертуры	18
С. А. Блохин, М. А. Бобров, А. А. Блохин, А. Г. Кузьменков, Ю. М. Задиранов, Н. А. Малеев, В. М. Устинов. Влияние времени жизни фотонов в резонаторе и объема моды на характеристики вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с оксидной токовой апертурой	22
Н. А. Пихтин, Д. А. Веселов, А. В. Лютецкий, Д. Н. Николаев, Д А. Романович, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, И. С. Шашкин, И. С. Тарасов. Внутренние опти- ческие потери в импульсных полупроводниковых лазерах на основе квантоворазмерной	26
З. Н. Соколова, К. В. Бахвалов, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов, Л. В. Асрян. Метод определения скорости захвата носителей заряда в квантовую яму в полупроводниковом лазере	30
С. М. Некоркин, Б. Н. Звонков, Н. В. Дикарева, В. Г. Шенгуров, С. А. Денисов, А. А. Дубинов, В. Я. Алёшкин, К. Е. Кудрявцев, П. А. Юнин. Стимулированное излучение GaAs/InGaAs-структуры с тонкими InGaP-слоями, выращенной на Ge/Si-подложке	35
Д. А. Колпаков, Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин, Н. В. Дикарева, В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов. Межзонный каскадный InGaP/GaAs/InGaAs-лазер с туннельным <i>p-n</i> -переходом и выходом излучения через подложку	39
С. А. Иванов, Н. В. Никоноров. Спектральная стабилизация излучения лазерного диода внутрирезонаторной Брэгговской решеткой на ФТР стекле	43
А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков. Раздельная продольная накачка мощных полупровод- никовых лазеров	46
<b>Е. С. Дорогуш, А. А. Афоненко.</b> Двухрезонансные модуляционные характеристики лазеров с резонатором Фабри—Перо в режиме оптической синхронизации	49
А. Н. Дрозд, А. А. Афоненко. Скорость межподзонных переходов в квантовых ямах при рассеянии электронов на полярных оптических фононных модах	52
С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, А. В. Рожков, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов, Т. А. Багаев, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, А. А. Падалица, В. А. Симаков. Новый подход для генерации мощных лазерных импульсов на основе эпитаксиально-	
интегрированной AlGaAs/GaAs-гетероструктуры лазера-тиристора 5	55
č	

Д. В. Шабров, В. В. Кабанов, Е. В. Лебедок, Д. М. Кабанов, Г. Т. Микаелян, А. П. Буничев. Мощные импульсные матрицы лазерных диодов	59
М. В. Богданович, К. И. Ланцов, Л. Л. Тепляшин, В. С. Титовец, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, П. В. Шпак. Генератор пикосекундных оптических импульсов с диодной накачкой и малым коэффициентом усиления	62
<b>И. А. Ходасевич, А. С. Грабчиков, А. А. Корниенко, Е. Б. Дунина.</b> Нелинейно оптические эффекты на редкоземельных ионах остаточной концентрации и твердотельные диодно-накачиваемые лазеры	65
М. В. Богданович, В. С. Калинов, О. Е. Костик, К. И. Ланцов, К. В. Лепченков, В. В. Машко. А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, Л. Л. Тепляшин. Одночастотная генерация твердотельного YAG:Nd-лазера с диодной накачкой	67
В. А. Горобец, В. К. Кулешов, Б. Ф. Кунцевич, Н. С. Лешенюк, А. В. Суриков. Исследование возможности создания полупроводниковой лазерной подсветки малой плительности для работы активно-импульсных систем видения при задымлении	70
М. В. Богданович, А. В. Григорьев, А. И. Енжиевский, К. И. Ланцов, К. В. Лепчен- ков, В. Н. Павловский, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, И. Е. Свитенков, В. С. Титовец,	/0
<b>М. А. Щемелев, Г. П. Яблонский.</b> Энергетические и спектральные характеристики иттербий-эрбиевого лазера с диодной накачкой в широком температурном диапазоне 7	73
<b>А. А. Буи, Б. И. дашкевич, Б. А. Орлович.</b> Мощный непрерывный КОd(WO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> :Nd- лазер с продольной диодной накачкой	76
с поперечной диодной накачкой в области 560—620 нм при вынужденном комбина- ционном рассеянии	80
С. В. Войтиков, В. И. Дашкевич, В. А. Орлович. Модель продольно диодно-накачи- ваемого ВКР-лазера с учетом поглощения лазерного излучения из возбужденного состояния атомов-активаторов	84
Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, П. М. Лобацевич. Роль флуктуаций плотности неравновесных носителей и инжекционного тока в формировании статистических характеристик поверхностно-излучающих полупроводниковых лазеров	88
В. А. Горобец, Б. Ф. Кунцевич, И. Н. Пучковский, С. С. Шавель. Определение расстояния до неподвижных объектов с помощью активно-импульсных систем видения на основе полупроводниковых лазеров	91
Н. В. Баковец, В. А. Длугунович, А. В. Галыго, А. В. Исаевич, Е. В. Луценко, С. В. Никоненко, О. Б. Тарасова, Д. В. Скумс. Метрологическое обеспечение исследований оптических характеристик твердотельных источников излучения	94
С. В. Иванов, В. Н. Жмерик, В. В. Ратников, В. И. Козловский, В. П. Мартовицкий, X. Ron, G. Chen, F. J. Xu, B. Shen, X. Q. Wang. Мощные источники излучения среднего УФ диапазона с электронно-лучевой накачкой на основе МКЯ структур AlGaN, выращенных методом МПЭ	0
М. М. Зверев, Н. А. Гамов, Е. В. Жданова, В. Б. Студенов, С. В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, С. В. Иванов. Лазерная сборка на основе ZnSe-содержащей структуры с накачкой низкоэнергетичными электронами	0
С. В. Гронин, С. В. Сорокин, И. В. Седова, Г. В. Климко, А. А. Торопов, К. Г. Беляев, С. Рувимов, Е. В. Луценко, А. Г. Войнилович, Г. П. Яблонский, С. В. Иванов. Лазерные гетероструктуры A <sup>II</sup> B <sup>VI</sup> /GaAs(100) с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe, излучающие в желтой и оранжевой областях спектра	0
А. Г. Войнилович, Е. В. Луценко, В. Н. Павловский, Г. П. Яблонский, С. В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, Г. В. Климко, С. В. Иванов. Лазерные характеристики гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe, излучающими в желтом спектральном диапазоне	1

<b>В. А.</b> гемпе взаим	Никитенко, С. М. Кокин, С. Г. Стоюхин, С. В. Мухин. Аномальное ратурное поведение экситон-фононной люминесценции и экситон-электронное одействие в ZnO
<b>П. С.</b>	Ширшнев, Н. В. Никоноров, Д. С. Агафонова, А. И. Сидоров, Д. И. Соболев.
Люми	инесцентные среды на основе медьсодержащих калиевоалюмоборатных стекол
<b>Ю. П</b>	. Яковлев, Е. А. Гребенщикова, А. Н. Именков, Н. Д. Ильинская, О. Ю. Сереб-
ренні	икова, А. М. Оспенников, В. В. Шерстнёв. Сенсор водорода на основе
оптоэ	лектронной пары МОП-диода и ИК светодиода
Е. А. ]	Гребенщикова, Ю. С. Мельников, В. Г. Сидоров, В. В. Шерстнёв, В. А. Шутаев,
Ю. П	. Яковлев. Свойства чувствительных к водороду структур Pd-оксид—InP
И. А.	Андреев, В. В. Дюделев, Н. Д. Ильинская, Г. Г. Коновалов, Е. В. Куницына,
О. Ю	О. Серебренникова, Г. С. Соколовский, Ю. П. Яковлев. Высокоэффективные
быстр	родействующие <i>p-i-n</i> -фотодиоды для регистрации ИК лазерного излучения
<b>А. В.</b>	Данильчик, А. Г. Войнилович, Н. В. Ржеуцкий, П. В. Шпак, Е. В. Лебедок,
<b>В. В.</b>	Борушко, Ю. В. Трофимов, В. И. Цвирко, Е. В. Луценко, Г. П. Яблонский.
Опред	деление температуры кристаллов InGaN-светодиодов в матрице с высокой
плотн	остью мощности излучения
<b>О. С.</b> Парал	Васьков, В. К. Кононенко, В. С. Нисс, А. Л. Закгейм, А. Е. Черняков.
<b>Г. В.</b>	Безъязычная, М. В. Богданович, Д. М. Кабанов, В. В. Кабанов, Е. В. Лебедок,
<b>А. Г. І</b>	Рябцев, Г. И. Рябцев, П. В. Шпак, Е. В. Куницына, В. В. Шерстнев, Ю. П. Яковлев.
Особе	енности анализа газовых и водонефтяных сред на основе оптоэлектронных пар
свето,	диод—фотодиод ИК диапазона спектра
м. С. Т. Г. в инт ценци	<b>Нагиев, Б. Г. Тагиев, С. А. Абушов, О. Б. Тагиев.</b> Влияние уровня возбуждения тервале 10 <sup>4</sup> —10 <sup>8</sup> Вт/см <sup>2</sup> на спектры, кинетики и эффективности фотолюминес- и активированного ионами Eu <sup>3+</sup> халькогенидного полупроводника CaGa <sub>4</sub> O <sub>7</sub>
Н. В	<b>5.</b> Ржеуцкий, Е. В. Луценко, А. В. Данильчик, В. Н. Павловский,
Г.П.	Яблонский, M. Aljohenii, A. Aljerwii, A. Alyamani. Кинетика перегрева активной
облас	ти InGaN-лазерного диода с наносекундным разрешением в режиме работы при
повын	ценных токах инжекции
<b>Ю. В</b> .	<b>Трофимов, О. Г. Пенязьков, С. И. Лишик, П. П. Першукевич, Л. Л. Васильев.</b>
О при	менении тепловых труб в конструкции светодиодных светильников
<b>И. В.</b> на осі	<b>Боднарь, М. А. Новикова, В. Ю. Рудь, Ю. В. Рудь.</b> Выращивание и структуры нове монокристаллов твердых растворов (FeIn <sub>2</sub> S <sub>4</sub> ) <sub>1-x</sub> (In <sub>2</sub> S <sub>3</sub> ) <sub>x</sub>
<b>И. В.</b>	Боднарь, С. А. Павлюковец, Г. Ф. Смирнова, А. Г. Кароза, Т. В. Смирнова.
Инфр	акрасные спектры отражения монокристаллов FeIn <sub>2</sub> Se <sub>4</sub>
<b>Д. В.</b> С. В. люксі	Скумс, А.В. Данильчик, В.А. Ждановский, А.В. Крейдич, Е.В. Луценко, Никоненко. Комбинированный референсный источник излучения для калибровки истров
<b>М. Б.</b>	Керими. Распространение потока носителей заряда через границу слоев
<b>А. А</b> .	Афоненко, С. А. Малышев, А. Л. Чиж. Лазерный диод в режиме внешней
оптич	еской инжекции для генерации СВЧ-сигналов

Н. В. Барулин, И. А Леусенко, А. В. Микулич, А. Б. Рябцев, В. Ю. Плавский.	
Лазерная и светодиодная аппаратура для повышения эффективности инкубации икры	176
на публию М В Шалак В Ю Пларакий Использование полупроволникових	170
п. А. дубина, м. Б. шалак, Б. Ю. плавскии. использование полупроводниковых пазеров для повышения выволимости инлюшат при облучении инкубационных яиц	180
А. И. Третьякова, А. В. Микулич, Л. Г. Плавская, И. А. Леусенко, В. Ю. Плавский, И. Л. Морозова, Т. Е. Кузнецова, А. Э. Пыж, Е. Л. Рыжковская, Н. И. Счастная, В. С. Улащик. Применение полупроводниковых лазеров и светодиодов в качестве	100
фунтицидного фактора	184
<b>Д. А. Смунев, М. М. Кугеико.</b> Нефелометрическии метод определения микрофизичес- ких параметров эритроцитов крови	188
В. С. Бураков, М. И. Неделько, В. В Кирис, Н. В. Тарасенко. Свойства наночастиц оксида цинка, синтезированных с помощью разряда с жидким анодом	192
С. В. Сорокин, Г. В. Климко, И. В. Седова, А. А. Ситникова, Т. А. Комиссарова, С. В. Иванов. Молекулярно-пучковая эпитаксия метаморфных буферных слоев In <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As/GaAs с линейным градиентом состава	196
Г. В. Климко, Т. А. Комиссарова, С. В. Сорокин, Е. В. Контрош, А. А. Усикова, Н. Д. Ильинская, В. С. Калиновский, С. В. Иванов. Туннельные диоды GaAs:Si/GaAs:Be, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии	200
А. В. Сахаров, В. В. Лундин, Е. Е. Заварин, А. Е. Николаев, А. Ф. Цацульников, С. О. Усов, Н. А. Черкашин, М. Н. Корытов, Н. В. Ржеуцкий, Е. В. Луценко.	204
петероструктуры InGaiN/GaiN с различной локализацией носителей	204
м. С. Русецкии, н. м. казючиц, в. А. мартинович, и. А. хорунжии. технологические аспекты создания и характеристики встроенного в алмазный теплоотвод датчика температуры	208
<b>Г.В. Синицын, В. Л. Малевич, А. В. Ляхнович.</b> Определение электрофизических характеристик полупроводниковых пластин методом когерентной терагерцовой спектроскопии	212
<b>В. Л. Малевич, Г. В. Синицын.</b> Отражение и поглощение терагерцового излучения фотовозбужденной электронной плазмой полупроводника	215
Ю. В. Трофимов, С. И. Лишик, В. С. Поседько, В. И. Цвирко. О надежности и качестве изделий светодиодной техники	218
К. Б. Микитчук, С. А. Малышев, А. Л. Чиж. Оптоэлектронный генератор СВЧ с низким фазовым шумом	222
А. А. Горбачев, А. В. Данильчик, Л. В. Шкрабатовская, Л. К. Приходченко, Е.В. Луценко, О. Н. Третинников. Использование излучения мощных УФ светодиодов для достижения высоких скоростей прививочной фотополимеризации на поверхности	226
<b>Т. В. Безъязычная, В. М. Зеленковский, Д. М. Кабанов, В. В. Кабанов, Е. В. Лебедок,</b> <b>Г. И. Рябцев.</b> Структурно-энергетические характеристики вакансии галлия на гетерогранице GaN/AIN	229
С. А. Лысенко, М. М. Кугейко. Оптимизация спектральных и энергетических	
параметров лазерной терапии неонатальной желтухи	231
и. с. Свитенков, Б. п. павловскии, Е. Б. луценко, г. п. Молонскии, А. Б. Мудрыи. Стимулированное излучение в тонких пленках Cu(In,Ga)Se <sub>2</sub> солнечных элементов	235
Авторский указатель	238

# **Book of papers**

# 10<sup>th</sup> Belarusian-Russian Workshop SEMICONDUCTOR LASERS AND SYSTEMS 26–29 May 2015, Minsk, Belarus

# Content

A. A. Marmalyuk, A. Yu. Andreev, T. A. Bagaev, P. V. Gorlachuk, M. A. Ladugin, A. A. Padalitsa, Yu. L. Ryaboshtan, K. Yu. Telegin, Yu. V. Kurnyavko, A. V. Lobentsov, A. I. Danilov, S. M. Sapozhnikov, V. A. Simakov, I. I. Zasavitsky, A. N. Zubov, M. D. Kuzmichev.	
Lasers and Photodetectors Based on Intraband Transitions in Quantum Wells	3
V. P. Duraev. Semiconductor Lasers with Extended Cavity	5
N. A. Maleev, M. A. Bobrov, S. A. Blokhin, A. G. Kuzmenkov, M. M. Kulagina, Yu. M. Zadiranov, A. A. Blokhin, A. P. Vasil'ev, A. G. Gladyshev, A. G. Fefelov, V. M. Ustinov. Single-Mode Polarization-Stable 850 nm Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Rhomboidal Current Aperture	8
S. A. Blokhin, M. A. Bobrov, A. A. Blokhin, A. G. Kuzmenkov, Yu. M. Zadiranov, N. A. Maleev, V. M. Ustinov. Impact of Photon Lifetime and Mode Volume on Characteristics of 850 nm Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers	2
N. A. Pikhtin, D. A. Veselov, A. V. Lyutetskiy, D. N. Nikolaev, D. A. Romanovich, S. O. Slipchenko, Z. N. Sokolova, I. S. Shashkin, I. S. Tarasov. Internal Optical Loss in Pulsed Semiconductor Lasers Based on AlGaAs/InGaAs/GaAs Separate Confinement Quantum Well Double Heterostructure	6
<b>Z. N. Sokolova, K. V. Bakhvalov, A. V. Lyutetskii, N. A. Pikhtin, I. S. Tarasov, L. V. Asryan.</b> Method for Determination of Capture Velocity of Charge Carriers into a Quantum Well in a Semiconductor Laser	0
S. M. Nekorkin, B. N. Zvonkov, N. V. Dikareva, V. G. Shengurov, S. A. Denisov, A. A. Dubinov, V. J. Aleshkin, K. E. Kudryavtsev, P. A. Yunin. Stimulated Emission in the GaAs/InGaAs Structure with Thin InGaP Layers Grown on Ge/Si Substrate	5
<b>D. A. Kolpakov, B. N. Zvonkov, S. M. Nekorkin, N. V. Dikareva, V. Y. Aleshkin,</b> <b>A. A. Dubinov.</b> Interband Cascade InGaP/GaAs/InGaAs Laser with a Tunnel <i>p-n</i> -Junction with Radiation Coupling out through the Substrate	9
S. A. Ivanov, N. V. Nikonorov. Spectral Stabilization of Laser Diode Radiation with Intracavity Bragg Grating on PTR Glass	3
A. A. Afonenko, D. V. Ushakov. Separate Longitudinal Pumping of High-Power Semiconductor Lasers	6
E. S. Dorogush, A. A. Afonenko. Dual Resonance Modulation Characteristics of Optical         Injection-Locked Fabry—Perot Lasers         49	9
A. N. Drozd, A. A. Afonenko. Rate of Intersubband Transition in Quantum Wells as a Resultof Their Scattering on Polar Optical Phonon Modes52	2
S. O. Slipchenko, A. A. Podoskin, A. V. Rozhkov, N. A. Pikhtin, I. S. Tarasov, T. A. Bagaev, M. A. Ladugin, A. A. Marmalyuk, A. A. Padalitsa, V. A. Simakov. New Approach for High Peak Power Lasing Based on Epitaxially-Integrated AlGaAs/GaAs Laser- Thyristor Heterostructure	5
D. V. Shabrov, V. V. Kabanov, Y. V. Lebiadok, D. M. Kabanau, G. T. Mikaelyan, A. P. Bunichev. Powerful Pulse Laser Diode Matrixes	9

M. V. Bogdanovich, K. I. Lantsov, L. L. Teplyashin, U. S. Tsitavets, A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, P. V. Shpak. LD-Pumped Low Gain Picosecond Oscillator	62
I. A. Khodasevich, A. S. Grabtchikov, A. A. Kornienko, E. B. Dunina. Nonlinear Optical Effects on Residual Rare Earth Ions and Diode Pumped Solid-State Lasers	65
M. V. Bogdanovich, V. S. Kalinov, O. E. Kostik, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, V. V. Mashko. A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, L. L. Teplyashin. Single-Frequency Generation of the Solid-State Nd:YAG Laser with Diode Pumping	67
V. A. Gorobets, V. K. Kuleshov, B. F. Kuntsevich, N. S. Leshenjuk, A. V. Surikov. Research of an Opportunity of Creation of SemiConductor Laser Illumination of Small Duration for Work of Active-Pulse Systems of Vision at Smoke Conditions	70
M. V. Bogdanovich, A. V. Grigor'ev, A. I. Enzhievskii, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, V. N. Pavlovskii, A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, I. E. Svitsiankou, V. S. Tsitavets, M. A. Shchemelev, G. P. Yablonskii. Energy and Spectral Characteristics of LD-Pumped Vtterbium-Erbium Laser within a Wide Temperature Range	73
<b>A. A. Bui, V. I. Dashkevich, V. A. Orlovich.</b> High Power Continuous Wave KGd(WO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> :Nd Laser with Diode-end-Pumping	76
V. Yu. Markevich, V. A. Orlovich, R. V. Chulkov. Wavelength Conversion of a Side- Diode-Pumped Laser into the 560—620 nm Region at Stimulated Raman Scattering	80
<b>S. V. Voitikov, V. I. Dashkevich, V. A. Orlovich.</b> Model of Longitudinally-Diode-Pumped Raman Laser with Excited State Absorption of Radiation at a Fundamental Wavelength	84
L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich, P. M. Lobatsevich. Affect of Carrier and Injection Current Noise on Statistical Parameters of Surface-Emitting Semiconductor Lasers	88
to Motionless Objects with the Help of Active-Pulse Systems of Vision on the Basis of Semi- Conductor Lasers	91
N. V. Bakovets, V. A. Dlugunovich, A. V. Galygo, A. V. Isaevich, E. V. Lutsenko, S. V. Nikanenka, O. B. Tarasova, D. V. Skums. Metrological Support of Measurements of the Optical Characteristics of Solid-State Light Sources	94
S. V. Ivanov, V. N. Jmerik, V. V. Ratnikov, V. I. Kozlovsky, V. P. Martovitsky, X. Rong, G. Chen, F. J. Xu, B. Shen, X. Q. Wang. High-Power Electron-Beam Pumped Mid-UV Sources Based on MBE Grown AlGaN MQWs	100
M. M. Zverev, N. A. Gamov, E. V. Zhdanova, V. B. Studenov, C. V. Sorokin, I. V. Sedova, S. V. Gronin, S. V. Ivanov. ZnSe-Based Laser Array Pumped by Low-Energy Electron Beam	102
S. V. Gronin, S. V. Sorokin, I. V. Sedova, G. V. Klimko, A. A. Toropov, K. G. Belyaev, S. Rouvimov, E. V. Lutsenko, A. G. Vainilovich, G. P. Yablonskii, S. V. Ivanov. Laser Heterostructures A <sup>II</sup> B <sup>VI</sup> /GaAs with CdSe/ZnCdSe Quantum Dots Emitting in Yellow and Orange Spectral Ranges	106
<ul> <li>A. G. Vainilovich, E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii, S. V. Sorokin,</li> <li>I. V. Sedova, S. V. Gronin, G. V. Klimko, S. V. Ivanov. Laser Characteristics of Heterostructure with CdSe/ZnCdSe Quantum Dots Emitting in the Yellow Spectral Region</li> </ul>	111
I. V. Osinnykh, P. A. Bokhan, D. E. Zakrevsky, T. V. Malin, V. F. Plyusnin, K. S. Zhuravlev. Investigation of Green Band in Cathodoluminescence and Photoluminescence Spectra of Heavily Doped AlGaN:Si	115
<b>V. A. Nikitenko, S. M. Kokin, S. G. Stouchin, S. V. Mukhin.</b> Anomalous Temperature Behavior of the Exciton-Phonon Luminescence and Exciton-Electron Interaction in ZnO	118
P. S. Shirshnev, N. V. Nikonorov, D. S. Agafonova, A. I. Sidorov, D. I. Sobolev. Luminescent Materials Based on Copper-Containing Potassium-Alumina-Borate Glass	122
Yu. P. Yakovlev, E. A. Grebenshchikova, A. N. Imenkov, N. D. Il'inskaya, O. Yu. Serebren- nikova, A. M. Ospennikov, V. V. Sherstnev. Optoelectronic Hydrogen Sensor Based on MOS Diode and IR LED	124

E. A. Grebenshchikova, Yu. S. Mel'nikov, V. G. Sidorov, V. V. Sherstnev, V. A. Shutaev, Yu. P. Yakovlev. Properties of Pd-Oxide—InP Structures Sensitive to Hydrogen
I. A. Andreev, V. V. Dudelev, N. D. Ilynskaya, G. G. Konovalov, E. V. Kunitsyna,O. Yu. Serebrennikova, G. S. Sokolovskii, Yu. P. Yakovlev. High-Performance High-Speed <i>p-i-n</i> Photodiodes to Register IR Laser Radiation131
A. V. Danilchyk, A. G. Vainilovich, M. V. Rzheutski, P. V. Shpak, E. V. Lebiadok, V. V. Borushko, Y. V. Trofimov, V. I. Tsvirko, E. V. Lutsenko, G. P. Yablonskii. Determination of Crystal Temperature of InGaN LEDs in Matrix with High Emission Power Density
A. S. Vaskou, V. K. Kononenko, V. S. Niss, A. L. Zakgeim, A. E. Chernyakov. Parameters and Characteristics of Powerful Light-Emitting Diodes Types Cree XPE-HEW
T. V. Bezyazychnaya, M. V. Bogdanovich, D. M. Kabanau, V. V. Kabanov, Y. V. Lebiadok, A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, P. V. Shpak, E. V. Kunitsyna, V. V. Sherstnev, Yu. P. Yakovlev. Peculiarities of Gas and Water-Oil Media Analysis on the Basis of LED-Photodiode Optocoupler of IR Spectral Range140
M. S. Leanenia, E. V. Lutsenko, N. V. Rzheutskij, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii, T. G. Nagiev, B. G. Tagiev, S. A. Abushev, O. B. Tagiev. Effect of Excitation Level in the Range of $10^4 - 10^8$ W/cm <sup>2</sup> on the Photoluminescence Spectra, Kinetics and Efficiency of Eu <sup>3+</sup> Doped CaGa <sub>4</sub> O <sub>7</sub> Chalcogenide Semiconductor
<ul> <li>M. V. Rzheutski, E. V. Lutsenko, A. V. Danilchyk, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii,</li> <li>M. Aljohenii, A. Aljerwii, A. Alyamani. Kinetics of Active Region Overheat Temperature of</li> <li>InGaN Laser Operating at High Injection Currents Measured with Nanosecond Resolution 146</li> </ul>
<b>Y. V. Trofimov, O. H. Penyazkov, S. I. Lishik, P. P. Pershukevich, L. L. Vasiliev.</b> On Application of Heat Pipes in Design of LED Lights
<b>I. V. Bodnar, M. A. Novikova, V. U. Rud, U. V. Rud.</b> Growth and Structures Based on the Single Crystals of Solid Solutions $(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$
I. V. Bodnar, S. A. Pauliukavets, G. F. Smirnova, A. G. Karoza, T. V. Smirnova. Infrared Reflection Spectra of FeIn <sub>2</sub> Se <sub>4</sub> Single Crystals
<ul> <li>D. V. Skums, A. V. Danilchyk, V. A. Zhdanovskii, A. V. Kreidzich, E. V. Lutsenko,</li> <li>S. V. Nikanenka. Combined Reference Radiation Source for Luxmeters Calibration</li></ul>
M. B. Kerimi. Passage of Charge Carriers Flux through Border of Layers
A. A. Afonenko, S. A. Malyshev, A. L. Chizh. The Laser Diode in External Optical Injection Regime for Generating Microwave Signals
L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich, E. S. Sokolov. Spectral-Polarization Radiation Composition of Surface-Emitting Semiconductor Lasers in Polarization Instability Region
<b>N. V. Barulin, I. A. Leusenko, A. V. Mikulich, A. B. Ryabtsev, V. Yu. Plavskii.</b> Laser and LED Equipment to Improve Incubation Efficiency of Spawn of Valuable Species of Fish in Piscicultural Industrial Complexes
<b>N. A. Dubina, M. V. Shalak, V. Yu. Plavskii.</b> The Use of Semiconductor Lasers to Increase Hatchability when Irradiated Turkey Poults Hatching Eggs
<ul> <li>A. I. Tretyakova, A. V. Mikulich, L. G. Plavskaya, I. A. Leusenko, V. Yu. Plavskii,</li> <li>I. L. Morozova, T. E. Kuznetsova, A. E. Pyzh, E. L. Ryzhkovskaya, N. I. Schastnaya,</li> <li>V. S. Ulashchik. The Use of Semiconductor Lasers and LEDs as Fungicidal Factor</li></ul>
<b>D. A. Smunev, M. M. Kugeiko.</b> Nephelometric Method for Determination of the Microphisical Parameters of Blood Erithrocytes
V. S. Burakov, M. I. Nedelko, V. V. Kiris, N. V. Tarasenko. Properties of Zinc Oxide Nanoparticles Synthesized by Discharge with Liquid Anode
S. V. Sorokin, G. V. Klimko, I. V. Sedova, A. A. Sitnikova, T. A. Komissarova, S. V. Ivanov. Molecular Beam Epitaxy of Linearly Graded $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ Metamorphic Buffer Layers 196

G. V. Klimko, T. A. Komissarova, S. V. Sorokin, E. V. Kontrosh, A. A. Usikova, N. D. Il'inskaya, V. S. Kalinovsky, S. V. Ivanov. GaAs:Si/GaAs:Be Tunnel Diodes Grown by Molecular Beam Epitaxy	200
A. V. Sakharov, W. V. Lundin, E. E. Zavarin, A. E. Nikolaev, A. F. Tsatsulnikov, S. O. Usov, N. A. Cherkashin, M. N. Korytov, M. V. Rzheutski, E. V. Lutsenko. InGaN/GaN Heterostructures with Various Localization of Carriers	204
<b>M. S. Rusetsky, N. M. Kazuchits, V. A. Martinovich, I. A. Khorunzhii.</b> Technology of Formation and the Characteristics of the Built-in a Diamond Heat Sink Temperature Sensor	208
<b>G. V. Sinitsyn, V. L. Malevich, A. V. Lyakhnovich.</b> Determination of Electrophysical Characteristic of Semiconductor Wafers by Coherent Terahertz Spectroscopy	212
V. L. Malevich, G. V. Sinitsyn. Reflection and Absorption of Terahertz Radiation by Photoexcited Electron Plasma in Semiconductor	215
Y. V. Trofimov, S. I. Lishik, V. S. Posedko, V. I. Tsvirka. On the Reliability and Quality of LED Products	218
K. B. Mikitchuk, S. A. Malyshev, A. L. Chizh. Optoelectronic Oscillator with Low Phase Noise	222
A. A. Gorbachev, A.V. Danilchyk., L. V. Shkrabatovskaya, L. K. Prikhodchenko, E. V. Lutsenko, O. N. Tretinnikov. Application of Radiation of High-Power UV Light- Emitting Diodes to Achieve a Significant Increase in Rates of Grafting Photopolymerization on Surfaces	226
<b>T. V. Bezyazychnaya, V. M. Zelenkovskii, D. M. Kabanau, V. V. Kabanov, Y. V. Lebiadok, G. I. Ryabtsev.</b> Structural and Energy Characteristics of Gallium Vacancy at GaN/AIN Interface	229
<b>S. A. Lisenko, M. M. Kugeiko.</b> Optimization of Spectral and Energy Parameters of Laser Therapy of Neonatal Jaundice	231
I. E. Svitenkov, V. N. Pavlovskii, E. V. Lutsenko, G. P. Yablonskii, A. V. Mudryi. Stimulated Emission in Cu(In,Ga)Se <sub>2</sub> Solar Cell Thin Films	235
Author Index	238

# Лазеры и фотоприемники на внутризонных переходах в квантовых ямах

<u>А. А. Мармалюк</u><sup>a</sup>, А. Ю. Андреев<sup>a</sup>, Т. А. Багаев<sup>a</sup>, П. В. Горлачук<sup>a</sup>, М. А. Ладугин<sup>a</sup>, А. А. Падалица<sup>a</sup>, Ю. Л. Рябоштан<sup>a</sup>, К. Ю. Телегин<sup>a</sup>, Ю. В. Курнявко<sup>a</sup>, А. В. Лобенцов<sup>a</sup>, А. И. Данилов<sup>a</sup>, С. М. Сапожников<sup>a</sup>, В. А. Симаков<sup>a</sup>, И. И. Засавицкий<sup>б</sup>, А. Н. Зубов<sup>б</sup>, М. Д. Кузьмичев<sup>б</sup>

<sup>а</sup> ОАО "НИИ "Полюс" им. М.Ф. Стельмаха", Москва, Россия; e-mail:almarm@mail.ru <sup>б</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской АН, Москва, Россия

Представлены результаты исследования полупроводниковых излучателей и фотоприемников на основе гетероструктур соединений  $A^{III}B^{V}$ , работающих на внутризонных переходах в квантовых ямах. Приведены параметры приборов в спектральных диапазонах 3—5 и 8—12 мкм. Показано, что подходы к управлению положением уровней размерного квантования в квантовых ямах позволяют создавать ИК фотоприемники и квантовые каскадные лазеры с заданными спектральными характеристиками.

Ключевые слова: квантовый каскадный лазер, ИК фотоприемник, гетероструктура, квантовая яма.

## Введение

Существует целый ряд задач современной науки и техники, которые для своего решения требуют создания полупроводниковых излучателей и приемников, работающих в среднем ИК диапазоне. Одним из перспективных путей создания указанных изделий является формирование квантоворазмерных приборов, функционирующих на внутризонных переходах. В свою очередь практическая реализация данного подхода возможна только при разработке технологии получения гетероструктур, квантовых ям и сверхрешеток с заданными свойствами.

#### 1. Эксперимент

Квантоворазмерные гетероструктуры (Al,Ga,In)As/GaAs и (Al,Ga,In)As/InP выращены методом МОС-гидридной эпитаксии. Геометрия квантовых ям гетероструктур для ИК фотоприемников подбиралась для обеспечения максимума фоточувствительности в спектральных диапазонах 3—5 и 8—12 мкм [1, 2]. Для квантовых каскадных лазеров выбрана классическая схема с вертикальным оптическим переходом в квантовой яме и последующим рассеянием на LO-фононе [3]. Из полученных гетероструктур изготовлены приборы и измерены их характеристики.

## 2. ИК фотоприемники на множественных квантовых ямах

Изучены особенности формирования фотоприемных гетероструктур с квантовыми ямами. Проведенный комплекс исследований позволил оптимизировать режимы роста многослойных квантоворазмерных гетероструктур с требуемыми параметрами и создать на их основе матричные ИК фотоприемники, чувствительные в диапазонах 3—5 (InGaAs/AlGaAs) и 8—12 мкм (GaAs/AlGaAs). Тестовые фотоприемники без специальных устройств ввода излучения показали обнаружительную способность  $D^* = (2-5) \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \Gamma \mu^{1/2} \cdot \text{ Вт}^{-1}$  в максимуме спектральной чувствительности при  $\lambda_{\text{max}} = 9$ —10 мкм и температуре 60 К; и  $D^* = (3-6) \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \Gamma \mu^{1/2} \cdot \text{ Вт}^{-1}$ в максимуме спектральной чувствительности при  $\lambda_{\text{max}} = 4.5$ —5.0 мкм и температуре 77 К. Матричные фотоприемники 320×256 элементов демонстрируют максимум спектральной чувствительности на  $\lambda = 8.5$ —9.5 мкм при температуре 70 К и обеспечивают эквивалентную шуму разность температур 25—35 мК. Разработаны и получены двухспектральные квантоворазмерные гетероструктуры для ИК фотоприемников, обеспечивающих одновременную фоточувствительность в диапазонах 3—5 и 8—12 мкм и обладающих аналогичными параметрами.

#### 3. Квантовые каскадные лазеры

На основе гетеропары GaAs/AlGaAs разработан квантовый каскадный лазер с длиной волны излучения ~10 мкм. Проведен расчет энергетической диаграммы лазера и определены требуемые параметры гетероструктуры. Методом фотолитографии и травления изготовлены полоски шириной 15—30 мкм и длиной (длина резонатора) 3 мм. Измерения проведены при 77 К в импульсном режиме с длительностью импульса 1 мкс и частотой повторения 170 Гц. Пороговая плотность тока 2—4 кА/см<sup>2</sup>. Длина волны излучения 9.6—9.7 мкм. Мощность излучения в многомодовом режиме достигала 200 мВт.

#### Заключение

Исследована возможность создания гетероструктур с управляемым положением уровней размерного квантования. Представлены результаты практической реализации таких гетероструктур в ИК фотоприемниках спектральных диапазонов 3—5, 8—12 мкм и квантовых каскадных лазерах, излучающих в области 10 мкм.

#### Литература

- 1. Л. М. Василевская, Ю. А. Кузнецов, В. Б. Куликов, А. И. Хатунцев, И. В. Будкин, П. В. Булаев, И. Д. Залевский, А. А. Мармалюк, Д. Б. Никитин, А. А. Падалица, А. В. Петровский. Фотоэлектрические характеристики структур с квантовыми ямами, чувствительных в диапазоне 3—5 мкм, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Прикл. физика. 2003. № 5. С. 76—78.
- Д. Г. Есаев, И. В. Марчишин, В. Н. Овсюк, А. П. Савченко, В. А. Фатеев, В. В. Шашкин, А. В. Сухарев, А. А. Падалица, И. В. Будкин, А. А. Мармалюк. ИК фотоприемное устройство на основе многослойных структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами./ Автометрия. 2007. Т. 44. № 4. С. 112—118.
- 3. И. И. Засавицкий, Д. А. Пашкеев, А. А. Мармалюк, Ю. Л. Рябоштан, Г. Т. Микаелян. *Квантовый каскадный лазер (λ ~ 8 мкм), получаемый методом МОС-гидридной эпитаксии.* Квант. электрона. 2010. Т. 40, № 2. С. 95—97.

# Lasers and Photodetectors Based on Intraband Transitions in Quantum Wells

<u>A. A. Marmalyuk</u><sup>a</sup>, A. Yu. Andreev<sup>a</sup>, T. A. Bagaev<sup>a</sup>, P. V. Gorlachuk<sup>a</sup>, M. A. Ladugin<sup>a</sup>, A. A. Padalitsa<sup>a</sup>, Yu. L. Ryaboshtan<sup>a</sup>, K. Yu. Telegin<sup>a</sup>, Yu. V. Kurnyavko<sup>a</sup>, A. V. Lobentsov<sup>a</sup>, A. I. Danilov<sup>a</sup>, S. M. Sapozhnikov<sup>a</sup>, V. A. Simakov<sup>a</sup>, I. I. Zasavitsky<sup>b</sup>, A. N. Zubov<sup>b</sup>, M. D. Kuzmichev<sup>b</sup>

<sup>a</sup> RDI Polyus, Moscow, Russia; e-mail:almarm@mail.ru <sup>b</sup> P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Science, Moscow, Russia

In this work the results of mid-infrared region semiconductor emitters and photodetectors based on intraband transitions in quantum wells are presented.

Keywords: quantum cascade laser, photodetector, heterostructure, quantum well.

## Полупроводниковые лазеры с внешним резонатором

## В. П. Дураев

## *ООО "HOЛATEX", Москва, Россия; e-mail: nolatech@mail.ru*

Представлены результаты работ по созданию динамически стабильных перестраиваемых одночастотных полупроводниковых лазеров с узкой шириной линии излучения (<10 кГц). Приведены конструкционные особенности одночастотных лазеров с волоконно-брэгговскими решетками на одномодовом световоде с сохранением поляризации. Рассмотрены режимы плавной и дискретной перестройки длины волны излучения. Диапазон плавной перестройки 2 нм.

Ключевые слова: одночастотный лазер, внешний резонатор.

Одна из важнейших задач при разработке полупроводниковых лазеров — создание одночастотного режима генерации и перестройка длины волны излучения. С целью перестройки длины волны излучения на начальном этапе работ использовались лазерные диоды с коротким резонатором (100—200 мкм). Спектр излучения лазеров с коротким резонатором чаще всего имеет одну продольную моду и легко перестраивается с помощью температуры и тока накачки. Эти лазеры имеют малую мощность и большое омическое и тепловое сопротивление, а следовательно, малый ресурс и нестабильность работы. Более широкое распространение получили лазеры с распределенной обратной связью и с распределенными брэгговскими зеркалами. Данный класс лазеров имеет более стабильный одночастотный режим работы и достаточно большую оптическую мощность излучения в широком интервале температур. Для перестройки длины волны излучения в широком диапазоне чаще всего применяются лазеры с внешним резонатором. В качестве внешнего резонатора используется дифракционная решетка.

На рис. 1 показана конструкция одночастотного перестраиваемого лазерного диода (ЛД) с дифракционной решеткой в одномодовом световоде с сохранением поляризации. Основные элементы конструкции: активный элемент с отражающими покрытиями на задней грани резонатора и с просветляющими покрытиями на передней грани; дифракционная решетка, записанная в сердцевине одномодового световода; линза, сформированная на конце световода для оптимизации ввода лазерного излучения в световода [1].

Перестройка длины волны происходит согласно формуле Брэгга:

$$\Lambda = m\lambda_{\rm B}/(2n_{\rm Sph}),$$

где  $\Lambda$  — период решетки;  $\lambda_{\rm B}$  — длина волны лазера;  $n_{\rm 3\phi}$  — эффективный показатель преломления; m — порядок волновой моды.

Брэгговская решетка располагалась как вблизи ЛД на расстоянии 10—20 мкм, так и на расстоянии до 1.5 м от него. Минимальная ширина линии излучения 8 кГц. Диапазон плавной перестройки 1—2 нм. Тонкая перестройка длины волны осуществлялась за счет изменения температуры волоконно-брэгговской решетки (ВБР) и ЛД.



Отражающее покрытие Лазерный диод Просветляющее покрытие

Рис. 1. Одночастотный лазер с волоконно-брэгговской решеткой.

Использованы лазеры на основе InGaAsP/InP- и GaAs/AlGaAs-гетероэпитаксиальных структур с длиной волны излучения 635—1650 нм, изготовленные методом МОС-гидридной эпитаксии [2]. Требуемый динамически стабильный одночастотный режим работы на заданную длину волны обеспечивается созданием дискретных брэгговских решеток в световоде с сохранением поляризации соответствующего периода и конструкцией активного элемента, показанной на рис. 2. Ватт-амперная характеристика одночастотного ЛД на λ = 1550 нм показана на рис. 3. Мощность излучения составляет >75 мВт при сохранении линейности ваттамперной характеристики. Спектральные характеристики одночастотного лазера с ВБР до и после перестройки длины волны имеют одну частоту с шириной линии излучения 8 кГц. Подавление боковых мод >40 дБ. Спектры генерации лазера на  $\lambda = 1064$  нм при разных температурах ВБР показаны на рис. 4. Диапазон плавной перестройки длины волны составил 1.5 нм при изменении температуры ВБР от -8 до +70 °C. Конструкция лазерного модуля с двумя элементами Пельтье показана рис. 5. На одном из элементов Пельтье расположен ЛД, на другом — ВБР. Дискретная перестройка длины волны осуществлялась созданием двух или более брэгговских решеток в одномодовом волокне с периодом 2 или 4 Å. Перестройка на соответствующую длину волны с дискретностью 2 или 4 Å происходила при изменении температуры или тока накачки ЛД [3, 4].



Рис. 2. Конструкция активного элемента лазера.



Рис. 3. Ватт-амперная характеристика лазера с волоконно-брэгговской решеткой.

Таким образом, нам удалось создать одночастотные перестраиваемые лазерные модули в диапазоне длин волн 635—1650 нм в стабильном динамическом режиме генерации с узкой шириной линии излучения 8 кГц с перестройкой длины волны в диапазоне 1.5 нм в широком интервале температур.



Рис. 4. Спектры излучения лазера при температурах волоконно-брэгговской решетки 8 (1), 25 (2) и 70 °C (3).



Рис. 5. Конструкция лазерного модуля с двумя элементами Пельтье.

## Литература

- 1. В. П. Дураев, Е. Т. Неделин и др. Полупроводниковые лазеры с волоконной брэгговской решеткой и узким спектром генерации на длинах волн 1530-1560 нм. Квант. электрон., 2001. Т. 31, № 6. С. 529—530.
- 2. В. П. Дураев. Техн. и оптоэлектрон., 1992. Т. 3. С. 40.
- 3. В. П. Дураев и др. Одночастотный полупроводниковый лазер на длине волны 1,06мкм с распределенным брэгговским зеркалом в волоконном световоде. Квант. электрон. 1998. Т. 25, № 4. С. 301—302.
- 4. В. В. Акпаров, В. Г. Дмитриев, В. П. Дураев. Обозрение прикладной и промышленной математики. Москва. 2010.

# Semiconductor Lasers with Extended Cavity

# V. Duraev

## Nolatech Ltd, Moscow, Russia; e-mail: nolatech@mail.ru

In fiber-optic communication lines most widely used single-frequency lasers. Wherein, in the wevelenqth division multiplexing require dynamic stability of the laser with a very narrow spectral line. These requirements are most appropriate semiconductors lasers with extended cavity.

Keywords: single-frequency lasers, extended cavity.

# Пространственно-одномодовые поляризационно-стабильные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 850 нм с ромбовидной формой токовой апертуры

<u>H. А. Малеев</u><sup>a</sup>, М. А. Бобров<sup>a</sup>, С. А. Блохин<sup>a</sup>, А. Г. Кузьменков<sup>a,б</sup>, М. М. Кулагина<sup>a</sup>, Ю. М. Задиранов<sup>a</sup>, А. А. Блохин<sup>в</sup>, А. П. Васильев<sup>a,б</sup>, А. Г. Гладышев<sup>a,б</sup>, А. Г. Фефелов<sup>г</sup>, В. М. Устинов<sup>a</sup>

<sup>а</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: maleev@beam.ioffe.ru <sup>б</sup> НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург, Россия <sup>в</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия <sup>г</sup> ОАО "НПП "Салют", Нижний Новгород, Россия

Предложен способ реализации пространственно-одномодовых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) с фиксированным направлением поляризации выходного излучения, основанный на формировании селективно-окисленной токовой апертуры ромбовидной формы в сочетании с внутрирезонаторной схемой токовой инжекции. На основе гетероструктур в системе AllnGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, изготовлены ВИЛ предложенной конструкции и исследованы зависимости их характеристик от размеров токовой апертуры. Приборы с характерным размером токовой апертуры от 1 до 2.5 мкм демонстрируют лазерную генерацию в непрерывном режиме в диапазоне длин волн 845—852 нм с пороговым током <1 мА, максимальной выходной мощностью от 1 до 2.5 мВт, фактором подавления мод высшего порядка >30 дБ и фактором подавления ортогональной поляризации > 20 дБ во всем диапазоне рабочих токов и температур (20—80 °C).

Ключевые слова: вертикально-излучающий лазер, одномодовая генерация, поляризация, селективное окисление, токовая апертура.

## Введение

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ, vertical cavity surface emitting lasers (VCSELs)) могут эффективно использоваться для создания оптических сенсоров и решения задач оптической спектроскопии, где в ряде случаев требуются компактные, энергоэффективные и относительно недорогие лазерные излучатели. При этом необходимо обеспечить стабильную одномодовую генерацию с фиксированным направлением поляризации выходного излучения в сочетании с требуемым уровнем выходной мощности и хорошей температурной стабильностью характеристик. Для обеспечения стабильной пространственноодномодовой генерации ВИЛ с фиксированным направлением поляризации наибольшее практическое применение нашел метод, основанный на формировании субволновой дифракционной решетки в выходном распределенном брэгговском отражателе (РБО) [1]. Однако данный подход требует использования методов субмикронной литографии, что затруднительно в случае существенно непланарного рельефа, характерного, например, для конструкций ВИЛ с внутрирезонаторными контактами. Альтернативные способы фиксации направления поляризации выходного излучения ВИЛ, связанные с созданием пространственной анизотропии оптических потерь, оптического усиления или токовой инжекции, не нашли достаточно широкого практического применения из-за недостаточной воспроизводимости результатов или сложностей в технологии реализации.

В настоящей работе рассматривается способ реализации пространственно-одномодовых ВИЛ с фиксированным направлением поляризации выходного излучения, основанный на формировании селективно-окисленной токовой апертуры ромбовидной формы в сочетании с внутрирезонаторной схемой токовой инжекции.

# 1. Механизм фиксации направления поляризации выходного излучения для ВИЛ с ромбовидной токовой апертурой и внутрирезонаторными контактами

Анализ пространственных распределений квадрата продольной компоненты вектора электрического поля, рассчитанных для модельной структуры микрорезонатора ВИЛ с ромбовидной селективно-окисленной токовой апертурой в приближении модели эффективного показателя преломления [2], демонстрируют возможность реализации двух взаимно ортогональных поляризаций выходного излучения. При этом расчетные значения интегралов перекрытия с активной областью для двух направлений поляризации различаются не более чем на 3%. Следовательно, в данном случае трудно ожидать реализации фиксированного направления поляризации за счет анизотропии оптических свойств микрорезонатора. В то же время результаты расчетов пространственного распределения тока в случае ВИЛ с ромбовидной токовой апертурой и внутрирезонаторными контактами показывают существенное (в 1.4—1.6 раза) возрастание плотности инжектированных носителей в областях вблизи острых углов по сравнению с плотностью тока вблизи тупых углов ромбовидной апертуры. В результате можно ожидать фиксации направления поляризации выходного излучения за счет пространственной анизотропии отрических свойств и в областях вблизи острых углов по сравнению с плотностью тока вблизи тупых углов ромбовидной апертуры. В результате можно ожидать фиксации направления поляризации выходного излучения за счет пространственной анизотропии профиля усиления, вызванной неоднородностью инжекции носителей.

#### 2. Конструкция и технология изготовления ВИЛ

В качестве базовой выбрана конструкция ВИЛ с активной областью на основе напряженной квантово-размерной гетероструктуры InAlGaAs, селективно-окисленной токовой апертурой, внутрирезонаторными контактами и копланарной геометрией контактных площадок, успешно примененная ранее для создания высокоскоростных ВИЛ спектрального диапазона 850 нм [3]. Эпитаксиальная гетероструктура ВИЛ состоит из нелегированного нижнего РБО Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As, контактного слоя n-Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As, пяти пар четвертьволновых слоев Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As, легированных *n*-типом, AlGaAs активной области с несколькими квантовыми ямами InGaAs, апертурного слоя, легированного *р*-типом, пяти пар четвертьволновых слоев  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ , легированных *р*-типом и AlGaAs контактного слоя *р*-типа. В качестве верхнего зеркала использовано РБО на основе шести пар четвертьволновых слоев SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub>, формируемое в процессе изготовления ВИЛ. Как известно, при селективном окислении слоев AlAs для мезаструктур круглой формы могут формироваться апертуры квадратной формы, тогда как в случае типично используемых апертурных слоев Al<sub>0.98</sub>Ga<sub>0.02</sub>As форма апертур близка к окружности [4]. Используемый апертурный слой, состоящий из нескольких слоев AlGaAs со вставкой слоя AlAs толщиной 20 нм, позволяет формировать апертуры ромбовидной формы. На рис. 1. а приведено изображение активной области ВИЛ в оптическом микроскопе, подтверждающее наличие четко выраженной ромбовидной формы токовой апертуры.



Рис. 1. Изображения активной области ВИЛ в оптическом микроскопе (*a*), рабочий ток соответствует условиям спонтанного излучения (до начала лазерной генерации), ватт-вольт-амперные характеристики (*б*), на вставке — зависимость порогового тока от температуры

## 3. Характеристики вертикально-излучающих лазеров

Исследования ВИЛ с широким набором размеров токовой апертуры показали, что стабильная одномодовая генерация реализуется для приборов с характерным размером токовой апертуры <2.5 мкм. В качестве примера на рис. 1, б приведены семейства ватт-вольт-амперных характеристик для ВИЛ с характерным размером токовой апертуры ~2.2 мкм. Спектры излучения при температурах 20 и 80 °C, измеренные для разных токов накачки, приведены на рис. 2. Во всем диапазоне рабочих температур (20—80 °C) максимальная выходная мощность >1 мВт, пороговый ток ≤1 мА, фактор подавления мод высшего порядка >30 дБ. При этом измеренное значение фактора подавления ортогональной поляризации >20 дБ во всем диапазоне рабочих токов и температур.



Рис. 2. Спектры излучения ВИЛ с размером токовой апертуры ~2.2 мкм при температуре 20 (*a*) и 80 °С (б).

#### Заключение

Предложен способ реализации пространственно-одномодовых ВИЛ с фиксированным направлением поляризации выходного излучения, основанный на формировании селективноокисленной токовой апертуры ромбовидной формы в сочетании с внутрирезонаторной схемой токовой инжекции. Характеристики исследованных ВИЛ соответствует комплексу требований, предъявляемых в большинстве задач по созданию оптических сенсоров и устройств оптической спектроскопии.

#### Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Фундаментальные основы и экспериментальная реализация перспективных полупроводниковых лазеров в интересах промышленности и технологий" и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-02-12142-офи м).

## Литература

- 1. J. M. Ostermann, P. Debernardi, R. Michalzik. *Optimized integrated surface grating design for polarization-stable VCSELs*. IEEE J. Quantum Electron. 2006. V. 42. P. 690.
- 2. G. R. Hadley. *Effective index model for vertical-cavity surface-emitting lasers*. Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 1483—1485.
- Н. А. Малеев, А. Г. Кузьменков, М. М. Кулагина, Ю. М. Задиранов, А. П. Васильев, С. А. Блохин, А. С. Шуленков, С. И. Трошков, А. Г. Гладышев, А. М. Надточий, М. М. Павлов, М. А. Бобров, Д. Е. Назарук, В. М. Устинов. Пространственно-одномодовые полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры с неплоским верхним распределенным брэгговским отражателем. ФТП. 2013. Т. 47. С. 985—989.
- 4. J. M. Dallesasse, N. Holonyak, Jr. Oxidation of Al-bearing III-V materials: A review of key progress. J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 051101.

# Single-Mode Polarization-Stable 850 nm Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Rhomboidal Current Aperture

<u>N. A. Maleev</u><sup>a</sup>, M. A. Bobrov<sup>a</sup>, S. A. Blokhin<sup>a</sup>, A. G. Kuzmenkov<sup>a,b</sup>, M. M. Kulagina<sup>a</sup>, Yu. M. Zadiranov<sup>a</sup>, A. A. Blokhin<sup>c</sup>, A. P. Vasil'ev<sup>a,b</sup>, A. G. Gladyshev<sup>a,b</sup>, A. G. Fefelov<sup>d</sup>, V. M. Ustinov<sup>a</sup>

 <sup>a</sup> A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St.Petersburg, Russia
 <sup>b</sup> Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research and Engineering Center of Russian Academy of Sciences, St.Petersburg, Russia
 <sup>c</sup> Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, St.Petersburg, Russia
 <sup>d</sup> Joint stock company "Research Production Enterprise "Salut", N.Novgorod, Russia

The new approach for single-mode polarization-stable vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) is proposed. It's based on rhomboidal selectively-oxidized current aperture combined with intracavity-contacts. Rhomboidal-aperture intracavity-contact VCSELs based on MBE-grown AlInGaAs heterostructures were fabricated and investigated for different aperture sizes. Devices with aperture size of 1—2.5  $\mu$ m demonstrate continuous-wave single-mode lasing at 845—852 nm with side-mode suppression ratio (SMSR) >30 dB, threshold current less than 1 mA, output power of 1—2.5 mW and orthogonal polarization suppression ration (OPSR) >20 dB for operation range temperature of 20—80 °C.

**Keywords:** vertical-cavity surface-emitting laser, nanoheterostructure, single-mode lasing, polarization, selective oxidation, current aperture.

# Влияние времени жизни фотонов в резонаторе и объема моды на характеристики вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с оксидной токовой апертурой

<u>С. А. Блохин</u><sup>a</sup>, М. А. Бобров<sup>a</sup>, А. А. Блохин<sup>б</sup>, А. Г. Кузьменков<sup>в</sup>, Ю. М. Задиранов<sup>a</sup>, Н. А. Малеев<sup>a</sup>, В. М. Устинов<sup>a</sup>

 <sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: blokh@mail.ioffe.ru
 <sup>б</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
 <sup>6</sup> Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской АН, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние объема моды (контроль размера токовой апертуры) и времени жизни фотонов в резонаторе (контроль коэффициента отражения зеркала) на характеристики вертикальноизлучающих лазеров (ВИЛ) спектрального диапазона 850 нм. Быстродействие широкоапертурных ВИЛ в основном лимитируется эффектом саморазогрева, тогда как демпфирование релаксационных колебаний ограничивает предельную частоту эффективной модуляции узкоапертурных ВИЛ. Падение дифференциального усиления при малых размерах апертур (вследствие дифракционных потерь на апертуре) частично компенсирует положительный эффект уменьшения времени жизни фотонов в резонаторе и ограничивает диапазон токовых апертур, при которых наблюдается повышение частоты эффективной модуляции до 24—25 ГГц при размерах апертур 4—6 мкм для заданной конструкции ВИЛ.

Ключевые слова: гетероструктура, вертикально-излучающий лазер, частота модуляции.

#### Введение

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ, vertical cavity surface emitting lasers) ближнего ИК диапазона широко применяются в современных оптических системах хранения и передачи данных [1]. В последние годы особое внимание уделяется проблеме повышения быстродействия ВИЛ в режиме прямой токовой модуляции. Снижение приборной емкости и увеличение дифференциального усиления позволило поднять частоту модуляции ВИЛ до 20 ГГц [2, 3]. Дальнейший прогресс связан с уменьшением объема моды (контроль размера токовой апертуры) и подавлением эффекта демпфирования релаксационных колебаний (контроль времени жизни фотонов в резонаторе) [4, 5]. В настоящей работе представлены результаты детальных исследований эффективности такого комбинированного подхода на характеристики ВИЛ спектрального диапазона 850 нм.

## 1. Конструкция

В качестве базовой конструкции ВИЛ выбрана геометрия с выводом света вверх двумя легированными полупроводниковыми распределенными брэгговскими отражателями (РБО) на основе AlGaAs и оксидной токовой апертурой. Детали эпитаксиальной и приборной конструкции исследуемых лазеров приведены в работе [6]. Чипы ВИЛ для исследований переданы компанией Коннектор Оптикс (Санкт-Петербург). Размер токовой апертуры варьировался в диапазоне 1.5—10 мкм путем изменения размера мезаструктуры прибора при фиксированной глубине окисления апертурных слоев AlGaAs. Управление временем жизни фотонов в резонаторе осуществлялось путем вариации потерь на вывод излучения в диапазоне 0.3—1.8% на проход при изменении толщины приповерхностного слоя (так как происходит модификация коэффициента отражения верхнего зеркала).

#### 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1, а представлены ключевые статические характеристики лазеров с низкими потерями на вывод излучения, измеренные в непрерывном режиме работы при комнатной температуре. С уменьшением размера токовой апертуры сначала наблюдается падение порогового тока пропорционально площади светоизлучающей области, но затем происходит резкий рост порога генерации, что также коррелирует с падением дифференциальной эффективности лазеров. Обнаруженный эффект связан с резким повышением внутренних оптических потерь с 0.16 до 0.5 % из-за поглощения света в непрокачиваемых областях на периферии активной области и дифракции света на оксидной апертуре, и падением эффективности токовой инжекции с 73 до 35 % из-за роста токов утечки при повышенной плотности носителей. Следует отметить, что увеличение потерь на вывод излучения приводит к повышению дифференциальной эффективности в 1.5—2 раза и возрастанию порогового тока на 25—30 %.



Рис. 1. Зависимости дифференциальной эффективности и порогового тока ВИЛ с низкими потерями на вывод излучения от размера токовой апертуры (*a*) и зависимости внутренних оптических потерь и эффективности токовой инжекции ВИЛ от размера токовой апертуры (*б*).

Согласно результатам малосигнального частотного анализа, уменьшение размера токовой апертуры с 10 до 1.5 мкм ведет к падению эффективного объема моды более чем на два порядка и, как следствие, к стремительному росту скорости нарастания частоты эффективной модуляции с ~7.5 до 21—22 ГГц/мА<sup>1/2</sup>. Однако предельная частота эффективной модуляции (по уровню –3 дБ) лазеров с низкими потерями на вывод излучения быстро насыщается на уровне 20—21 ГГц (см. рис. 2, *a*). Поскольку частота отсечки фильтра низких частот, образованного сопротивлениями и емкостями прибора, превышает 24 ГГц, данный эффект может быть связан либо с тепловыми эффектами (падение усиления вследствие саморазогрева лазера), либо с демпфированием релаксационных осцилляций, так называемый *К*-фактор, в лазерах с низкими потерями на вывод излучения слабо зависит от размера токовой апертуры. Однако быстродействие широкоапертурных лазеров в основном определяется тепловыми эффектами, а узкоапертурных — демпфированием релаксационных осцилляций.

Оценки показывают, что увеличение потерь на вывод излучения, ведет к падению времени жизни фотонов до уровня 1—1.2 пс, но К-фактор демонстрирует более сложное поведение: 2-кратное падение в широкоапертурных лазерах и 20 %-ный рост в узкоапертурных лазерах (см. рис. 2, б). Данный эффект, по-видимому, связан с нелинейностью усиления (так как оптическое усиление зависит не только от плотности носителей заряда, но и от плотности фотонов). Однако фактор компрессии усиления слабо зависит от размера апертуры и потерь на вывод излучения и находится в диапазоне (1.5—2) · 10<sup>-17</sup> см<sup>3</sup>. Следовательно, сложный характер зависимости К-фактора от размера апертуры в случае высоких потерь на вывод излучения обусловлен драматическим изменением дифференциального усиления. В самом деле, значительный рост внутренних оптических потерь с уменьшением размеров токовой апертуры ведет к росту пороговой плотности тока от 1.1 до 30 кА/см<sup>2</sup> и, как следствие, к заметному падению дифференциального усиления с  $11 \cdot 10^{-16}$  до  $5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Отметим, что увеличение потерь на вывод излучения только усугубляет ситуацию и предельная частота модуляции узкоапертурных лазеров падет ниже 20 ГГц в отличие от широкоапертурных лазеров. Конкуренция между положительным эффектом снижения времени жизни фотонов в резонаторе и негативным эффектом падения дифференциального усиления ограничивает предельную частоту эффективной модуляции на уровне 24-25 ГГц.



Рис. 2. Зависимости предельной частоты эффективной модуляции (*a*) и *К*-фактора (*б*) от размера токовой апертуры ВИЛ с низкими и высокими потерями на вывод излучения.

Дальнейшее повышение быстродействия лазеров исследуемой конструкции связано с оптимизацией конструкции апертурных слоев (компромисс между дифракционными потерями на апертуре и малым объемом моды) и минимизацией саморазогрева лазера (снижением выделяемой тепловой мощности и более эффективным отводом тепла от активной области).

## Заключение

Исследовано влияние времени жизни фотонов в оптическом микрорезонаторе (путем изменения коэффициента отражения выводного зеркала) и объема моды (путем вариации размера токовой апертуры) на характеристики ВИЛ спектрального диапазона 850 нм с легированными распределенными брэгговскими отражателями и оксидной токовой апертурой. Быстродействие широкоапертурных ВИЛ в основном лимитируется эффектом саморазогрева, тогда как демпфирование релаксационных колебаний ограничивает предельную частоту эффективной модуляции узкоапертурных ВИЛ. Падение дифференциального усиления при малых размерах апертур (вследствие дифракционных потерь на апертуре) частично компенсирует положительный эффект уменьшения времени жизни фотонов в резонаторе и ограничивает диапазон токовых апертур, при которых наблюдается повышение частоты эффективной модуляции до 24—25 ГГц при размерах апертур 4—6 мкм для заданной конструкции ВИЛ.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность С. И. Трошкову (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) за исследования приборных структур методом растровой электронной микроскопии и Е. В. Никитине (СПб АУ НОЦНТ РАН) за предоставление СВЧ-оборудования.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (RFMEFI57714X0001), Российского фонда фундаментальных исследований (14-02-00962, 13-02-12142-офи\_м).

## Литература

- 1. Optical Fiber Telecommunications Volume VIA: Components and Subsystems. Eds. I. Kaminow, T. Li, and A.E. Willner. Academic Press, 2013.
- 2. P. Westbergh, J.S. Gustavsson, B. Kögel, E. Haglund, A. Larsson, A. Mutig, A. Nadtochiy, D. Bimberg, A. Joel. Electron. Lett. 2010. V. 46. P. 1014–1016.
- A. Mutig, S. A. Blokhin, A. M. Nadtochiy, G. Fiol, J. A. Lott, V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P.1 31101.
- 4. F. Tan, C. H. Wu, M. Feng, N. Holonyak, Jr. Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 191107.
- 5. P. Westbergh, R. Safaisini, E. Haglund, B.Kögel, J.S. Gustavsson, A. Larsson, M. Geen, R. Lawrence, A. Joel. Electron. Lett. 2012. V. 48. P. 1145–1147.

L. Ya. Karachinsky, S. A. Blokhin, I. I. Novikov, N. A. Maleev, A. G. Kuzmenkov, M. A. Bobrov, J. A. Lott, N. N. Ledentsov, V. A. Shchukin, J. R. Kropp, D. Bimberg. Semicond. Sci. Technol. 2013. V. 28. P. 065010.

# Impact of Photon Lifetime and Mode Volume on Characteristics of 850 nm Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers

<u>S. A. Blokhin</u><sup>a</sup>, M. A. Bobrov<sup>a</sup>, A. A. Blokhin<sup>b</sup>, A. G. uzmenkov<sup>c</sup>, Yu. M. Zadiranov<sup>a</sup>, N. A. Maleev<sup>a</sup>, V. M. Ustinov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, St.Petersburg, Russia; e-mail: blokh@mail.ioffe.ru <sup>b</sup> Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, St.Petersburg, Russia <sup>c</sup> Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research and Engineering Center, Russian Academy of Sciences, St.Petersburg, Russia

We investigate the simultaneous influence of photon lifetime (via mirror loss) and mode volume (via aperture size) on the performance of 850 nm vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSEL). It was also found that the dynamic characteristic of the large aperture VCSELs are mainly limited by the self-heating effect, while the damping effect sets the intrinsic limit of the reachable modulation bandwidth for smaller aperture VCSELs. The decrease of the differential gain (caused by the increased scattering loss) with aperture partially compensates the positive effect of the reduced photon lifetime and leads to an optimum aperture range for maximizing the optical bandwidth: up to 24—25 GHz at aperture 4—6  $\mu$ m for the given VCSELs design.

Keywords: heterostructure, vertical-cavity surface-emitting laser, optical modulation bandwidth.

# Внутренние оптические потери в импульсных полупроводниковых лазерах на основе квантоворазмерной двойной AlGaAs/InGaAs/GaAsгетероструктуры с раздельным ограничением

<u>Н. А. Пихтин</u>, Д. А. Веселов, А. В. Лютецкий, Д. Н. Николаев, Д. А. Романович, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, И. С. Шашкин, И. С. Тарасов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru

Проведены исследования температурных и токовых зависимостей внутренних оптических потерь в мощных полупроводниковых лазерах на основе квантоворазмерных двойных AlGaAs/InGaAs/GaAsгетероструктур с раздельным ограничением. Мезаполосковые лазеры с апертурой 100 мкм, излучающие в диапазоне 900—1100 нм, исследованы в широком диапазоне импульсных (длительность импульса 100 нс) токов накачки и температур (0—140 °C). Разработана методика определения коэффициента поглощения на свободных носителях заряда в слоях лазерной гетероструктуры при импульсной токовой накачке полупроводниковых лазеров. Установлено, что рост внутренних оптических потерь на свободных носителях с увеличением уровня импульсной токовой накачки является одной из основных причин насыщения ватт-амперной характеристики мощных полупроводниковых лазеров. Исследовано влияние параметров резонатора Фабри—Перо полупроводникового лазера на внутренние оптические потери. Показана возможность выбора оптимального соотношения внутренних и внешних оптических потерь вариацией параметров резонатора полупроводникового лазера.

Ключевые слова: лазерная гетероструктура, полупроводниковый лазер, внутренние оптические потери, оптическая мощность.

## Введение

Мощные импульсные полупроводниковые лазеры, излучающие в диапазоне длин волн 900-1100 нм, находят в настоящее время широкое применение в оптических системах мониторинга, медицине и системах специального назначения. Одно из основных требований к такому типу лазерных источников — максимальная пиковая оптическая мощность с минимальной апертуры излучения. В отличие от непрерывных полупроводниковых лазеров, где оптическая мощность ограничена тепловым разогревом кристалла, импульсный режим накачки полупроводникового лазера ( $\tau < 100$  нс, f = 1 кГц) позволяет достигать больших значений оптической мощности в импульсе. Однако при высоких уровнях импульсной токовой накачки полупроводниковых лазеров наблюдается насыщающаяся ватт-амперная характеристика (ВтАХ) независимо от технологии изготовления и состава используемых полупроводниковых твердых растворов [1-3]. Большое количество работ посвящено исследованию факторов, определяющих насыщающийся характер ВтАХ при высоких уровнях токовой накачки, среди них рост концентрации носителей заряда в волноводных слоях, токовые утечки электронов в волноводе и р-эмиттере, генерация высших поперечных мод, насыщение усиления и "выжигание" носителей заряда [1—7], немгновенный захват носителей в наноразмерную активную область [8]. В настоящем докладе представлены экспериментальные и теоретические исследования возможных причин насыщения оптической мощности в импульсных полупроводниковых лазерах на основе системы твердых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs при высоких уровнях токовой накачки.

## 1. Внутренние оптические потери и делокализация носителей заряда в мощных импульсных полупроводниковых лазерах

Исследованы различные типы лазерных двойных гетероструктур раздельного ограничения с квантово-размерной активной областью на основе системы твердых растворов InGaAs/AlGaAs/GaAs. Структуры изготовлены методом MOC-гидридной эпитаксии на модифицированной установке EMCORE-GS/3100 [9] и различаются геометрией и составом эмиттеров, волноводов, количеством и толщиной квантовых ям. Одиночные полупроводниковые лазеры с апертурой излучения 100 мкм изготовлены по стандартной технологии с применением типовой конструкции активного элемента "глубокая меза", которая предусматривает заключение области протекания тока между протравленными через всю лазерную структуру глубокими наклонными мезами [10,11]. Для наблюдения спонтанного излучения в исследуемых образцах формировалось окно в верхнем контактном омическом слое со стороны подложки. Размеры окна 100×50 мкм обеспечивают постоянство доли выходящего из окна спонтанного излучения во всем диапазоне токов накачки. В такой геометрии эксперимента удается снизить долю стимулированного излучения при регистрации спонтанной составляющей излучения активной области лазерной структуры. Для исследований электролюминесцентных характеристик полупроводниковых лазеров использован блок накачки токовыми импульсами с изменяемой амплитудой до 200 А, длительностью 100 нс, частотой 1кГц. Исследование проведено в диапазоне амплитуд токов, при которых наблюдается насыщение ВтАХ лазера в импульсном режиме и мала вероятность деградации образцов.

Установлено, что интенсивность спонтанного излучения из активной области с увеличением импульсного тока накачки растет за порогом генерации. Это обусловлено ростом концентрации носителей заряда в активной области, вызванным увеличением модального усиления для компенсации возрастающих с током внутренних оптических потерь. Показано, что рост внутренних оптических потерь с увеличением уровня импульсной токовой накачки — одна из основных причин насыщения BTAX мощных полупроводниковых лазеров.

Исследование спонтанного излучения также проводилось с целью обнаружить процесс делокализации носителей заряда из активной области в волноводные слои при увеличении амплитуды токовой накачки. Для этого изучено поведение линии, отвечающей рекомбинации носителей заряда с энергетических уровней волновода, при увеличении тока накачки. Установлено, что явление делокализации носителей заряда в полупроводниковом лазере при высоких уровнях токовой накачки в импульсном режиме генерации обусловлено в основном выбросом в волновод электронов, а не дырок. Экспериментально определено два способа подавления процесса делокализации носителей заряда в лазерах, работающих в импульсном режиме в спектральном диапазоне 0.9—1.1 мкм: увеличение энергетической глубины активной области за счет увеличения ширины запрещенной зоны волновода и использование волновода сложной конструкции, содержащей потенциальный энергетический барьер для электронов в *p*-области. Необходимо отметить, что найденные решения по подавлению процесса делокализации приводят к увеличению внутреннего квантового выхода стимулированного излучения с одновременным некоторым повышением внутренних оптических потерь.

## 2. Исследование коэффициента поглощения в слоях гетероструктуры полупроводникового лазера

Для определения темпов роста внутренних оптических потерь с увеличением токов накачки разработана и использована методика исследования коэффициента поглощения в работающем полупроводниковом лазере зондирующим более длинноволновым излучением другого лазера. Обнаружено, что в слоях гетероструктуры полупроводникового лазера зондирующее излучение испытывает дополнительное поглощение с ростом уровня импульсной токовой накачки. Рост поглощения в непрокачиваемой части кристалла пренебрежимо мал и, вероятно, объясняется растеканием тока и частичным распространением зондирующего излучения в прокачиваемой области. Обнаруженный резкий рост коэффициента поглощения при низком токе накачки (<2 A (0.4 кA/cm<sup>2</sup>)), вероятнее всего, связан с ростом концентрации носителей заряда в квантовых ямах активной области. После достижения порога лазерной генерации концентрация носителей заряда в квантовых ямах почти не изменяется, и рост поглощения на свободных носителях заряда замедляется. Далее с увеличением тока накачки обнаружен практически линейный рост коэффициента поглощения, который по величине и характеру соответствует росту внутренних оптических потерь с повышением плотности тока накачки, о котором сообщалось выше. Применение этой методики исследований позволило определить как один из наиболее вероятных механизмов роста внутренних оптических потерь — механизм, связанный с ростом поглощения на свободных носителях заряда в слоях лазерной гетероструктуры при увеличении уровня токовой накачки. Предложенная методика позволяет в частности определять изменение коэффициента поглощения на свободных носителях заряда в квантовых ямах при различных токах накачки вблизи порога лазерной генерации, что может быть очень полезно при исследовании лазеров на основе гетероструктур различных конструкций.

## 3. Влияние параметров лазерного резонатора на насыщение ватт-амперных характеристик лазеров в импульсном режиме

Исследованы BтAX лазеров с различными параметрами резонатора. Продемонстрировано, что в мощных полупроводниковых лазерах к увеличению линейности BтAX приводят увеличение ширины полоска, использование обоих просветленных зеркал резонатора, значительное увеличение просветления выходного зеркала стандартного лазера. Изменение длины лазерного резонатора в определенном диапазоне длин (2—5 мм) практически не оказывает влияния или слабо влияет на мощностные характеристики лазера в импульсном режиме. Построена компьютерная программа расчета распределения концентраций носителей заряда и фотонов вдоль резонатора, а также выходной оптической мощности при определенном токе (или плотности тока) накачки. Обнаружено, что выжигание носителей заряда стимулированным излучением не является основной причиной насыщения BтAX лазеров, однако этот эффект должен учитываться при расчете, поскольку оказывает влияние на его результаты, особенно в случае лазеров с сильно неравномерным распределением фотонов вдоль резонатора.

## Литература

- 1. X. Wang, P. Crump, H. Wenzel, A. Liero, T. Hoffmann, A. Pietrzak, C. M. Schultz, A. Klehr, A. Ginolas, S. Einfeldt, F. Bugge, G. Erbert, G. Tränkle. IEEE J. Quantum Electron. 2010. V.46(5). P. 658.
- Д. А. Винокуров, В. А. Капитонов, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, А. Л. Станкевич, М. А. Хомылев, В. В. Шамахов, К. С. Борщев, И. Н. Арсентьев, И. С. Тарасов. ФТП. 2007. Т. 41(8). С. 1003.
- 3. Д. Р. Мифтахутдинов, И. В. Акимова, А. П. Богатов, Т. И. Гущик, А. Е. Дракин, Н. В. Дьячков, В. В. Поповичев, А. П. Некрасов. Квант. электрон. 2008. Т. 38(11). С. 993.
- 4. С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, Н. А. Пихтин, К. С. Борщев, Д. А. Винокуров, И. С. Тарасов. ФТП. 2006. Т. 40(8). С. 1017.
- 5. H. Wenzel, P. Crump, A. Pietrzak, C. Roder, X. Wang, G. Erbert. Opt. Quantum Electron. 2010. V.41. P. 645.
- 6. B. S. Ryvkin, E. A. Avrutin. J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 123103; 2011. V. 109. P. 043101.
- С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, И. С. Шашкин, В. В. Золотарев, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов. ФТП. 2014. Т. 48(5). С. 705.
- 8. З. Н. Соколова, И. С. Тарасов, Л. В. Асрян. ФТП. 2011. Т. 45(11). С. 1553.
- П. В. Булаев, В. А. Капитонов, А. В. Лютецкий, А. А. Мармалюк, Д. Б. Никитин, Д. Н. Николаев, А. А. Падалица, Н. А. Пихтин, А. Д. Бондарев, И. Д. Залевский, И. С. Тарасов. ФТП. 2012. Т. 36(9). С. 1144.
- 10. С. О. Слипченко, Д. А. Винокуров, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, А. Л. Станкевич, Н. В. Фетисова, А. Д. Бондарев, И. С. Тарасов. ФТП. 2009. Т. 43(10). С. 1409.
- 11. С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, Д. А. Винокуров, А. Л. Станкевич, А. Ю. Лешко, Н. А. Пихтин, В. В. Забродский, И.С. Тарасов. ФТП. 2011. Т. 45(10). С. 1431.

# Internal Optical Loss in Pulsed Semiconductor Lasers Based on AlGaAs/InGaAs/GaAs Separate Confinement Quantum Well Double Heterostructure

<u>N. A. Pikhtin</u>, D. A. Veselov, . V. Lyutetskiy, D. N. Nikolaev, D. A. Romanovich, S. O. Slipchenko, Z. N. Sokolova, I. S. Shashkin, I. S. Tarasov<sup>c</sup>

Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg, Russia; e-mail:nike@hpld.ioffe.ru

Temperature and current dependencies of internal optical loss in high power semiconductor lasers based on AlGaAs/InGaAs/GaAs separate confinement quantum well double heterostructure have been investigated.

Mesastripe 100-µm aperture lasers emitting in 900—1100 nm range have been investigated in wide range of 100ns-pulsed drive currents and temperatures (0—140 °C). A technique of an absorption coefficient study in laser heterostructure layers under pulsed current excitation of semiconductor lasers has been developed. It has been established, that an increase of internal optical loss on free carriers with pulse pump current rise is one of the dominant causes of high power laser diodes light-current characteristic saturation. The dependence of Fabry—Perot resonator parameters on internal optical loss has been studied. An option of optimal correlation of internal and external optical losses changing of Fabry—Perot resonator parameters has been shown.

Keywords: laser heterostructure, semiconductor laser, internal optical loss, optical output power.

# Метод определения скорости захвата носителей заряда в квантовую яму в полупроводниковом лазере

<u>3. Н. Соколова</u><sup>a</sup>, К. В. Бахвалов<sup>a</sup>, А. В. Лютецкий<sup>a</sup>, Н. А. Пихтин<sup>a</sup>, И. С. Тарасов<sup>a</sup>, Л. В. Асрян<sup>б</sup>

<sup>*a*</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: zina.sokolova@mail.ioffe.ru <sup>6</sup>Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, USA

Впервые предложен простой метод определения скорости захвата носителей заряда из трехмерной области в двумерную (квантовую яму), основанный на измерении плотности порогового тока и внутренней дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковом лазере. Кроме скорости захвата метод позволяет определить концентрацию носителей в квантовой яме. Простота метода заключается в том, что плотность порогового тока и внутренняя дифференциальная квантовая эффективность являются основными измеряемыми характеристиками полупроводникового лазера.

Ключевые слова: скорость захвата носителей заряда, квантовая яма, полупроводниковый лазер.

## Введение

Одна из важнейших задач для разработчиков полупроводниковых лазеров с наноразмерной активной областью — повышение мощности выходного оптического излучения. Для достижения больших мощностей ватт-амперная характеристика (ВтАХ) лазера должна оставаться близкой к линейной при высоких уровнях токовой накачки. Однако в полупроводниковых лазерах на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения с низкоразмерной активной областью имеет место насыщение (сублинейность) ВтАХ при больших уровнях токовой накачки. Насыщение ВтАХ в полупроводниковых лазерах может быть обусловлено различными факторами (см., например, [1—12]). Как показано теоретически в [7—12], один из основных факторов, влияющих на рабочие характеристики полупроводниковых лазеров, — замедленный захват носителей заряда из волноводной области в низкоразмерную активную область. В случае лазеров с квантовыми ямами (КЯ) основным параметром в работах [7—12] являлась скорость захвата (capture velocity) носителей заряда в квантовую яму ( $v_{capt, 0}$ ). Скорость захвата — характеристика КЯ, и, таким образом, зависит от ее глубины (т. е. от состава материалов КЯ и окружающих ее слоев) и ширины. Скорость захвата теоретически оценивалась в работах [13—18]. Однако экспериментально скорость захвата в КЯ, насколько нам известно, до сих пор не определялась.

В настоящей работе предлагается простой метод определения скорости захвата носителей заряда в КЯ, основанный на измерении плотности порогового тока ( $j_{th}$ ) и внутренней дифференциальной квантовой эффективности на пороге генерации ( $\eta_{int, th}$ ) а также на использовании теоретической модели [7—12].

## 2. Экспериментальные характеристики лазерной структуры

Исследована экспериментальная лазерная структура с одной КЯ из напряженного твердого раствора InGaAs в качестве активной области и с расширенным волноводом из GaAs (рис. 1). Структура выращена методом МОС-гидридной эпитаксии [19]. С использованием стандартной методики постростовых операций [20] из структуры изготовлен лазер мезаполосковой конструкции с шириной полоска 100 мкм и длиной резонатора Фабри—Перо 2.5 мм.

Для этого лазера измерен спектр излучения и определена длина волны лазерного излучения  $\lambda$  (длина волны в максимуме спектра) (табл. 1). Затем измерена ВтАХ в непрерывном режиме, из которой определены плотность порогового тока  $j_{th}$  и по известной методике [21] внутренняя дифференциальная квантовая эффективность  $\eta_{int, th}$  на пороге генерации (табл. 1). Экспериментальные значения  $j_{th}$  и  $\eta_{int, th}$  далее использованы для расчета скорости захвата носителей в КЯ.



Рис. 1. Схематическая зонная энергетическая диаграмма экспериментальной лазерной структуры; *z* — координата вдоль направления роста структуры.

Таблица 1. Экспериментальные параметры лазерной структуры

Состав вол- новода	Состав напряжен- ной КЯ	Толщина КЯ	λ	$j_{ m th}$	$\eta_{\text{int, th}}$
GaAs	In <sub>0.309</sub> Ga <sub>0.691</sub> As	75 Å	1.063 мкм	117 A/см <sup>2</sup>	0.93

#### 3. Определение скорости захвата носителей заряда в квантовую яму

С использованием толщины КЯ и длины волны излучения  $\lambda$  с помощью [22] определены состав напряженного твердого раствора InGaAs КЯ (табл. 1), эффективные массы электронов и дырок в твердом растворе, а также разрывы краев зоны проводимости  $\Delta E_c$  и валентной зоны  $\Delta E_v$  на гетерогранице КЯ—волновод. Исходя из этих величин, рассчитаны энергии краёв подзон размерного квантования в зоне проводимости и валентной зоне КЯ.

Скорость захвата носителей в пустую одиночную КЯ  $v_{capt, 0}$  может быть найдена с помощью системы уравнений для плотности порогового тока  $j_{th}$  и внутренней дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_{int, th}$  на пороге генерации [8, 9]:

$$j_{\rm th} = j_{\rm th}^{\rm QW} + j_{\rm th}^{\rm OCL}, \qquad (1)$$

$$\eta_{\text{int, th}} = \left(1 + 2 \frac{j_{\text{th}}^{\text{OCL}}}{j_{\text{capt, th}}}\right)^{-1}.$$
(2)

Здесь плотность порогового тока в КЯ

$$j_{\rm th}^{\rm QW} = eB_{\rm 2D} (n^{\rm QW})^2$$
, (3)

плотность порогового тока в волноводе (т. е. в слое оптического ограничения (optical confinement layer (OCL))

$$j_{\rm th}^{\rm OCL} = ebB_{\rm 3D}(n_{\rm th}^{\rm OCL})^2, \qquad (4)$$

*е* — заряд электрона; *b* — ширина волновода (в наших экспериментальных структурах 1.7 мкм);  $B_{2D}$  и  $B_{3D}$  — коэффициенты спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной и объёмной областях (КЯ и волноводе), вычисленные согласно формулам из [23, 24] (для исследуемой экспериментальной структуры  $B_{2D} = 2.45 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $B_{3D} = 2.04 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ );  $n^{\text{QW}}$  и  $n_{\text{th}}^{\text{OCL}}$  — концентрации носителей в КЯ и волноводе на пороге генерации.

Объемная концентрация носителей в волноводе на пороге генерации  $n_{\text{th}}^{\text{OCL}}$  может быть выражена через двумерную концентрацию носителей в КЯ  $n^{\text{QW}}$  [11]:

$$n_{\rm th}^{\rm OCL} = n_1 \frac{n^{\rm QW}}{N_{\rm c}^{\rm 2D}} + \frac{1}{v_{\rm capt,\,0}} \exp\left(\frac{n^{\rm QW}}{N_{\rm c}^{\rm 2D}}\right) B_{\rm 2D} (n^{\rm QW})^2 \,, \tag{5}$$

где

$$n_{\rm l} = N_{\rm c}^{\rm 3D} \exp\left(-\frac{\Delta E_{\rm c} - \varepsilon_{\rm n}^{\rm QW}}{T}\right),\tag{6}$$

 $\varepsilon_n^{QW}$  — энергия края подзоны размерного квантования носителей в КЯ; *T* — температура в энергетических единицах. В нашей экспериментальной структуре глубина КЯ для носителей  $\Delta E_c$  составила 182.3 мэВ, энергия активации носителей из КЯ  $\Delta E_c - \varepsilon_n^{QW} = 135.3$  мэВ.

Объемная эффективная плотность состояний в волноводе и двумерная эффективная плотность состояний в КЯ задаются выражениями:

$$N_{\rm c}^{\rm 3D} = 2 \left( \frac{m_{\rm c}^{\rm OCL} T}{2\pi \ \hbar^2} \right)^{3/2},\tag{7}$$

$$N_{\rm c}^{\rm 2D} = \frac{m_{\rm c}^{\rm QW} T}{\pi \hbar^2} \,. \tag{8}$$

Плотность тока захвата носителей из волновода в квантовую яму на пороге генерации [8, 9]:

$$j_{\text{capt, th}} = ev_{\text{capt, 0}} \exp\left(-\frac{n^{\text{QW}}}{N_{\text{c}}^{\text{2D}}}\right) n_{\text{th}}^{\text{OCL}}.$$
(9)

При полученных из эксперимента значениях  $j_{th}$  и  $\eta_{int, th}$  (см. табл. 1), уравнения (1) и (2) представляют собой систему для нахождения двух неизвестных величин: скорости захвата носителей в пустую одиночную КЯ  $v_{capt, 0}$  и концентрации носителей в КЯ  $n^{QW}$ . Решение этой системы дало для нашей экспериментальной структуры следующие значения:  $v_{capt, 0} = 4.3 \cdot 10^5$  см/с,  $n^{QW} = 1.69 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Вышеприведенное значение  $v_{capt, 0}$  находится в хорошем согласии с теоретическими оценками работ [13—18].

## Заключение

Предложен простой метод определения скорости захвата носителей заряда из трёхмерной области (волноводной области) в двумерную область (КЯ), основанный на использовании экспериментальных плотности порогового тока и внутренней дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковой лазерной структуре. Метод позволяет определить двумерную концентрацию носителей в КЯ, которую иначе не так просто измерить в многослойной лазерной структуре. Простота метода заключается, в частности, в том, что как плотность порогового тока, так и внутренняя дифференциальная квантовая эффективность являются основными лазерными характеристиками, которые обычно определяются для экспериментальных структур. Использование этих экспериментальных значений в системе уравнений (1) и (2) позволило вычислить скорость захвата носителей в квантовую яму  $v_{capt, 0} = 4.3 \cdot 10^5$  см/с, а также концентрацию носителей в квантовой яме  $n^{QW} = 1.69 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

## Благодарности

Работа выполнена в соответствии с Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л. В. А. благодарит U. S. Army Research Office, грант № W911NF-13-1-0445, за поддержку данной работы.

## Литература

- 1. С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, Н. А. Пихтин, К. С. Борщев, Д. А. Винокуров, И. С. Тарасов. Конечное время рассеяния энергии носителей заряда как причина ограничения оптической мощности полупроводниковых лазеров. ФТП. 2006. Т. 40. № 8. С. 1017—1023.
- Д. А. Винокуров, В. А. Капитонов, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, А. Л. Станкевич, М. А. Хомылев, В. В. Шамахов, К. С. Борщев, И. Н. Арсентьев, И. С. Тарасов. Насыщение ватт-амперных характеристик мощных лазеров (lambda =1.0-1.8 мкм) в импульсном режиме генерации. ФТП. 2007. Т. 41. № 8. С. 1003—1009.
- Д. А. Веселов, В. А. Капитонов, Н. А. Пихтин, А. В. Лютецкий, Д. Н. Николаев, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, В. В. Шамахов, И. С. Шашкин, И.С. Тарасов. Насыщение ваттамперных характеристик мощных лазеров (λ = 1.0—1.1 мкм) в импульсном режиме генерации. Квант. электрон. 2014. Т. 44. № 11. С. 993—996.

- 4. Д. Р. Мифтахутдинов, И. В. Акимова, А. П. Богатов, Т. И. Гущик, А. Е. Дракин, Н. В. Дьячков, В. В. Поповичев, А. П. Некрасов. Излучательные характеристики гребнёвых лазеров при больших токах накачки. Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 11. С. 993—1000.
- 5. B. S. Ryvkin, E. A. Avrutin. Non-uniform carrier accumulation in optical confinement layer as ultimate power limitation in ultra-high-power broad-waveguide pulsed InGaAs/GaAs/AlGaAs laser diodes. Electron. Lett. 2006. V. 42, N 22. P. 1283.
- X. Wang, P. Crump, H. Wenzel, A. Liero, T. Hoffmann, A. Pietrzak, C. M. Schultz, A. Klehr, A. Ginolas, S. Einfeldt, F. Bugge, G. Erbert, G. Tränkle. *Root-cause analysis of peak power saturation in pulse-pumped 1100 nm broad area single emitter diode lasers*. IEEE J. Quantum Electron. 2010. V. 46. N 5. P. 658–665.
- L. V. Asryan, S. Luryi, R. A. Suris. Intrinsic nonlinearity of the light-current characteristic of semiconductor lasers with a quantum-confined active region. Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. N 12. P. 2154—2156.
- 8. L. V. Asryan, S. Luryi, R. A. Suris. *Internal efficiency of semiconductor lasers with a quantum-confined active region*. IEEE J. Quantum Electron. 2003. V. 39. N 3. P. 404–418.
- 9. З. Н. Соколова, И. С. Тарасов, Л. В. Асрян. Захват носителей заряда и выходная мощность лазера на квантовой яме. ФТП. 2011. Т. 45, № 11. С. 1553—1559.
- З. Н. Соколова, И. С. Тарасов, Л. В. Асрян. Влияние числа квантовых ям в активной области на линейность ватт-амперной характеристики полупроводникового лазера. ФТП. 2012. Т. 46. № 8. С. 1067—1073.
- 11. L. V. Asryan, Z. N. Sokolova. Optical power of semiconductor lasers with a low-dimensional active region. J. Appl. Phys. 2014. V. 115. P. 023107.
- 12. З. Н. Соколова, И. С. Тарасов, Л. В. Асрян. *Расчет мощностных характеристик полупроводниковых лазеров с квантовыми ямами при одновременном учете электронов и дырок.* Квант. электрон. 2014. Т. 44. № 9. С. 801—805.
- 13. I. N. Yassievich, K. Schmalz, M. Beer. *Capture and emission of carriers in semiconductor quantum wells*. Semicond. Sci. Technol. 1994. V. 9. N 10. P. 1763.
- 14. E. Rosencher, B. Vinter, F. Luc, L. Thibaudeau, P. Bois, J. Nagle. *Emission and capture of electrons in multiquantum-well structures*. IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30. N 12. P. 2875—2888.
- 15. C. Y. Tsai, Y. H. Lo, R. M. Spencer, L. F. Eastman. Nonlinear gain coefficients in semiconductor quantum-well lasers: effects of carrier diffusion, capture, and escape. IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 1995. V. 1. P. 316.
- 16. С. А. Соловьев, И. Н. Яссиевич, В. М. Чистяков. Захват носителей в квантовые ямы и их термический выброс в полупроводниках А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup>. ФТП. 1995. Т. 29. № 7. С. 1264—1276.
- 17. R. A. Suris. *Prospects for quantum dot structures applications in electronics and optoelectronics*. NATO ASI Ser. E. 1996. V. 323. P. 197–208.
- 18. A. Dargys, J. Kundrotas. *Impact ionization of excitons by hot carriers in quantum wells*. Semicond. Sci. Technol. 1998. V. 13. N 11. P. 1258.
- 19. П. В. Булаев, В. А. Капитонов, А. В. Лютецкий, А. А. Мармалюк, Д. Б. Никитин, Д. Н. Николаев, А. А. Падалица, Н. А. Пихтин, А. Д. Бондарев, И. Д. Залевский, И.С. Тарасов. InGaAs/GaAs/AlGaAs-лазеры с широким контактом, полученные методом MOCгидридной эпитаксии. ФТП. 2002. Т. 36. № 9. С. 1144—1148.
- 20. А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, З. Н. Соколова, Н. В. Фетисова, Е. Г. Голикова, Ю. А. Рябоштан, И. С. Тарасов. Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур (lambda =1.3-1.6 мкм). ФТП. 2002. Т. 36. С. 1393—1399.
- С. О. Слипченко, Д. А. Винокуров, Н. А. Пихтин, З. Н. Соколова, А. Л. Станкевич, И. С. Тарасов, Ж. И. Алферов. Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения. ФТП. 2004, Т. 38. № 12. С. 1477—1486.
- 22. M. P. C. Krijn. *Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys*. Semicond. Sci. Technol. 1991. V. 6. N 1. P. 27-31.

- 23. Л. В. Асрян. Спонтанная излучательная рекомбинация и безызлучательная ожерекомбинация в квантоворазмерных гетероструктурах. Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 12. С. 1117–1120.
- 24. L. V. Asryan, R. A. Suris. *Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser*. Semicond. Sci. Technol. 1996. V. 11. N 4. P. 554.

# Method for Determination of Capture Velocity of Charge Carriers into a Quantum Well in a Semiconductor Laser

<u>Z. N. Sokolova <sup>a</sup></u>, K. V. Bakhvalov <sup>a</sup>, A. V. Lyutetskii <sup>a</sup>, N. A. Pikhtin <sup>a</sup>, I. S. Tarasov <sup>a</sup>, L. V. Asryan <sup>b</sup>

<sup>a</sup> I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; e-mail: zina.sokolova@mail.ioffe.ru

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

A simple method for determination of the capture velocity of charge carriers from a three-dimensional region (waveguide region) into a two-dimensional region (quantum well) is proposed. The method is based on measurement of the threshold current density and internal differential quantum efficiency in a semiconductor laser structure. The method also allows determining the two-dimensional carrier density in a quantum well, which is otherwise not so easy to measure in a multilayer laser structure.

Keywords: capture velocity, quantum well, semiconductor laser.

# Стимулированное излучение GaAs/InGaAs-структуры с тонкими InGaP-слоями, выращенной на Ge/Si-подложке

С. М. Некоркин<sup>а</sup>, Б. Н. Звонков<sup>а</sup>, <u>Н. В. Дикарева</u><sup>а</sup>, В. Г. Шенгуров<sup>а,б</sup>, С. А. Денисов<sup>а,б</sup>, А. А. Дубинов<sup>б,в</sup>, В. Я. Алёшкин<sup>б,в</sup>, К. Е. Кудрявцев<sup>б,в</sup>, П. А. Юнин<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия; e-mail: dnat@ro.ru <sup>б</sup> Институт физики микроструктур Российской АН, Нижний Новгород, Россия <sup>в</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты исследования лазерной InGaP/GaAs/InGaAs-гетероструктуры, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке Si(100) с предварительно осажденным методом газофазного осаждения с использованием горячей проволоки (Hot Wire Chemical Vapor Deposition) тонким буферным слоем Ge. Получено стимулированное излучение на длине волны 920 нм при оптической накачке.

**Ключевые слова:** кремний, германий, полупроводники А<sup>III</sup>В<sup>V</sup>, лазерная гетероструктура, оптическая накачка, стимулированное излучение.

## Введение

На сегодняшний день актуально направление интеграции кремниевой электроники с оптическими элементами на основе полупроводников  $A^{III}B^V$ , что в перспективе позволит использовать преимущества кремния и прямозонных полупроводников на одном чипе [1]. Однако большое рассогласование параметров решетки (~4 %) и значительное различие температурных коэффициентов расширения (59 %) [2] создают серьезную проблему объединения Si- и GaAsэлементов на подложке Si. Хотя работ, направленных на создание  $A^{III}B^V$ -лазеров на Siподложках, много (см., например, [3—6]), большинство из них посвящено разработке лазерных GaAs гетероструктур с применением слоев AlGaAs, не только сильно ужесточающих требования к исходным источникам материалов, но и значительно усложняющих процесс эпитаксии ввиду высокой химической активности алюминия. В этом отношении весьма перспективны полупроводниковые InGaP/GaAs лазеры, обладающие повышенной устойчивостью к окислению и, соответственно, к катастрофическому разрушению, по сравнению с AlGaAs/GaAs лазерами. Несмотря на столь явное преимущество, работы, связанные с созданием InGaP/GaAs-лазеров на Si-подложках, отсутствуют.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследования лазерной InGaP/GaAs/InGaAs-гетероструктуры, выращенной методом MOC-гидридной эпитаксии на Si(100) подложке, разориентированной на 4°, на которой предварительно методом HWCVD был выращен тонкий (~0.5 мкм) слой Ge.

# 1. Методика изготовления структуры

## 1.1 Выращивание Ge-буферного слоя

Буферные слои Ge выращивали методом HWCVD. В качестве подложки использовали пластины Si(100) с удельным сопротивлением  $\rho = 10$  Ом · см, разориентированные на 4°. После *in situ* подготовки подложки в высоковакуумной установке выращивали буферный слой кремния толщиной 100 нм. Затем при температуре подложки кремния 350 °C выращивался слой германия. Для этого в камеру роста напускался газ моногерман (GeH<sub>4</sub>) до давления 4 · 10<sup>-4</sup> торр, который разлагался на нагретой до 1450 °C танталовой полоске. Дополнительный отжиг слоев Ge не проводился. Толщина слоев Ge ~500 нм; плотность прорастающих дислокаций, отождествляемая с плотностью ямок травления, после селективного химического травления составляла 5 · 10<sup>5</sup>—10<sup>6</sup> см<sup>-2</sup>. Исследованная методом атомно-силовой микроскопии подобная структура

имела гладкую, однородную поверхность Ge ( $RMS \le 0.56$  нм). Данные метода вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) свидетельствовали о резкой границе раздела между слоем Ge и подложкой Si [7].

## 1.2 Рост GaAs/InGaAs гетероструктуры с тонкими InGaP слоями

На Ge/Si(100)-подложке методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе при атмосферном давлении последовательно выращены эпитаксиальные слои: низкотемпературный буферный слой *n*-GaAs толщиной 120 нм, 20 периодов InGaAs/GaAs сверхрешетки общей толщиной 1260 нм, ограничительный *n*-InGaP слой 28 нм, волноводный GaAsслой 3008 нм, четыре квантовые ямы InGaAs толщиной 9 нм, разделенные слоями GaAs 141 нм, волноводный GaAs 3948 нм, ограничительный *p*-InGaP слой 28 нм, контактный  $p^+$ -GaAs 282 нм.

Перед началом роста структуры проводился отжиг Ge/Si-подложки в течение 5 мин в потоке водорода при 690 °C, затем выращивался тонкий низкотемпературный буферный слой GaAs при T = 480 °C. Далее выращивались слои излучающей структуры при T = 650 °C. Содержание In в составе твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As сверхрешетки ~ 5%, доля фосфора в составе ограничительных слоев ~50%. Общая толщина InGaP/GaAs/InGaAsreetepocrpyктуры ≈9.6 мкм.

#### 2. Экспериментальные результаты

Проверка качества эпитаксиальных слоев структуры, выращенных на Ge/Si-подложке, проведена методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. На рис. 1 представлена дифракционная картина исследуемой гетероструктуры, пик с угловым положением  $66.11^{\circ}$  соответствует слою GaAs, с углом  $69.14^{\circ}$  — Si-подложке. Ширина пика GaAs на полувысоте максимума составила  $0.09^{\circ}$ , что указывает на достаточно хорошее качество структуры (на сегодняшний момент лучшее значение  $\sim 0.01^{\circ}$  для слоев GaAs общей толщиной  $\sim 1$  мкм, выращенных на Si-подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии [8]). Присутствие на дифракционной картине сателлитов сверхрешетки InGaAs/GaAs с малым содержанием In в составе твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As также свидетельствует в пользу высокого качества гетероструктуры.



Рис. 1. Спектр рентгеновской дифракции InGaP/GaAs/InGaAs-гетероструктуры, выращенной на Ge/Si подложке.

Исследования спектральных характеристик гетероструктуры проведены при температуре 77 К в режиме оптической накачки параметрическим генератором света MOPO-SL (Spectra-Physics) с длительностью импульса 10 нс и длиной волны 650 нм. В качестве приемника излучения использовалась диодная линейка (диапазон работы 0.62—2.20 мкм). Структура расколота на тонкие полоски шириной 4 мм. Зеркалами служили сколы граней (110). Исследуемая структура предварительно не утончалась, ввиду чего качество сколов было невысоким. Освещался край полоски площадью 10 мм<sup>2</sup>.



Рис. 2. Спектры стимулированного излучения (*a*) гетероструктуры на Ge/Si-подложке при оптическом возбуждении с плотностью мощности накачки 21 (*1*), 25 (*2*) и 28 кВт/см<sup>2</sup> (*3*) и зависимость интенсивности стимулированного излучения от плотности мощности оптической накачки (*б*); *T* = 77 К.

Наблюдается возникновение стимулированного излучения из структуры на  $\lambda = 851$  и 920 нм (рис. 2, *a*). Максимум при  $\lambda = 851$  нм соответствует излучению из слоя GaAs, при  $\lambda = 918$  нм — из InGaAs-квантовых ям. Максимальная интенсивность достигается на  $\lambda = 920$  нм. Ширина линии на полувысоте 4 нм. Во всем диапазоне изменения мощности оптической накачки наблюдается увеличение интенсивности излучения (рис. 2, *б*). Наличие стимулированного излучения структуры с набором квантовых ям, выращенной на Ge/Si-подложке, свидетельствует о высокой степени локализации носителей заряда, чему способствует достаточно высокое структурное совершенство слоев InGaAs и GaAs и гладкость гетерограниц между ними.

## Заключение

Впервые на Si(100)-подложке с тонким буферным слоем Ge выращена лазерная гетероструктура GaAs/InGaAs с тонкими слоями InGaP. Обнаружено устойчивое стимулированное излучение с максимумом интенсивности на длине волны 920 нм при оптической накачке.

## Благодарности

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 14-02-31287 мол\_а), гранта Президента Российской Федерации (МК-7021.2015.2), в рамках базовой части государственного задания (задание № 2014/134, проект 3423) Минобрнауки России.

#### Литература

- 1. Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков. Эпитаксия GaAs на кремниевых подложках: современное состояние исследований и разработок. УФН. 2008. Т. 178. № 5. С. 459.
- 2. P. Sheldon, B. G. Yacobi, K. M. Jones, D. J. Danlavy. *Growth and characterization of GaAs/Ge epilayers grown on Si substrates by molecular beam epitaxy*. J. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 4186.
- 3. Y. Chriqui, G. Saint-Girons, S. Bouchoule, J.-M. Moison, G. Isella, H. von Kaenel, I. Sagnes. *Room temperature laser operation of strained InGaAs/GaAs QW structure monolithically grown by MOVCD on LE-PECVD Ge/Si virtual substrate.* Electron. Lett. 2003. V. 39. P. 545.
- A. Y. Liu, C. Zhang, J. Norman, A. Snyder, D. Lubyshev, J. M. Fastenau, A. W. K. Liu, A. C. Gossard, J. E. Bowers. *High performance continuous wave 1.3 μm quantum dot lasers on silicon*. Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 041104.
- 5. В. Я. Алешкин, Н. В. Дикарева, А. А. Дубинов, С. А. Денисов, З. Ф.Красильник, К. Е. Кудрявцев, С. А. Матвеев, С. М. Некоркин, В. Г. Шенгуров. Стимулированное

излучение из InGaAs/GaAs/AlGaAs гетероструктуры, выращенной на Si подложке. Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 12. С. 900.

- 6. Б. Н. Звонков, А. А. Бирюков, О. В. Вихрова, В. Г. Шенгуров, С. А. Денисов, В. Ю. Чалков, Ю. Н. Дроздов, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Бузынин. Рост и свойства гетероструктур InGaAs/GaAs/Ge(буфер) на кремниевых подложках. Тр. XV междунар. симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника". Нижний Новгород. 2011. Т. 2. С.414-415.
- 7. В. Г. Шенгуров, С. А. Денисов, В. Ю. Чалков, Ю. Н. Бузынин, М. Н. Дроздов, А. Н. Бузынин, П. А. Юнин. *Тонкие монокристаллические слои Ge на 2-х дюймовых подложках Si*. Письма в журн. тех. физ.. 2015. Т.41. № 1. С. 71.
- 8. Е. А. Емельянов, А. П. Коханенко, Д. С. Абрамкин, О. П. Пчеляков, и др. Квантовые ямы InGaAs/GaAs, выращенные методом МЛЭ на искусственных подложках GaAs/Si(001). Изв. ВУЗов. 2014. Т. 57. № 3. С. 68.

# Stimulated Emission in the GaAs/InGaAs Structure with Thin InGaP Layers Grown on Ge/Si Substrate

S. M. Nekorkin<sup>a</sup>, B. N. Zvonkov<sup>a</sup>, <u>N. V. Dikareva<sup>a</sup></u>, V. G. Shengurov<sup>a</sup>, S. A. Denisov<sup>a</sup>, A. A. Dubinov<sup>b,c</sup>, V. J. Aleshkin<sup>b,c</sup>, K. E. Kudryavtsev<sup>b,c</sup>, P. A. Yunin<sup>b</sup>

 <sup>a</sup> Physico-Technical Research Institute of Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod, Russia; e-mail: dnat@ro.ru
 <sup>b</sup> Institute of Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhni Novgorod, Russia
 <sup>c</sup> Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod, Russia

The results of a study of GaAs/InGaAs laser heterostructure with InGaP thin layers grown by MOCVD on Si (100) substrate are presented. The Si-substrate contained the pre-deposited by HWCVD a thin Ge buffer layer. The stable stimulated emission at a wavelength of 920 nm is obtained under optical pumping.

Keywords: silicon, germanium, A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> semiconductors, lasers, optical pumping, laser generation.

# Межзонный каскадный InGaP/GaAs/InGaAs-лазер с туннельным *p-n*-переходом и выходом излучения через подложку

<u>Д. А. Колпаков</u><sup>a</sup>, Б. Н. Звонков<sup>a</sup>, С. М. Некоркин<sup>a</sup>, Н. В. Дикарева<sup>a</sup>, В. Я. Алёшкин<sup>б,в</sup>, А. А. Дубинов<sup>б,в</sup>

<sup>а</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия; e-mail: kolpdm@gmail.com <sup>6</sup> Институт физики микроструктур Российской АН, Нижний Новгород, Россия <sup>в</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Исследован многоямный межзонный каскадный лазер с туннельным переходом внутри единого волновода и выходом излучения через подложку. Отмечено обужение диаграммы направленности при токах накачки, значительно превышающих порог генерации. Достигнуто существенное снижение порогового тока, которое связано с более эффективным заполнением квантовых ям в гетеролазере такой конструкции по сравнению с традиционным многоямным лазером с выходом излучения через подложку.

Ключевые слова: А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup>, полупроводниковый лазер, туннельный *p-n*-переход, выход излучения через подложку.

## Введение

Гетеролазеры с увеличенной активной областью и выходом излучения через подложку уже продемонстрировали высокие энергетические параметры и значительно улучшенные пространственные характеристики [1—3]. Однако в ходе исследования таких лазеров с большим количеством квантовых ям (КЯ), необходимых для эффективной генерации [4], отмечена неоднородность заполнения КЯ носителями тока и можно предположить, что при малых токах, когда наблюдается спонтанная люминесценция, в основном носителями тока заполнены крайние КЯ [5, 6]. В результате лазерная генерация возникает при больших импульсных токах накачки (7 А и выше) [5]. Кроме того, неоднородность возбуждения КЯ увеличивается с ростом тока инжекции и приводит к снижению мощности генерации по сравнению с однородным возбуждением [4].

В этом отношении весьма перспективной может стать конструкция ге-теролазеров с туннельным переходом, разделяющим две активные области, расположенные в одном и том же волноводе. Такая конструкция позволит добиться более равномерного заполнения КЯ (за счет снижения их числа вдвое в каждом каскаде) и, как следствие, соблюдения условий генерации при меньших токах накачки. Исследуемые в данной работе образцы межзонных каскадных лазеров с туннельным *p-n*-переходом и выходом излучения через подложку показали значительно меньший пороговый ток по сравнению с многоямными гетеролазерами с выходом излучения через подложку, не содержащими туннельный переход.

## 1. Конструкция структуры

Конструктивные особенности межзонного каскадного лазера с туннельным переходом внутри единого волновода приводят к улучшению условий генерации. По сравнению с аналогичными лазерами с выходом через подложку, но не содержащими туннельный *p-n*-переход, локализация основной волноводной моды относительно КЯ в исследуемой структуре позволяет повысить фактор оптического ограничения за счет их более полного перекрытия. Параметры структуры подобраны таким образом, чтобы положение максимумов основной волноводной моды соответствовало положению КЯ, а в месте расположения сильнолегированных слоев туннельного *p-n*-перехода плотность излучения была небольшой (рис. 1).

Исследуемые полосковые лазеры созданы на основе многоямной InGaP/GaAs/InGaAs-гетероструктуры, содержащей две активные области, разделенные *p-n*-переходом (рис. 1), которая выращена методом МОС-гидридной эпитаксии. Из выращенных гетероструктур изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм и длинами резонаторов 0.45, 0.7, 0.8 и 1 мм. На излучающие грани лазерных чипов с длинами резонаторов 0.45, 0.7 и 1 мм напылены просветляющие и отражающие покрытия с коэффициентами отражения 5 и 95 %.



Рис. 1. Зонная диаграмма и рассчитанное продольное распределение электрического поля основной моды.

## 2. Работа в допороговом режиме

Конструкция исследуемой гетероструктуры способствует модовой селекции в допороговом режиме работы за счет увеличения потерь на вытекание у возбужденных мод по сравнению с основной. На рис. 2 представлены типичные диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу в допороговом режиме при постоянной токовой накачке 200 мА. Диаграмма направленности излучения в допороговом режиме работы свидетельствует об отсутствии значительной модовой конкуренции, которая наблюдается у многоямных лазеров с вытеканием излучения через подложку [5]. Видно, что по сравнению с такими лазерами, исследуемые образцы показывают ярко выраженное формирование лишь основной моды.

Кроме того, вывод излучения через подложку позволяет существенно обузить диаграмму направленности в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу. В лазерах без выхода излучения через подложку, но содержащих туннельный переход внутри единого волновода [7], такая особенность приводит к уширению диаграммы направленности: эффективная ширина волноводной моды первого порядка ~120° [8]. Вывод излучения через подложку позволяет существенно оптимизировать данный параметр — излучение из активной области туннелирует в подложку под одним углом, в результате чего достигается узконаправленность излучения в дальнем поле в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу.

## 3. Генерация и диаграмма направленности

Вследствие более равномерного заполнения КЯ у межзонных каскадных лазеров исследуемой конструкции наблюдаются низкие значения порогового тока, а также происходит генерация в непрерывном режиме. В нашем случае пороговые токи генерации для образцов с длинами резонаторов 0.45 и 0.8 мм составили 350 и 700 мА. Наблюдается устойчивая лазерная генерация в импульсном режиме (длительность импульса 180 нс, частота повторения 1.43 кГц) на длине волны 970 нм, максимальная зарегистрированная выходная оптическая мощность 20 Вт. Квантовая эффективность образцов на основе исследуемой гетероструктуры возрастает с уменьшением длины резонатора: для образцов с длинами резонаторов 1 и 0.7 мм квантовая эффективность 25.6 и 44.5% при токе накачки 15 А.

В импульсном режиме работы при значительном превышении порогового тока отмечено обужение диаграммы направленности вплоть до ширины пика на полувысоте 0.7° при токе накачки 10 А. Диаграмма направленности в импульсном режиме работы для исследуемых лазеров представлена на рис. 3. Положение основного пика хорошо совпадает с положением основного пика, вычисленным в приближении [9] для основной моды (см. рис. 1).


Рис. 2. Диаграмма направленности излучения в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, в допороговом режиме работы для лазера с туннельным переходом и выходом излучения через подложку при постоянной токовой накачке 200 мА.



Рис. 3. Диаграмма направленности излучения лазера в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, при импульсной накачке (ток 10 A, *t* = 180 нс, *f* = 1.43 кГц).

#### Заключение

Впервые реализован многоямный межзонный каскадный лазер с туннельным переходом внутри единого волновода и выходом излучения через подложку. Данные гетеролазеры демонстрируют устойчивую генерацию в импульсном режиме, максимальная зарегистрированная мощность 20 Вт. Достигнуто обужение диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной *p*-*n*-переходу (0.7°), а также существенно снижен пороговый ток (350 мА при длине резонатора 0.45 мм).

#### Литература

- 1. С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, Д. А. Винокуров, А. Д. Бондарев, В. А. Капитонов, Н. А. Пихтин, П. С. Копьев, И. С. Тарасов. ФТП. 2013. Т.47. № 8. С. 1082.
- 2. В. Я. Алешкин, Т. С. Бабушкина, А. А. Бирюков, А. А. Дубинов, Б. Н. Звонков, М. Н. Колесников, С. М. Некоркин. Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 10. С. 855.
- 3. С. М. Некоркин, Б. Н. Звонков, М. Н. Колесников, Н. В. Дикарева, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов. Вестн. ННГУ. 2012. Т. 1. № 1. С. 30.
- 4. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, В. Я. Алешкин. Квант. электрон. 2013. Т. 43. № 11. С. 999.
- 5. С. М. Некоркин, Б. Н. Звонков, М. В. Карзанова, Н. В. Дикарёва, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов. Квант. электрон. 2012. Т. 42. № 10. С. 931.
- 6. А. А. Бирюков, С. М. Некоркин, М. Н. Колесников, Т. С. Бабушкина, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов. ЖТФ. 2011. Т. 81. № 7. С. 149.
- А. А. Бирюков, Б. Н. Звонков, С. М. Некоркин, П. Б. Демина, Н. Н. Семенов, В. Я. Алёшкин, В. И. Гавриленко, А. А. Дубинов, К. В. Маремьянин, С. В. Морозов, А. А. Белянин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский. ФТП. 2007. Т. 41. № 10. С. 1226.
- 8. В. Я. Алешкин, Т. С. Бабушкина, А. А. Бирюков, А. А. Дубинов, Б. Н. Звонков, М. Н. Колесников, С. М. Некоркин. ФТП. 2011. Т. 45. № 5. С. 652.
- 9. Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах. Москва, Мир. 1981.

# Interband Cascade InGaP/GaAs/InGaAs Laser with a Tunnel *p-n*-Junction with Radiation Coupling out through the Substrate

<u>D. A. Kolpakov</u><sup>a</sup>, B. N. Zvonkov<sup>a</sup>, S. M. Nekorkin<sup>a</sup>, N. V. Dikareva<sup>a</sup>, V. Y. Aleshkin<sup>b,c</sup>, A. A. Dubinov<sup>b,c</sup>

 <sup>a</sup> Physico-Technical Research Institute, Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia; e-mail: kolpdm@gmail.com
 <sup>b</sup> Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
 <sup>c</sup> Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia

The multi quantum well interband two-cascade laser with a tunnel p-n-junction within a single waveguide and the output radiation through the substrate is developed. In the paper it is shown, that such a construction of a laser heterostructure provides more efficient fulfilling of the quantum wells compared with conventional multi quantum well laser with output radiation through the substrate, which helps to lower the generation threshold.

Keywords: A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> semiconductor lasers, tunnel *p*-*n*-junction, radiation coupling out through the substrate.

# Спектральная стабилизация излучения лазерного диода внутрирезонаторной брэгговской решеткой на ФТР стекле

## С. А. Иванов, Н. В. Никоноров

#### Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия; e-mail:

Исследуется спектральная стабилизация излучения лазерного диода с помощью объемной Брэгговской решетки на фототерморефрактивном (ФТР) стекле. Проведен анализ спектра излучения диода без решетки, с решеткой (измерение в дифрагированном пучке) и на выходе из внешнего резонатора. Преложена модель расчета такого резонатора с учетом дифракционной эффективности решетки, пропускания ФТР стекла и коэффициентов отражения зеркал. Использование решетки на ФТР стекле внутри резонатора позволяет получить линии полушириной 11 пм. Организация такого внешнего резонатора не сказывается на выходной мощности лазера.

Ключевые слова: голограмма, спектральная стабилизация, фототерморефрактивное стекло, лазерный диод.

#### Введение

Широко известно, что полупроводниковые лазерные диоды обладают плохой спектральной стабильностью излучения. Поэтому чаще всего производители комплектуют их дополнительными элементами охлаждения (пассивного и активного) и различными наборами решеток для стабилизации длины волны излучения. Не так давно стал набирать популярность метод стабилизации с использованием Брэгговских объемных решеток, выполненных в виде объемных голограмм. Ключевой момент здесь — использование именно объемных решеток, так как только объемные решетки обладают необходимой спектральной и угловой селективностью.

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла являются перспективным материалом для создания объемных фазовых голограмм [1—3]. Эти стекла производят компании Corning (США), Optigrate (США), PD-LD (США) и НИИ нанофотоники и оптоинформатики ИТМО (Россия). ФТР стекло, производимое в России, имеет следующие достоинства: высокий прирост показателя преломления, большое пропускание в спектральном диапазоне 350—2500 нм, высокая оптическая, химическая и механическая прочность. Голографические элементы на данном материале обладают высокой дифракционной эффективностью ( до 99%).

Как отмечено выше, объемные Брэгговские решетки обладают высокой селективностью. Если установить такую решетку внутри резонатора, то она будет играть роль пространственного и спектрального фильтра за счет селективности по углу и по длине волны. Так как условиям Брэгга удовлетворяет лишь определенный угол падения, соответствующий определенной длине волны излучения, в таком резонаторе будет существовать лишь тот набор мод, который удовлетворяет условиям дифракции на решетке.

#### Эксперимент

В качестве объекта исследования выбран полупроводниковый диод с большим количеством полос в спектре излучения (рис. 1).



Рис. 1. Исходный спектр излучения лазерного диода; *I* = 3.5 A, *P* = 2.3 Вт.

Внешний резонатор с использованием брэгговской решетки в качестве спектрального фильтра организован следующим образом: излучение, выходя из кристалла, коллимируется двумя цилиндрическими линзами, затем попадает под углом Брэгга на нашу голограмму и частично проходит, частично дифрагирует на элементе (рис. 2). Дифрагированный пучок отражается зеркалом М1 под прямым углом обратно на голограмму и опять частично проходит сквозь стекло с голограммой и частично дифрагирует в кристалл. Для избежания потерь излучения необходимо установить второе зеркало М2 параллельно первому, которое будет возвращать в резонатор излучение, избежавшее дифракции на обратном проходе через голограмму.



Рис. 2. Принципиальная схема внешнего резонатора с голограммой.

Для описания приведенного выше резонатора промоделирована система, состоящая из решетки и двух параллельных друг другу зеркал. Для простоты система рассматривается как некий выходной элемент, характеризующийся пропусканием и отражением. Ход луча в такой системе описать непросто, так как из-за решетки с некоторой дифракционной эффективностью излучение постоянно делится на дифрагировавшее и прошедшее. Поэтому для оценки пропускания и отражения данной системы, а также учета потерь проведен расчет итерационным способом. Данный метод позволил рассчитать, какой процент интенсивности излучения, изначально вышедшего из кристалла, вернется назад, а сколько покинет резонатор через определенное число проходов. Как показало моделирование, после 15 проходов внутри такого резонатора интенсивность излучения падает до несущественных величин. Полученная модель учитывает пропускание голограммы, дифракционную эффективность и коэффициенты отражения зеркал. Таким образом, благодаря данной модели можно оценить, как дифракционная эффективность решетки влияет на потери в такой системе. Примечательно, что характер зависимости потерь от дифракционной эффективности различен при разных коэффициентах отражения зеркал.

Также рассмотрена упрощенная система с одним зеркалом сразу за решеткой. В этом случае имеются неизбежные потери, связанные с тем, что излучение, отраженное от первого зеркала и прошедшее сквозь решетку, без дифракции покидает резонатор. Однако данную схему проще юстировать, поэтому она использована в эксперименте. Примечательно, что эта система имеет максимум потерь при дифракционной эффективности решетки ≈50 %. К сожалению, в нашем случае дифракционная эффективность решетки в эксперименте близка к 50 % и составляла 46 %. Таким образом, можно ожидать снижения выходной мощности на 30 %.

Далее в описанный выше резонатор установлены несколько различных кристаллов. Исходя из спектра излучения в дифрагированном пучке, можно судить о работе решетки. Предпринято несколько попыток съюстировать резонатор, однако из-за особенностей работы решетки это вызвало некоторые трудности. Ключевой проблемой стала коллимация пучка. Так как селективность решетки одновременно работает по длине волны и по углу, при плохой коллимации пучка возникает ситуация, когда "лишние" длины волн удовлетворяют условиям Брэгга (из-за того что все волны распространяются под некоторым набором углов) и начинают усиливаться в резонаторе. В результате вместо одной полосы получается несколько. В дополнение к этому проблемой оказался и контур селективности решетки, в котором отсутствует центральный максимум, а побочные максимумы расположены часто, причем первый из них обладает дифракционной эффективностью 46 %. Наилучший результат спектральной селекции — получение двух полос шириной 11 пм (рис. 3), расположение которых точно соответствует контуру селективности решетки. Однако на таком кристалле собрать резонатор не удалось.



Рис. 3. Спектр излучения диода после дифракции на голограмме.

Генерацию с полушириной полосы 0.8 нм удалось получить на другом кристалле. Полоса имеет два выраженных максимума, что согласуется с контуром селективности нашей решетки. Выходная мощность упала на 30 %, что согласуется с умышленно внесенными потерями из-за отсутствия второго зеркала в упрощенной схеме. Отметим, что данное согласование свидетельствует о том, что организация внешнего резонатора через решетку не сказывается на выходной мощности диода, которая получена при тех же токах.

#### Заключение

Продемонстрирована спектральная стабилизация лазерного диода с помощью внешнего резонатора на основе объемной брэгговской решетки. Форма и расположение полос в спектре излучения диода совпадают с контуром селективности голограммы. Наилучшим результатом селекции излучения решеткой стало получение двух полос полушириной 11 пм каждая. Получена генерация лазера с внешним резонатором обладает полушириной полосы излучения 0.8 нм. Показано, что установка внешнего резонатора с голограммой на ФТР стекле не сказывается на выходной мощности лазера. Предложеная модель расчета параметров внешнего резонатора согласуется с экспериментальными данными. Установлено, что внутрирезонаторная селекция излучения превосходит селективность голограммы.

#### Литература

- 1. С. А. Кучинский, Н. В. Никоноров, Е. И. Панышева, В. В. Савин, И. В. Туниманова. *Свойства объемных фазовых голограмм на мультихромных стеклах*. Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 6. С. 1296.
- 2. O. M. Efimov, L. B. Glebov, L. N. Glebova, K. C. Richardson, V. I. Smirnov. *High efficiency Bragg Grating in Photo-Thermo-Refractive Glass.* Appl. Opt., 1999, V. 38, N 4. P. 619–627.
- 3. O. M. Efimov, L. B. Glebov, V. I. Smirnov. Interaction of photo-thermo-refractive glass with nanosecond pulses at 532 nm. Proc. SPIE. V. 5273. P. 396-401.

# Spectral Stabilization of Laser Diode Radiation with Intracavity Bragg Grating on PTR Glass

# S. A. Ivanov, N. V. Nikonorov

## ITMO University, St. Petersburg, Russia; e-mail: ykkapoh@gmail.com

In this paper authors present spectral stabilization of laser diode with volume Bragg grating recorded on photo-thermo-refractive glass. In presented work were measured radiation spectra of pure LD, radiation in diffracted beam and radiation of LD with external cavity based on Bragg grating. Model for calculation of such system was suggested. It takes into account diffraction efficiency of Bragg grating, transmittance of glass and reflection index of mirrors. Implementation of external cavity with Bragg grating allowed achieving bandwidth of emission spectra about 11 pm. And such cavity doesn't affect the output power of laser source.

Keywords: hologram, spectral stabilization, PTR glass, laser diode.

## Раздельная продольная накачка мощных полупроводниковых лазеров

## А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков

#### Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: afonenko@bsu.by

Развита распределенная модель инжекционного лазера для расчета мощностных характеристик, учитывающая нагрев активной области, процессы захвата носителей заряда в квантовые ямы и особенности процессов инжекции и внутризонного поглощения в лазерах с широкими волноводами. В зависимости от эффективности теплоотвода модель позволяет описать режимы катастрофической деградации и плавного снижения эффективности генерации с ростом тока накачки. Показано, что с помощью раздельной продольной накачки лазера можно повысить максимальную выходную мощность и порог катастрофической деградации.

Ключевые слова: мощные полупроводниковые лазеры, балансные уравнения, диффузионнодрейфовая модель, тепловые эффекты, раздельная продольная накачка, мощностные характеристики.

#### Введение

В мощных полупроводниковых лазерах на грани резонатора, как правило, нанесены высокоотражающие и просветленные зеркала, что повышает выходную мощность из одной грани. При этом распределение энергии электромагнитного поля в резонаторе становится существенно неоднородным, что отражается на пространственном распределении носителей заряда и температуры. Это приводит к различной эффективности преобразования инжектированных носителей в излучение в разных частях структуры. Представляет интерес проанализировать возможность повышения результирующей эффективности лазерного диода путем перераспределения инжектированных носителей в активной области. Изменить распределение инжектированных носителей в активной области, можно разделив общий контакт на два или более электрически изолированных контакта, приложив к ним различное напряжение.

#### 1. Теоретический анализ

Рассмотрим структуру лазера с широким нелегированным волноводом [1]. Результаты расчета зонной диаграммы, выполненные на основе диффузионно-дрейфовой модели с учетом процессов захвата носителей в квантовые ямы (КЯ) [2], представлены на рис. 1. Разность потенциалов U, приложенная к металлическим контактам, распределяется внутри структуры как

$$eU = V_p + \Delta F_b + V_n + eU_r, \tag{1}$$

где  $\Delta F_b$  — разность квазиуровней Ферми для носителей заряда в барьерных областях в области КЯ;  $V_p$  и  $V_n$  — изменение квазиуровня Ферми для дырок и электронов в волноводном слое со стороны *p*- и *n*-эмиттеров;  $U_r$  — омическое падение напряжения в эмиттерах и подложке.

Со стороны *p*-эмиттера ток через структуру практически полностью определяется переносом дырок. Это приводит к падению квазиуровня Ферми для дырок на величину  $V_p$ . Плотность электронного тока мала, и квазиуровень Ферми для электронов практически не изменяется.



Рис. 1. Зонная диаграмма (*a*) и распределение носителей заряда (*б*) в структуре GaAs/Al<sub>0.38</sub>Ga<sub>0.72</sub>As/Al<sub>0.47</sub>Ga<sub>0.53</sub>As при плотности тока инжекции j = 10 кA/см<sup>2</sup> и плотности фотонов  $S = 7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, T = 300 К.

Из-за этого концентрация носителей в барьерных областях уменьшается при приближении к КЯ. Аналогичная ситуация наблюдается со стороны *n*-эмиттера, где роли электронов и дырок меняются местами.

Если пренебречь рекомбинацией в барьерных областях, то с учетом условия электронейтральности можно получить следующие выражения для плотности тока:

$$j = (2kT\mu_p n_b/d_p)[\exp(V_p/2kT) - 1], j = (2kT\mu_n n_b/d_n)[\exp(V_n/2kT) - 1],$$
(2)

где  $n_b$  — объемная концентрация носителей в барьерной области вблизи КЯ;  $\mu_p$  и  $\mu_n$  — подвижности электронов и дырок;  $d_p$  и  $d_n$  — протяженности соответствующих участков волновода; *T* — температура. Суммарная двухмерная концентрация носителей заряда в барьерных областях:

$$\langle n_b \rangle = (n_b/2)[d_p(\exp(V_p/2kT) + 1) + d_n(\exp(V_n/2kT) + 1)].$$
 (3)

Для анализа мощностных характеристик используем балансные уравнения для двухмерной концентрации носителей в барьерных областях  $\langle n_b \rangle$ , в КЯ  $n_w$  и плотности энергии W в виде:

$$d\langle n_b \rangle/dt = j/e - R_b - R_{\rm cap},\tag{4}$$

$$dn_w/dt = R_{\rm cap} - R_w - v_g GS,\tag{5}$$

$$dW/dt = jU - v_g \hbar \omega (G - \rho)S - \kappa (T - T_0)/L_T.$$
(6)

Здесь  $R_b$  и  $R_w$  — скорость спонтанной рекомбинации в барьерных областях и КЯ;  $R_{cap}$  — скорость захвата носителей в КЯ; G — коэффициент усиления;  $\rho$  — коэффициент внутренних потерь;  $\omega$  — частота генерируемого излучения; S — двухмерная плотность фотонов;  $v_g$  — групповая скорость света;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $T_0$  — температура теплоотвода;  $L_T$  — эффективное расстояние теплоотвода. Плотность тока инжекции j рассчитывается в зависимости от приложенного напряжения U, как указано выше. Распределение мощности излучения вдоль резонатора находится из уравнения Бугера для прямой  $P^+$  и обратной  $P^-$  волн с учетом коэффициентов отражения на гранях резонатора:

$$dP^{\pm}/dx = \pm (G - \rho)P^{\pm}.$$
(7)

При расчете коэффициента усиления и скорости захвата в зависимости от концентрации *n<sub>w</sub>* использовано приближение КЯ с одним уровнем для электронов и дырок. Коэффициент внутренних потерь считается пропорциональным суммарной концентрации носителей в барьерных областях к КЯ.

#### 2. Результаты и их обсуждение

Для расчетов использованы данные структуры [1] с коэффициентами отражения зеркал резонатора 5 и 95 %. Предполагалось, что один электрический контакт разделен на две равные части протяженностью L/2, к которым прикладывается напряжение, отличающееся на  $\Delta U$ .

Расчеты с использованием предложенной модели показали возможность работы лазера в зависимости от эффективности теплоотвода в двух тепловых режимах. При эффективном теплоотводе (рис. 2, *a*) при увеличении тока накачки мощность генерации сначала возрастает, а затем уменьшается. При неэффективном теплоотводе (рис. 2, *б*) при повышении тока накачки мощность генерации возрастает до некоторого значения, а далее происходит резкий скачок температуры и срыв генерации. На практике это приводит к катастрофической деградации [3]. Математически это связано с немонотонным уменьшением функции dW/dt (уравнение (6)) в условиях стационарного решения уравнений (4), (5) и (7) при повышении температуры.

С увеличением тока накачки неравномерность инжекции вдоль резонатора возрастает, коэффициент внутренних потерь может увеличиваться на порядок по сравнению со значением в пороге генерации (рис. 3). При этом большие плотности тока накачки, коэффициент потерь и температуры реализуются со стороны выходного просветленного зеркала. Если на раздельный контакт со стороны выходного зеркала подавать меньшее напряжение (на ~50 мВ), то можно на несколько процентов увеличить максимальную мощность генерации или критический ток на-качки, при котором начинается катастрофическая деградация (рис. 2). При использовании большего числа контактов и оптимизации напряжений на них можно ожидать дальнейшего улучшения мощностных характеристик.



Рис. 2. Выходная мощность лазера в зависимости от тока накачки при напряжении на двух частях структуры, отличающихся на  $\Delta U = 50$  (1), 0 (2), -50 мВ (3), при эффективном расстоянии теплоотвода  $L_T = 200$  (*a*) и 300 мкм ( $\delta$ )



Рис. 3. Пространственное распределение вдоль резонатора нормированной плотности тока (*a*) и коэффициента внутренних потерь (*б*) при токах накачки 1, 2, 3, 4 и 5 А для структуры с *L*<sub>T</sub> = 200 мкм. Просветленное зеркало расположено при *x* = 0.

### Заключение

Проведены расчеты мощности генерации полупроводниковых лазеров с учетом пространственной неоднородности инжекции, усиления и внутренних потерь. Проанализирована возможность повышения эффективности генерации путем раздельной продольной накачки.

#### Литература

- 1. Д. А. Винокуров, В. А. Капитонов, А. В. Лютецкий, Д. Н. Николаев, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, А. Л. Станкевич, В. В. Шамахов, Л. С. Вавилова, И. С. Тарасов. Лазерные диоды, излучающие на длине волны 850 нм, на основе гетероструктур AlGaAsP/GaAs. ФТП. 2012. Т. 46, № 10. С. 1344—1348.
- 2. А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков. Эффективность токовой инжекции в полупроводниковых лазерах с волноводом из квантовых ям. ФТП. 2014. Т. 48, № 1. С. 88—93.
- 3. P. G. Eliseev. *Optical strength of semiconductor laser materials*. Progr. Quantum Electron. 1996. V. 20, No 1. P. 1–82.

## Separate Longitudinal Pumping of High-Power Semiconductor Lasers

A. A. Afonenko, D. V. Ushakov

## Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: afonenko@bsu.by

An integrated model for the calculation of the injection laser power characteristics, taking into account the heating of the active region, the capture of charge carriers in quantum wells and features of the processes of injection and intraband absorption in the lasers with wide waveguides has been developed. Depending on the heat sink efficiency the model allows to describe the regimes of catastrophic damage and gradual decrease of efficiency with the increase of the efficiency of the pump current. It has been shown that the separate longitudinal pump can increase the maximum output power and catastrophic damage threshold.

**Keywords:** high-power semiconductor lasers, balance equations, drift-diffusion model, heat effects, separate longitudinal pump, power characteristics.

# Двухрезонансные модуляционные характеристики лазеров с резонатором Фабри—Перо в режиме оптической синхронизации

#### Е.С.Дорогуш, А.А. Афоненко

## Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: dorogushelena@gmail.com

На основе распределенной модели резонатора проанализированы модуляционные характеристики многомодовых (Фабри—Перо) лазеров в режиме оптической синхронизации. Положения резонансных пиков на модуляционной характеристике определяются длиной резонатора и отстройкой частоты внешнего излучения. При соответствующем выборе рабочей точки (ток накачки, мощность синхронизирующего излучения) эффективность модуляции вблизи резонансных пиков сопоставима с эффективностью модуляции лазера на низких частотах.

Ключевые слова: режим оптической синхронизации, связанные укороченные уравнения, модуляционные характеристики, резонатор Фабри—Перо.

#### Введение

Внешняя оптическая синхронизация является эффективным методом увеличения резонансной частоты прямой токовой модуляции полупроводниковых лазеров (>100 ГГц) [1]. В одномодовых лазерах (РОС, лазеры с вертикальным резонатором) существует единственная резонансная частота. В многомодовых лазерах (лазеры с резонатором Фабри—Перо) наблюдаются несколько резонансных откликов [2].

Цель работы — исследование резонансов вблизи нелицензируемого диапазона частот 60 ГГц и возможностей управления их характеристиками. Численный анализ модуляционных процессов основан на системе связанных укороченных уравнений, учитывающих продольную неоднородность поля и концентрации носителей заряда в активной области.

## Распределенная модель резонатора

Поле в каждой точке активной области резонатора представляется как комбинация прямой и обратной волн:

$$E(x,t) \sim [A_m(x,t)A_0(x)e^{ikx} + B_m(x,t)B_0(x)e^{-ikx}]e^{-i\omega t} + c.c.,$$
(1)

где  $A_0(x)$ ,  $A_m(x,t)$  и  $B_0(x)$ ,  $B_m(x,t)$  — стационарные и переменные во времени пространственные составляющие амплитуд прямой и обратной волн; k — постоянная распространения волны в волноводной среде;  $\omega$  — частота излучения в резонаторе. Стационарные амплитуды, а также граничные условия на гранях резонатора определяются из уравнения связанных волн (инжекция осуществляется через правую грань резонатора).

Система связанных укороченных уравнений для полупроводниковых инжекционных лазеров с резонатором Фабри—Перо с учетом (1) имеет вид [2]:

$$\frac{\partial A_m(x,t)}{\partial t} = \frac{\upsilon_g}{2} (1 - i\alpha) \Delta G(x,t) A_m(x,t) - \upsilon_g \frac{\partial A_m(x,t)}{\partial x},$$

$$\frac{\partial B_m(x,t)}{\partial t} = \frac{\upsilon_g}{2} (1 - i\alpha) \Delta G(x,t) B_m(x,t) + \upsilon_g \frac{\partial B_m(x,t)}{\partial x}.$$
(2)

Здесь  $\upsilon_g$  — групповая скорость света в волноводной части лазерной структуры;  $\alpha$  — параметр амплитудно-фазовой связи;  $\Delta G(x,t) = G(x,t) - G_0(x)$  — переменная во времени составляющая коэффициента модового усиления; G(x,t) и  $G_0(x)$  — коэффициенты модового усиления в динамическом и стационарном режимах.

При модуляции излучения током накачки на частоте Ω модуляционные составляющие поля в режиме слабого сигнала представляются в виде:

$$A_{m}(x,t) = 1 + A_{1m}(x)e^{i\Omega t} + A_{2m}^{*}(x)e^{-i\Omega t}, \quad B_{m}(x,t) = 1 + B_{1m}(x)e^{i\Omega t} + B_{2m}^{*}(x)e^{-i\Omega t},$$
  

$$\Delta G(x,t) = G_{m}(x)e^{i\Omega t} + G_{m}^{*}(x)e^{-i\Omega t}.$$
(3)

#### Результаты и их обсуждение

Синхронизированный внешним излучением лазер работает в допороговом режиме генерации, усиливая инжектируемое излучение  $\omega_{inj}$ . В случае гармонической амплитудной модуляции тока с частотой  $\Omega$  в спектре по обе стороны от несущей присутствуют две боковые частоты, отстроенные от несущей на  $\Omega$ . Когда боковая частота совпадает с частотой собственной моды резонатора (смещенной в область меньших частот по сравнению с режимом свободной генерации), происходит резонансное увеличение амплитуды боковых мод [3]. Особенностью резонатора Фабри—Перо является множество эквивалентных мод, удаленных друг от друга на  $\omega_m = 2\pi \upsilon_g/2L$ . Поэтому для лазеров с таким типом резонатора должно наблюдаться множество периодически расположенных резонансных откликов на модуляционной характеристике, т. е. при каждом совпадении боковой частоты с одной из собственных частот резонатора.

На рис. 1 представлены рассчитанные модуляционные составляющие выходной мощности по отношению к своему низкочастотному значению в режиме свободной генерации (относительная эффективность модуляции) при различных отстройках частот инжекции для двух лазеров с длиной резонатора 270 и 390 мкм.



Рис. 1. Относительная эффективность модуляции лазера с длиной резонатора 260 мкм (*a*) и 390 мкм (*б*) при увеличении отстройки в пределах полосы синхронизации.

При изменении отстройки частоты в положительную область коэффициент усиления повышается, приближаясь к пороговому [4], и время затухания собственных мод увеличивается. Максимальные значения модуляционных откликов будут достигаться на границе области синхронизации, где коэффициент усиления равен порогу генерации. В области, примыкающей к этой границе, режим синхронизации может оказаться неустойчивым, т.е. лазер будет генерировать самоподдерживающиеся пульсации излучения.

Вблизи порога генерации, когда изменением собственных частот резонатора можно пренебречь, резонансные отклики наблюдаются на частотах модуляции:

$$\Omega_{\rm R} = k \Delta \omega_{\rm m} \pm \Delta \omega_{\rm inj}, \, k = 0, \, 1, \, 2, \dots \tag{4}$$

Практический интерес в данном случае представляют первых два максимальных отклика. Частота первого резонанса, как и для одномодовых лазеров, определяется частотной отстройкой внешнего излучения. Частота второго резонанса на модуляционной характеристике зависит от межмодового интервала резонатора при заданной частотной отстройке. Таким образом, выбирая продольные размеры резонатора, можно добиться эффективной модуляции на двух частотах, соответствующих первым двум резонансным откликам на модуляционной характеристике. Так, при длине резонатора 260 мкм (рис. 1, a) резонансные пики наблюдаются на частотах 60 и 90 ГГц, при длине резонатора 390 мкм (рис. 1,  $\delta$ ) — на частотах 40 и 60 ГГц.

При одновременном увеличении мощности инжекции и тока накачки, при котором сохраняется полоса синхронизации, глубина провалов модуляционных кривых между резонансными пиками уменьшается (рис. 2). При увеличении тока накачки от  $4I_{nop}$  до  $9I_{nop}$  и мощности инжекции от 8 по 25 мВт относительная эффективность модуляции в провалах изменяется с –10 по до –3 дБ (кривые *l* и *4*).

dP/dI, дБ



Рис. 2. Относительная эффективность модуляции лазера с длиной 390 мкм при одновременном увеличении мощности инжекции и тока накачки;  $I - I \approx 4 I_{nop}$ ,  $P_{inj} \approx 8$  мВт;  $2 - I \approx 6 I_{nop}$ ,  $P_{inj} \approx 14$  мВт;  $3 - I \approx 6 I_{nop}$ ,  $P_{inj} \approx 20$  мВт;  $4 - I \approx 10 I_{nop}$ ,  $P_{inj} \approx 25$  мВт

#### Заключение

Лазеры с резонатором Фабри-Перо обладают множеством резонансных откликов на модуляционной характеристике и могут быть использованы в моногодиапазонных системах связи. Эффективность модуляции вблизи первых двух резонансных пиков путем подбора тока и мощности может достигать эффективности модуляции лазера на низких частотах. Положение основных резонансных пиков определяется отстройкой частоты синхронизирующего излучения от ближайших мод резонатора.

#### Литература

- E. K. Lau, X. Zhao, H.-K. Sung, D. Parekh, C. Chang-Hasnain, M. C. Wu. Strong optical injection-locked semiconductor lasers demonstrating > 100-GHz resonance frequencies and 80-GHz intrinsic bandwidths. Opt. Express. 2008. V. 16, N 9. P. 6609—6618.
- А. А. Афоненко, Е. С. Панфиленок, С. А. Малышев, А. Л. Чиж. Анализ динамических процессов в лазерах с внешней оптической синхронизацией на основе распределенной модели резонатора. Сб. ст. 8-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе", 17—20 мая 2011 г., Минск. 2011. С. 87—90.
- 3. C. J. Chang-Hasnain, X. Zhao. *Ultrahigh-speed laser modulation by injection locking*. Optical Fiber Telecommunications V A: Components and Subsystems. 2008. P. 145–182.
- 4. C. H. Henry, N. A. Olsson, N. K. Dutta. *Locking range and stability of injection locked 1,54 pm InGaAsP semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. 21, N 8. P. 1152–1156.

# Dual Resonance Modulation Characteristics of Optical Injection-Locked Fabry—Perot Lasers

# E. S. Dorogush, A. A. Afonenko

#### Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: dorogushelena@gmail.com

Modulation characteristics of multimode semiconductor (Fabry—Perot) optical injection-locked lasers are analyzed on the basis of distributed cavity model. The positions of the resonance peaks are determined by the cavity length and frequency detuning of master laser from the slave laser. When choosing appropriate current bias and injection power modulation efficiency near the resonance peaks is comparable to low frequency modulation efficiency for the free-running laser.

Keywords: optical injection locking, coupled reduced equations, modulation characteristics. Fabry—Perot laser.

# Скорость межподзонных переходов в квантовых ямах при рассеянии электронов на полярных оптических фононных модах

## А. Н. Дрозд, А. А. Афоненко

## Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: drozdan@bsu.by

Рассчитаны потенциалы локализованных полярных оптических фононных мод, а также скорости межподзонного рассеяния в квантовой яме GaAs/AlGaAs на интерфейсных и объемных фононных модах. Предложен универсальный способ аппроксимации данных скоростей, применимый при комнатной температуре для широких квантовых ям.

Ключевые слова: межподзонное рассеяние, интерфейсная фононная мода, квантовая яма, гетероструктура.

#### Введение

При проектировании квантово-каскадных лазеров обязательный этап — численное моделирование. Для повышения надежности и достоверности результатов моделирования необходим детальный учет скоростей межподзонного рассеяния с учетом их функциональных зависимостей от параметров структуры. В настоящей работе получены выражения для расчета скоростей рассеяния, позволяющие снизить вычислительные затраты при проведении оптимизации квантово-каскадных лазеров.

### 1. Оптические фононные моды в структуре с двойным гетеропереходом

В квантоворазмерных гетероструктурах доминирующим механизмом рассеяния является эмиссия продольных оптических (LO) фононов. В модели сплошной диэлектрической среды в отсутствие свободных зарядов электростатический потенциал  $\phi(\mathbf{r})$  оптической фононной моды можно найти из уравнения [1]

$$\nabla(\varepsilon \nabla \phi(\mathbf{r})) = 0, \tag{1}$$

где є — тензор диэлектрической проницаемости. Учитывая затухание потенциала на удалении от интерфейсов, стандартных условий непрерывности полей, а также нормируя энергию фононной моды величиной классической энергии электрического поля в диспергирующей среде [2], получаем следующее решение:

$$\phi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{q}\mathbf{\rho}}\xi(z)\sqrt{\frac{2\hbar\omega}{\varepsilon_0\varepsilon^*(q,\omega)qS}},\qquad(2)$$

где **q** — волновой вектор в плоскости *Oxy*; *S* — нормировочная площадь. Огибающая фононной моды  $\xi(z)$  и эффективная диэлектрическая функция  $\epsilon^*(q, \omega)$  определяются типом мод. Для интерфейсных мод (которые реализуются при равенстве знаков диэлектрических функций  $\epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_{\perp}$  в направлении вдоль оси симметрии и перпендикулярно ей):

$$\xi(z) = \begin{cases} e^{\kappa_b (d/2+z)}, & z < -d/2; \\ (e^{\kappa_w z} \pm e^{-\kappa_w z})/(e^{-\kappa_w d/2} \pm e^{\kappa_w d/2}), & |z| < d/2; \\ \pm e^{\kappa_b (d/2-z)}, & z > d/2. \end{cases}$$
(3)

Здесь  $\kappa = q \sqrt{|\varepsilon_{\perp}|/|\varepsilon_{\Box}|}$ . Индекс *w* (*b*) отмечает величины, относящиеся к материалу квантовой ямы (барьеров). Верхние (нижние) знаки соответствуют четным (нечетным) модам. Вид огибающих (3) для различных волновых векторов *q* представлен на рис. 1, *a*.

Модовая дисперсия для интерфейсных мод (рис. 1, б) находится из уравнений

$$\varepsilon_{b\Box}(\omega)\kappa_{b} = -\varepsilon_{w\Box}(\omega)\kappa_{w} \begin{cases} \tanh(\kappa_{w}d/2), \\ \coth(\kappa_{w}d/2). \end{cases}$$
(4)



Рис. 1. Огибающие нечетных интерфейсных мод для разных волновых векторов (*a*) и модовая (сплошные линии — нечетные моды, штриховые — четные) дисперсия (б).

#### 2. Динамический форм-фактор для электронов в квантовой яме

Средняя скорость рассеяния электрона из *i*-й подзоны квантовой ямы в *j*-ю:

$$W_{ji} = \int_{0}^{\infty} A(q) N(q) dq , \qquad (5)$$

где A(q) определяется механизмом рассеяния, а N(q) имеет вид

$$N(q) = \int f_{\mathbf{k}} \delta \left[ E_{ji} + \hbar^2 (\mathbf{k} + \mathbf{q})^2 / 2m - \hbar^2 k^2 / 2m \pm \hbar \omega \right] 2d\mathbf{k} / (n_i (2\pi)^2).$$
(6)

Здесь  $f_{\mathbf{k}}$  — числа заполнения электронов;  $\mathbf{k}$  — начальный волновой вектор электрона;  $\mathbf{q}$  — переданный волновой вектор;  $h\omega$  — переданная системе энергия;  $n_i$  — двумерная концентрация электронов в начальной подзоне; m — эффективная масса электрона;  $E_{ji}$  — разность энергий краев j-й и i-й подзон.

Интеграл (6), который представляет собой динамический форм-фактор [3] двухподзонной электронной системы, отнесенный к полному числу электронов, можно представить в виде

$$N(q) = (m/2\pi\hbar^2 q)(n_{\rm 1D}(q)/n_i), \tag{7}$$

где  $n_{1D}(q)$  формально вычисляется как плотность электронов на единицу длины для одномерного полупроводника с параболическим законом дисперсии и "перенормированной" энергией края зоны

$$E_c(q) = (\hbar^2/2m)(\pi i/d)^2 + (\hbar^2/2m)[(q^2 - g^2)/2q]^2.$$
(8)

Здесь *g* обозначает "волновой вектор", соответствующий изменению кинетической энергии электрона при рассеянии:

$$\hbar^2 g^2 / 2m = -(E_{ji} \pm \hbar \omega). \tag{9}$$

В пределе невырожденных электронов

$$\frac{n_{\rm ID}(q)}{n_i} \approx \frac{N_{\rm ID}}{N_{\rm 2D}} \exp\left[-\frac{\hbar^2}{2mk_{\rm B}T} \left(\frac{q^2 - g^2}{2q}\right)^2\right],\tag{10}$$

где  $N_{1D}$  и  $N_{2D}$  — эффективные плотности состояний одномерных и двумерных электронов. Кроме того, справедливо следующее условие:

$$\int_{0}^{\infty} \frac{dq}{2\pi} \frac{n_{\rm ID}(q)}{n_i} = \begin{cases} 1, & g^2 \ge 0; \\ \exp\left(\hbar^2 g^2 / 2mk_BT\right), & g^2 < 0. \end{cases}$$
(11)

#### 3. Межподзонное рассеяние электронов на полярных оптических фононах

Рассчитанный выше динамический форм-фактор позволяет записать выражение для скорости межподзонного рассеяния электронов на объемных полярных оптических фононах:

$$W_{ji} = \frac{e^2 m \hbar \omega_{\rm LO}}{2(2\pi)^2 \hbar^3 \varepsilon_0} \left( \frac{1}{\varepsilon(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon(0)} \right) \left( n_{\hbar \omega_{\rm LO}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int_0^\infty \frac{F'_{jiij}(q)}{2q} \frac{n_{\rm ID}(q)}{n_i} dq , \qquad (12)$$

где *е* — заряд электрона;  $\varepsilon(0)$  — статическая диэлектрическая постоянная;  $\varepsilon(\infty)$  — высокочастотная диэлектрическая постоянная;  $n_{h\omega_{LO}}$  — число фононов в моде. Форм-фактор перекрытия огибающих электронных волновых функций  $\varphi(z)$ :

$$F'_{jiij}(q) = \int dz_1 \int dz_2 \, \varphi_j^*(z_1) \varphi_i^*(z_2) e^{-q|z_1 - z_2|} \varphi_i(z_1) \varphi_j(z_2) \,. \tag{13}$$

Для скорости межподзонного рассеяния электронов на интерфейсных фононах получим

$$W_{ji} = \frac{e^2 m \hbar \omega_{\rm LO}}{\pi \varepsilon_0 \hbar^3} \left( n_{\hbar \omega_{\rm LO}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int_0^\infty \frac{|F_{ji}(q)|^2}{\varepsilon_{\rm eff}(q)q} \frac{n_{\rm ID}(q)}{n_i} dq \, , \ F_{ji}(q) = \int_{-\infty}^\infty \phi_j^*(z) \phi_i(z) \xi(z) dz \, . \tag{14}$$

Поскольку с уменьшением температуры распределение (10) все больше напоминает дельта-функцию, можно предложить универсальный способ аппроксимации интегралов в формулах (12), (14) с помощью замены

.2

$$\frac{n_{\rm ID}(q)}{n_i} \to 2\pi \exp\left(\frac{\hbar^2}{2mkT} \frac{g^2 - |g^2|}{2}\right) \delta(q - \sqrt{|g^2|}) \,. \tag{15}$$

Результаты расчетов, представленные на рис. 2, показывают, что максимальные скорости рассеяния для интерфейсных мод примерно в три раза превосходят таковые для объемных мод. Видно, что аппроксимация (15) хорошо работает для широких квантовых ям (с межподзонной энергией более чем в два раза выше энергии фонона) даже при комнатной температуре.



Рис. 2. Скорости переходов 2→1 в гетероструктуре GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As при эмиссии LO-фононов; сплошные кривые — расчет по формулам (14) (*a*) и (12) (*б*); штриховые — результат аппроксимации (15).

#### Заключение

Рассчитаны потенциалы и модовая дисперсия локализованных полярных оптических фононных мод, а также скорости межподзонного рассеяния в квантовой яме GaAs/AlGaAs на интерфейсных и объемных фононных модах. Предложен универсальный способ аппроксимации данных скоростей, дающий приемлемую погрешность для широких квантовых ям при комнатной температуре, что позволяет использовать ее при оптимизации активных областей квантово-каскадных лазеров дальнего ИК диапазона.

#### Литература

- 1. M. A. Stroscio, M. Dutta. Phonons in Nanostructures. Cambridge. 2004.
- 2. А. А. Афоненко, В. С. Белявский. *Нормировка фононных мод в квантоворазмерных гетероструктурах.* Сб. ст. 8-го Белорусско-российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе". Минск, 17—20 мая 2011 г. С. 60—63.
- 3. Д. Пайнс, Ф. Нозьер. Теория квантовых жидкостей. М. 1967.

# Rate of Intersubband Transition in Quantum Wells as a Result of Their Scattering on Polar Optical Phonon Modes

# A. N. Drozd, A. A. Afonenko

### Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: drozdan@bsu.by

We calculated the potentials of localized polar optical phonon modes. The rates of intersubband scattering on interface and bulk modes in GaAs/AlGaAs quantum well are calculated. The universal approximation of the rates is proposed. This approximation is valid at room temperature for wide quantum wells.

Keywords: intersubband scattering, interface phonon mode, quantum well, heterostructure.

# Новый подход для генерации мощных лазерных импульсов на основе эпитаксиально-интегрированной AlGaAs/GaAsгетероструктуры лазера-тиристора

<u>С. О. Слипченко</u> <sup>a</sup>, А. А. Подоскин <sup>a</sup>, А. В. Рожков <sup>a</sup>, Н. А. Пихтин <sup>a</sup>, И. С. Тарасов <sup>a</sup>, Т. А. Багаев <sup>б</sup>, М. А. Ладугин <sup>б</sup>, А. А. Мармалюк <sup>б</sup>, А. А. Падалица <sup>б</sup>, В. А. Симаков <sup>б</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: serghpl@mail.ioffe.ru <sup>б</sup> НИИ "Полюс" им. М. Ф. Стельмаха, Москва, Россия

Разработан новый подход для генерации мощных лазерных импульсов, основанный на эпитаксиальной и функциональной интеграции быстрого токового ключа и лазерной гетероструктуры. В рамках разработанного подхода предложен дизайн AlGaAs/GaAs-гетероструктуры, выращенной MOC-гидридной эпитаксией. Изготовленные экспериментальные образцы лазера-тиристора имеют апертуру 200 мкм и характеруются блокирующем напряжением 20 В. Максимальная пиковая мощность достигает 40 и 8 Вт для длительностей импульса 95 и 13 нс. Максимальный ток, генерируемый в контуре, 90 А.

**Ключевые слова:** импульсные полупроводниковые лазеры, лазер-тиристор, эпитаксиальная интеграция.

#### Введение

Генераторы мощного импульсного излучения на основе полупроводниковых лазеров широко востребованы в различных областях: лазерные дальномеры, медицина, нелинейное преобразование частоты, оптически активируемые высоковольтные ключи. К основным преимуществам импульсных полупроводниковых лазерных излучателей можно отнести высокую надежность, технологичность изготовления, возможность изменения в широких диапазонах динамических, энергетических и спектральных характеристик генерируемых импульсов. При этом важным элементом лазерной системы становится генератор импульсов тока. Существуют доступные, компактные и дешевые решения, обеспечивающие формирование импульсов тока длительностью десятки наносекунд и амплитудой десятки ампер. Однако ситуация существенно изменяется, если требуемые длительности импульсов находятся в диапазоне единиц наносекунд, а амплитуды токов накачки приближаются к килоамперному уровню. В этом случае использование дополнительных внешних дискретных элементов существенно снижает энергетическую эффективность системы, усложняется задача создания интегральных систем на основе линеек и стеков лазерных диодов. Возможный вариант решения — эпитаксиальная интеграция функции быстрого токового ключа в лазерную гетероструктуру. Наиболее эффективно решение, основанное на явлении электрической бистабильности, когда структура может находиться в двух устойчивых состояниях: выключенном с высоким эффективным сопротивлением и включенном с низким эффективным сопротивлением. При этом важно, чтобы активация перехода во включенное состояние осуществлялась низкоэнергетическим импульсом управления. Наиболее эффективное решение, удовлетворяющее данным требованиям, основано на гетероструктуре лазера-тиристора [1]. Первые экспериментальные результаты показали как высокие потенциальные возможности такого подхода для генерации импульсного лазерного излучения [1, 2], так и необходимость существенной оптимизации конструкции гетероструктуры лазератиристора для решения задачи генерации мощного лазерного излучения [3]. В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования мощностных и динамических характеристик мощных лазерных излучателей на основе гетероструктуры лазера-тиристора.

#### Экспериментальные результаты

Схематическое изображение гетероструктуры лазера-тиристора и конструкции импульсного излучателя показано на рис.1. Гетероструктура выращена методом MOCVD-эпитаксии. Как показано экспериментально [3] и теоретически [4], эффективность переключения высоких



Рис. 1. Схематическое изображение кристалла лазера-тиристора.

уровней тока существенно зависит от эффективности оптической обратной связи в гетероструктуре лазера-тиристора. Исследуемая нами гетероструктура оптимизирована таким образом, чтобы оптическое поглощение было только в слое *p*-базы. Для этого в отличие от структуры, описанной в [1], *n*-база сформирована слоем широкозонного AlGaAs (*x* = 0.35).

Для исследования излучательных характеристик изготавлены экспериментальные образцы кристаллов с шириной полоска 200 мкм и длиной резонатора 500—1200 мкм. Исследования излучательных характеристик лазерной части продемонстрировали внутренние оптические потери ~2.7см<sup>-1</sup> и внутренний квантовый выход 100%, что сравнимо с характеристиками полупроводниковых лазеров с таким же дизайном гетероструктуры.

Для исследования импульсных характеристик лазеров-тиристоров использована схема с внешним емкостным накопителем энергии. В этом случае в выключенном состоянии внешний источник заряжает емкостный накопитель до уровня, определяемого блокируемым напряжением, но не выше его максимального значения (для исследуемой гетероструктуры максимальное блокируемое напряжение 20 В). Подача низкоуровнего сигнала управления в виде импульса тока переводит лазер-тиристор во включенное состояние, характеризующееся низким сопротивлением. В результате емкостный накопитель генерирует импульс тока, который обеспечивает инжекцию носителей заряда в активную область лазерной части гетероструктуры. После разряда емкостного накопителя до уровня, характеризуемого током, меньшим, чем ток удержания, лазер-тиристор переходит в закрытое состояние.

Типичные генерируемые лазерные импульсы показаны на рис.2. Видно, что при фиксированном быстродействии лазера-тиристора уменьшение длительности импульса возможно за счет снижения емкости накопителя. В результате максимальная мощность лазерных импульсов, генерируемых лазером-тиристором, достигает 40 Вт при номиналах емкостей 470 нФ, при этом длительность 125 нс (95 нс на уровне FWHM). Снижение емкости до 10 нФ позволяет генерировать лазерные импульсы длительностью 23 нс (13 нс на уровне FWHM) с пиковой мощностью до 8 Вт. Из полученных зависимостей амплитуды генерируемой мощности от блокируемого напряжения показаны установлено, что максимальная амплитуда тока накачки в исследуемой системе достигает 90 А при емкости 470 нФ. Важно отметить, что демонстрируемые результаты получены для напряжений питания не более 20 В.

Важным параметром лазера-тиристора, определяющим возможность его практического использования, является температурная зависимость мощностных и динамических характеристик. В первую очередь это связано с тем, что в эффективности работы лазера-тиристора важную функцию выполняет оптическая обратная связь, которая определяет количество избыточных носителей в *p*-базе. Она связана со скоростью фотогенерации, определяемой потоком спонтанного излучения из активной области в сторону *p*-базы и спектром поглощения, а также



Рис. 2. Импульсы, генерируемые лазером-тиристором, при различной зарядной емкости C; T = 20 °C.

скоростью рекомбинации избыточных носителей в p-базе. Все эти элементы зависят от температуры и таким образом могут оказывать влияние на инжекционные характеристики гетероструктуры лазера-тиристора. Экспериментальные исследования семейств L-V характеристик и лазерных импульсов для диапазона рабочих температур 20—80 °C показывают, что при повышении температуры сохраняется как характер динамики генерируемых лазерных импульсов, так и зависимости L-V. При этом падение максимальной мощности при росте температуры от 20 до 80 °C не превышает 17 %, что сравнимо с характеристиками одиночных полупроводниковых лазеров. Это позволяет утверждать, что повышение температуры не ухудшает динамических и токовых характеристик гетероструктуры лазера-тиристора как токового ключа.

#### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №14-19-01560).

#### Литература

- 1. S. O. Slipchenko, et al. *High-Power Pulse Semiconductor Laser-Thyristor Emitting at 900-nm Wavelength*, IEEE Photon. Technol. Lett. 2013. V. 25, No. 17. P. 1664—1667.
- 2. S. O. Slipchenko, et al. On the control efficiency of a high-power laser thyristor emitting in the 890–910 nm spectral range, Semiconductors. 2014. V. 48, No. 5. P. 697–699.
- 3. S. O. Slipchenko, et al. A Study of Nonlinear Lasing Dynamics of an InGaAs/AlGaAs/GaAs Heterostructure Power Laser-Thyristor Emitting at 905 nm, J. Appl. Phys. 2014. V. 116, N 9. P. 084503-1-084503-6.
- 4. S. O. Slipchenko, A. A. Podoskin, N. A. Pikhtin, I. S. Tarasov, A.V. Gorbatyuk, *Model of Steady-State Injection Processes in a High-Power Laser-Thyristor based on Heterostructure with Internal Optical Feedback*, IEEE Transact. Electron Devic. 2015. V. 62 (1). P. 149–154.

# New approach for High Peak Power Lasing Based on Epitaxially-Integrated AlGaAs/GaAs Laser-Thyristor Heterostructure

<u>S. O. Slipchenko</u><sup>a</sup>, A. A. Podoskin<sup>a</sup>, A. V. Rozhkov<sup>a</sup>, N. A. Pikhtin<sup>a</sup>, I. S. Tarasov<sup>a</sup>, T. A. Bagaev<sup>b</sup>, M. A. Ladugin<sup>b</sup>, A. A. Marmalyuk<sup>b</sup>, A. A. Padalitsa<sup>b</sup>, V. A. Simakov<sup>b</sup>

 <sup>a</sup> I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; e-mail: serghpl@mail.ioffe.ru
 <sup>b</sup> M. F. Stel'makh Research and Development Institute "Polyus", Moscow, Russia

A new approach to generation of high optical peak power by epitaxially and functionally integrated highspeed high-power current switch and laser heterostructure (so-called laser-thyristor) has been developed. In frame of the approach The epitaxially integrated AlGaAs/GaAs heterostructure of low-voltage laser-thyristor has been studied and optimized for generation of high-power pulses at a 900-nm wavelength. Experimental laserthyristor samples with a 200-µm aperture have been fabricated and studied. The maximum static blocking voltage does not exceed 20 V. As a result, the maximum optical peak power reaches 40 and 8 W at FWHM pulse durations of 95 and 13 ns, respectively. An analysis of the potential dynamics has shown that the heterostructure provides pumping of the active layer with up to 90-A pulses.

Keywords: pulse semiconductor laser, laser-thyristor, epitaxially integrated heterostructure.

## Мощные импульсные матрицы лазерных диодов

<u>Д. В. Шабров</u><sup>a</sup>, В. В. Кабанов<sup>a</sup>, Е. В. Лебедок<sup>a</sup>, Д. М. Кабанов<sup>a</sup>, Г. Т. Микаелян<sup> $\delta$ </sup>, А. П. Буничев<sup> $\delta$ </sup>

<sup>а</sup> Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: d.shabrov@ifanbel.bas-net.by; <sup>б</sup> Научно-производственное предприятие "Инжект", Саратов, Россия

Представлены результаты разработки и исследования полупроводникового лазерного излучателя на основе матрицы лазерных диодов СЛМП-6НП-845H с гетероструктурами типа AlGaAs/GaAs. Созданная модификация дает возможность реализовать мощное импульсное лазерное излучение на длине волны 846 нм с эффективной формой, широким диапазоном варьирования длительности от десятков до сотен наносекунд и частотой повторения импульсов вплоть до 10 кГц, а также плотностью пиковой мощности вплоть до 35 Вт/мм<sup>2</sup> при эффективной концентрации лазерного излучения в заданном телесном угле  $27^{\circ} \times 8^{\circ}$ .

Ключевые слова: матрица лазерных диодов, импульсный режим, диаграмма направленности.

#### Введение

Одним из ключевых элементов в создании высокоэффективных оптических и информационных систем является разработка нового поколения лазерных излучателей — интегрированных в блоки линеек и матриц лазерных диодов, выполненных на основе полупроводниковых гетеросруктур. Полупроводниковые блоки лазерных линеек и матриц находят применение в высокоэффективных модулях накачки твердотельных и оптоволоконных лазеров, приборах подсветки и целиуказания, лазерных информационных системах. В связи с этим важным представляется поиск путей создания мощных, высокоэффективных полупроводниковых излучателей с заданными параметрами и высоким рабочим ресурсом.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований мощных импульсных матриц лазерных диодов (МЛД) на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs, излучающих в ближней ИК области спектра с длиной волны в диапазоне 790—990 нм. В частности, представлена новая модификация матрицы лазерных диодов модели СЛМП-6НП-845H, созданная на ОАО "НПП "Инжект" для использования в активно-импульсных системах видения, разрабатываемых в Институте физики НАН Беларуси. Основная задача — получение мощного излучения коротких лазерных импульсов с высокой частотой повторения и заданной диаграммой направленности. Наряду с созданием эффективной импульсной МЛД в состав проекта входила также разработка блоков силовой и управляющей электроники, а также блока термостабилизации системы, обеспечивающих надежную и стабильную работу полупроводникового лазерного излучателя.

#### 1. Экспериментальные исследования

В основу разработанного полупроводникового лазерного излучателя положена специально созданная МЛД (модель СЛМП-6НП-845Н) с длиной волны в максимуме спектра излучения 846 нм. В рабочем режиме при температуре  $30 \pm 0.5$  °C спектральная ширина излучения по полувысоте составляет 6 нм.

Результаты исследования формы импульса лазерного излучения МЛД (СЛМП-6НП-845Н), приведенные на рис. 1, показывают, что передний фронт импульса достигает 83% своей максимальной интенсивности за первые 12 нс и 100% — примерно через 30 нс. Это максимальное значение интенсивности практически стабильно сохраняется на протяжении всего импульса. На стадии его выключения интенсивность резко падает через ~15 нс. Описанное поведение реализуется для импульсов с длительностью на полувысоте  $t_{ipl}$  от 35 до 100 нс. При дальнейшем увеличении длительности импульса вплоть до 200 нс во второй его половине наблюдается некоторое снижение интенсивности на ~10—12 %.

Измерения, выполненные на спектрорадиометрическом комплексе модели DTS320-201, как и следовало ожидать, показали, что, полная средняя мощность лазерного излучения МЛД линейно возрастает с увеличением частоты повторения импульсов F. Так, при изменении частоты повторения импульсов в диапазоне 0.5—10 кГц полная средняя мощность *P<sub>m</sub>* изменятся от 0.114 до 2.28 Вт при длительности импульса  $t_{ipl} = 50$  нс и от 0.259 до 5.19 Вт при  $t_{ipl} = 100$  нс. Пиковая мощность P<sub>ins</sub> в импульсе лазерного излучения при этом находится в пределах 4.56—5.19 кВт.



79.5 (4), 98.5 нс (5)), F= 1 кГц.

СЛМП-6НП-845Н по быстрой (1) и медленной (2) осям.

Проведены исследования диаграммы направленности лазерного излучения МЛД в двух плоскостях (по быстрой и медленной осям) с использованием гониофотометра SMS 10. Измерения выполнены при длительности импульса лазерного излучения 50 нс с частотой повторения в диапазоне 0.5—10 кГц на расстоянии 3 м. Расходимость излучения вдоль быстрой и медленной осей на полувысоте интенсивности излучения 27° и 8° (см. рис. 2). Следует отметить, что концентрация лазерного излучения в заданном телесном угле реализована без применения дополнительной оптики. Показано, что повышение частоты повторения импульсов лазерного излучения от 0.5 до 10 кГц и соответствующее изменение мощностного режима работы не влияют на заданную диаграмму направленности. Полученный результат позволяет использовать разработанный на основе МЛД модуль подсветки в широком диапазоне изменения мощностных характеристик при концентрации излучения в заданном телесном угле.



Рис. 3. Матрицы лазерных диодов: СЛМ-7-4 (а) и СЛМП-6НП-845Н (б).

Выполнен сравнительный анализ мощностных характеристик двух модификаций мощных импульсных матриц лазерных диодов М1 (модель СЛМ-7-4 [1]) (см. рис. 3, а) и М2 (модель СЛМП-6НП-845H) (см. рис. 3, б). Средняя мощность лазерного излучения матрицы M1 (СЛМ-7-4) при длительности импульса 180 нс и частоте повторения импульсов 1 кГц составляет  $P_{mM1} = 0.5$  Вт, что в пересчете на пиковую мощность дает  $P_{insM1} = 2.78$  кВт. При тех же длительности и частоте повторения импульса средняя и пиковая мощности лазерного излучения матрицы M2 (СЛМП-6НП-845Н)  $P_{mM2} = 0.846$  Вт,  $P_{insM2} = 4.7$  кВт. При этом эффективные излучающие площади матриц M1 и M2  $S_{M1} = 400$  мм<sup>2</sup> и  $S_{M2} = 134$  мм<sup>2</sup> (рис. 3). Плотность пиковой мощности лазерного излучения, получаемой с 1 мм<sup>2</sup>, для матриц M1 и M2 составляет 6.96 и 35.07 Вт/мм<sup>2</sup>, что свидетельствует о пятикратном увеличении энергетической эффективности при получении импульсного лазерного излучения с единицы поверхности матрицы M2 по сравнению с M1.

#### Заключение

Разработанные модификация мощной импульсной матрицы лазерных диодов СЛМП-6НП-845Н и модуль полупроводникового лазерного излучателя на ее основе дают возможность реализовать мощное импульсное лазерное излучение с эффективной формой импульса (достаточно крутыми передним и задним фронтами), широким диапазоном варьирования длительности от десятков до сотен наносекунд и частотой повторения импульсов вплоть до 10 кГц, а также плотностью пиковой мощности вплоть до 35 Вт/мм<sup>2</sup> при эффективной концентрации лазерного излучения в заданном телесном угле 27° × 8°.

### Литература

 D. M. Kabanau, V. V. Kabanov, Y. V. Lebiadok, D. V. Shabrov, P. V. Shpak, G. T. Mikaelyan, A. P. Bunichev. Powerful Laser Diode Matrixes for Active Vision Systems. World Academy of Science, Engineering and Technology (WASET), eISSN: 1307-6892. (XII International Conference on Laser Physics and Optical Sciences, London, United Kingdom, 22—23 December, 2014) International Scholarly and Scientific Research & Innovation. International Science Index.org. 2014. V. 8, N 12, P. 1143—1147.

# **Powerful Pulse Laser Diode Matrixes**

D. V. Shabrov<sup>a</sup>, V. V. Kabanov<sup>a</sup>, Y. V. Lebiadok<sup>a</sup>, D. M. Kabanau<sup>a</sup>, G. T. Mikaelyan<sup>b</sup>, A. P. Bunichev<sup>b</sup>

<sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: d.shabrov@ifanbel.bas-net.by <sup>b</sup> JSC "SPE "Inject"", Saratov, Russia

The results of research and development of the laser diodes matrix SLMP-6NP-845N based on AlGaAs/GaAs heterostructure are presented in the paper. The laser source enables to achieve high power laser pulse at a wavelength of 846 nm with an effective form, a wide range of duration (from tens to hundreds of nanoseconds) and the pulse repetition rate up to 10 kHz, and a peak power density up to 35 W/mm<sup>2</sup> with effective concentration of laser radiation in a given solid angle  $27^{\circ} \times 8^{\circ}$ .

Keywords: laser diode matrix, pulse mode, directional diagram.

# **LD-Pumped Low Gain Picosecond Oscillator**

# M. V. Bogdanovich, K. I. Lantsov, L. L. Teplyashin, U. S. Tsitavets, A. G. Ryabtsev, <u>G. I. Ryabtsev</u>, P. V. Shpak

B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: ryabtsev@ifanbel.bas-net.by

A concept for low-gain diode-side pumped picosecond oscillator is presented. Optical scheme has been developed according to the threshold requirements for continuous wave mode-locking operation deriving from saturation properties of semiconductor absorber and available gain.

Keywords: low-gain medium, diode side-pumped laser, continuous wave mode-locking.

#### Introduction

Continuous wave mode-locking nowadays is the most popular and simple technique for the generation of short optical pulses within the picosecond or femtosecond range depending on a gain medium property. In this work the basic principles of mode-locking operation are discussed and applied for the laser active medium with a quite low gain provided by the side-pumping geometry. Main aim of the work was determination of the conditions for stable mode-locking operation under the diode-side pumping as it promises an easy scalability and simplified pump delivery unit.

#### 1. Mode-locking mechanism

The continuous wave active mode-locking was firstly demonstrated for dye lasers [1] that exhibit high gain and fast cross-relaxation times. Due to wide gain spectrum of dyes the shortest pulse durations of 6 fs already have been achieved. Later, the mode-locking was predicted for the case when the fast saturable absorber is inserted into the laser cavity. After all, the soliton stabilization mechanism was formulated [2] for the scheme with the slow saturable absorbers having the recovery times much longer than the optical pulse length. Basic principle of the mode-locking operation consists in providing the short gate with the positive net gain which locks the longitudinal modes and provides the generation of short pulses (Fig. 1) [3].



Fig. 1. Locking mechanism for laser with the fast saturable absorber.

#### 2. Gain medium and cavity design requirements

Side pumping scheme was chosen for the analysis because of its simplicity and scalability for the high power operation [4]. However, the inversion population density distribution within the active medium is not perfectly matched with the lasing mode, as for the case of longitudinal pumping scheme, and, therefore, an additional attention should be paid to the cavity design. Also, a problem of low gain originates from a side pumping design peculiarities that cause lower modulation of the gain, and thus demand for a higher modulation depth (about of 3% magnitude or higher) of the SESAM reflectivity to achieve stable mode-locking.

From the other side, in order to avoid Q-switching instability caused by SESAM a criterion for intracavity circulating energy  $E_p$  should be satisfied [5]:

$$E_{\rm p} > (F_{\rm sat,L}A_{\rm eff,L}F_{\rm sat,A}A_{\rm eff,A}\Delta R)^{1/2}, \qquad (1)$$

where  $F_{\text{sat,L}}$  is the saturation fluence of the gain medium;  $A_{\text{eff,L}}$  is the effective mode area within the gain medium;  $F_{\text{sat,A}}$  is the saturation fluence of the saturable absorber;  $A_{\text{eff,L}}$  is the effective mode area within the saturable absorber;  $\Delta R$  is the reflectivity change of the SESAM.

Saturation fluence of the active medium can be easily estimated with the following equation:

$$F_{\text{sat,L}} = h\nu/(2\sigma_{\text{L}}), \qquad (2)$$

where  $\sigma_L$  is the stimulated emission cross-section of the gain medium, hv is the photon energy.

In order to avoid damage of the SESAM the saturation value of the passive absorber  $S = E_p/F_{\text{sat,A}}A_{\text{eff,A}}$  should be kept below of 20. In our experiment this parameter didn't exceed 2 in the regime of the CW mode-locking.

As a gain medium for our investigation the Nd:YVO<sub>4</sub> crystal cut along optical axis **a** (Nd doping concentration of 0.5%) have been chosen. Pumping radiation of the continuous wave diode array with maximum output power of 18.6 W was delivered to the active medium from the side using pair of cylindrical lenses for beam focusing (see Fig. 2, *a*) resulting in the asymmetrical population inversion density distribution in the active medium (see Fig. 2, *b*).



Fig. 2. Side pumping geometry (*a*) and numerically calculated spatial profile of the population inversion density under side-pumping (brighter is higher) (*b*).

As a saturable absorber SESAM with a recovery time of 10 ps and reflectivity modulation of 4% was used. The recovery time of 10 ps is four times more than the lowest pulse duration that could be achieved with the NdYVO<sub>4</sub> gain medium if spectrally limited pulse would be produced.

Taking into consideration the requirements of Eq. (1) and our pumping conditions, the cavity parameters were calculated to provide 70  $\mu$ m waist radius at the SESAM and 250  $\mu$ m waist radius at the gain medium. The length of the cavity was chosen long enough (13 m) to accumulate a rather large amount of energy for making the condition (1) true. Plain output coupler with 95% reflectivity was placed close to active medium resulting in a single output beam.

#### 3. Results and discussions

According to the side-pumping scheme with low gain, the lasing threshold for continuous operation was rather high and reached 6 W (see Fig. 3) of pumping power incident on the crystal (it should be noted that available pumping power was limited to 15 W because of 20 % losses at focusing



Fig. 3. Output power of low-gain side-pumped picosecond oscillator.

optics). Stable mode-locking was achieved above 14 W of pumping power resulting in output power of 150 mW. Taking into account the repetition rate of 21 MHz the pulse energy of 7.5 nJ has been

reached. At this conditions the beam quality parameter of output radiation  $M^2$  didn't exceed 1.1 and stable mode locking lasted for hours.

At the expense of the beam quality and stability of mode-locking the output power could be increased to 1 W with small adjustment of the laser cavity. We expect that the output power of several watts in stable mode-locking regime could be reached if the higher pump power from diode array (or an additional diode array) would be available. This scheme also promises relaxed requirements for electronics speed due to low repetition rate of the mode-locked pulses. This approach can be convenient if such a laser is used for seeding of the regenerative amplifier.

## Conclusion

A picosecond oscillator, featuring low-gain diode side-pumping scheme, was developed. A requirements for the cavity and SESAM characteristics, originating from low gain of the active medium, has been formulated. Laser is working in CW mode-locked regime at 20 MHz repetition rate, with output power not less than 150 mW.

#### References

- 1. E. P. Ippen, C. V. Shank, A. Dienes. *Passive mode locking of the cw dye laser*. Appl. Phys. Lett. 1972. V 21. P. 348—350.
- 2. F. X. Kärtner, U. Keller. *Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber*. Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 16–28.
- H. A. Haus, L. Fellow. *Mode-Locking of Lasers*. IEEE J. Quantum Electron. 2000. V. 6. N 6. P. 1173—1185.
- 4. R. Paschotta, U. Keller, G. J. Spühler, M. Moser, M. J. Dymott, D. Kopf, et al. *Diode-pumped* passively mode-locked Nd:YAG laser with 10-W average power in a diffraction-limited beam. Opt. Lett. 1999. V. 24. P. 528—530.
- 5. C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser and U. Keller. *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*. J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16. P. 45.

# Генератор пикосекундных оптических импульсов с диодной накачкой и малым коэффициентом усиления

М. В. Богданович, К. И. Ланцов, Л. Л. Тепляшин, В. С. Титовец, А. Г. Рябцев, <u>Г. И. Рябцев</u>, П. В. Шпак

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: ryabtsev@ifanbel.bas-net.by

Предложена концепция пикосекундного оптического генератора с поперечной диодной накачкой. Оптическая схема разработана с учетом требований, налагаемых малым коэффициентом усиления на порог достижения стабильной непрерывной синхронизации мод.

Ключевые слова: среда с низким коэффициентом усиления, лазер с поперечной диодной накачкой, непрерывная синхронизация мод.

# Нелинейно оптические эффекты на редкоземельных ионах остаточной концентрации и твердотельные диодно-накачиваемые лазеры

И. А. Ходасевич<sup>а</sup>, <u>А. С. Грабчиков</u><sup>а</sup>, А. А. Корниенко<sup>б</sup>, Е. Б. Дунина<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: asg@dragon.bas-net.by <sup>б</sup> Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь

Представлены результаты исследований нелинейно-оптических эффектов, обусловленных присутствием низкоконцентрированных примесей редкоземельных ионов и развивающихся под действием непрерывного инфракрасного излучения в кристаллах KGW и YVO<sub>4</sub>, которые часто используются как внутрирезонаторные элементы в диодно-накачиваемых лазерных системах.

Ключевые слова: ап-конверсия, ионы эрбия, ионы туллия, твердотельные лазеры.

## Введение

Использование лазерных диодов для накачки твердотельных лазеров привело не только к улучшению эффективности и компактности таких систем, их применение создало принципиально новые возможности в исследованиях нелинейного воздействия лазерного излучения на среду, поскольку особенно в непрерывном режиме внутрирезонаторная интенсивность может существенно превышать внерезонаторную и достигать сотен кBт/см<sup>2</sup> на сколь угодно протяженных временных интервалах. В отличие от условий в лазерах с ламповой накачкой, где активные элементы подвержены воздействию мощного спектрального широкополосного излучения с высокой расходимостью, излучение диодных лазеров обладает спектральной узкополосностью, низкой расходимостью и, соответственно, высокой яркостью. Четкое пространственное и спектральное выделение потоков излучения и областей их взаимодействия с внутрирезонаторными элементами в диодно-накачиваемых лазерных системах открывает новые перспективы для исследования нелинейно оптических эффектов, столь многообразных в твердых телах. В 1999 г. был продемонстрирован диодно накачиваемый твердотельный лазер на Nd:KGW с внутрирезонаторным преобразованием на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) [1]. Обнаружено, что ВКР генерация сопровождается возникновением в канале генерации узкополосного свечения вблизи 475 нм [2].

В настоящей работе обсуждаются результаты исследований характеристик апконверсионного свечения в кристаллах калий-гадолиниевого вольфрамата (KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, или KGW) и ванадата иттрия (YVO<sub>4</sub>) при воздействии ИК излучения, осуществляемого как вне лазерного резонатора, так и внутри него. Анализируются причины возникающего свечения.

#### Результаты

Свечение исследовано как в "чистых", так и в допированных ионами неодима кристаллах Nd:KGW и KGW, а также в YVO<sub>4</sub>:Nd и YVO<sub>4</sub>. В недопированном состоянии эти кристаллы прозрачны в широких спектральных областях. KGW — двуосный кристалл моноклинной структуры с пространственной группой C2/c и широкой полосой пропускания 0.35—5.5 мкм. YVO<sub>4</sub> — одноосный кристалл тетрагональной структуры циркона *I*41/*amd* с полосой пропускания 0.34—5.4 мкм. Сопоставление характеристик свечения в кристаллах, допированных ионами неодима и без допирования, показало, что оно не связано с ионами Nd. Свечение носит апконверсионный характер и возбуждается непрерывным либо квазинепрерывным ИК лазерным излучением при плотностях мощности, превышающих уровень кВ/см<sup>2</sup>. Его отличительная особенность — узкополосность и наличие структуры. Голубое свечение в области 475 нм наблюдается при возбуждении излучением 1.06 и 1.2 мкм. Замена источника возбуждения на диодный лазер с длиной волны 808 или 970 нм приводит к развитию зеленого излучения в области 420—560 нм. Исследование зеленого свечения в кристалле KGW показало, что его причиной является ап-конверсионная люминесценция на ионах эрбия, присутствующих в концентрациях  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  % [3]. Экспериментальные данные, а также результаты работы [4] указывают на важ-

ную роль низкоконцентрированных ионов туллия в голубом ап-конверсионном испускании. Получен аномально низкий показатель ап-конверсионной люминесценции n = 1.6 для голубой люминесценции, возбуждаемой излучением с длиной волны 1.06 мкм, не соответствующий трехфотонному процессу. Измерения зависимости пропускания от мощности возбуждения в обоих случаях демонстрируют нелинейность, свидетельствующую о модификации кристаллических свойств при воздействии непрерывного излучения.

#### Заключение

Представлены результаты исследований нелинейно-оптических эффектов, обусловленных присутствием низкоконцентрированных примесей редкоземельных ионов. Эффекты развиваются под действием непрерывного ИК излучения в кристаллах KGW и YVO<sub>4</sub>, которые часто используются как внутрирезонаторные элементы в диодно-накачиваемых лазерных системах.

### Литература

- 1. A. S. Grabtchikov, A. N. Kuzmin, V. A. Lisinetskii, G. I. Ryabtsev, V. A. Orlovich, A. A. Demidovich. *All solid-state diode-pumped Raman laser with self-frequency conversion*. Appl. Phys. Lett. 1999. V.75, N 24. P.
- 2. A. S. Grabtchikov, A. N. Kuzmin, V. A. Lisinetskii, G. I. Ryabtsev, V. A. Orlovich, A. A. Demidovich. *Stimulated Raman scattering in Nd:KGW diode-pumped laser*. J. Alloys Comp. 2000. V. 300-301. P. 300.
- 3. И. А. Ходасевич, А. А. Корниенко, Е. Б. Дунина, А. С. Грабчиков. Тансформация оптических свойств кристаллических сред (KGW, YVO4) при воздействии непрерывным лазерным излучением в полосе прозрачности среды. Опт. и спектр. 2013. Т. 115, № 3. С. 372.
- 4. J. J. Neto, Ch. Artlett, A. Lee, J. Lin, D. Spence, J. Piper, N. U. Wetter, H. Pask. *Investigation of blue emission from Raman active crystals: Its origin and impact on laser performance*. Opt. Mater. Express. 2014. V. 4. N 5. P. 889.

# Nonlinear Optical Effects on Residual Rare Earth Ions and Diode Pumped Solid-State Lasers

I. A. Khodasevich<sup>a</sup>, <u>A. S. Grabtchikov</u><sup>a</sup> A. A. Kornienko<sup>b</sup>, E. B. Dunina<sup>b</sup>

<sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: asg@dragon.bas-net.by <sup>b</sup> Vitebsk State Technological University, Vitebsk, Belarus

Results on investigations of KGW and  $YVO_4$  crystals upon exposure of continuous-wave infrared laser radiation are presented. Nonlinear optical effects caused by the presence of low concentrated rare earth ions are discussed. Obtained data are important for development of diode pumped solid-state laser systems.

Keywords: up-conversion, erbium ions tullium ions, solid-state lasers.

# Одночастотная генерация твердотельного YAG:Nd-лазера с диодной накачкой

М. В. Богданович, В. С. Калинов, О. Е. Костик, <u>К. И. Ланцов</u>, К. В. Лепченков, В. В. Машко, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, Л. Л. Тепляшин

## Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: g.ryabtsev@ifanbel.bas-net.by

Приведены экспериментальные результаты по получению одночастотной генерации моноимпульсного твердотельного Nd:YAG-лазера с диодной накачкой при использовании метода инжекции внешнего сигнала. В качестве задающего (инжекционного) лазера использовался разработанный макет непрерывного одночастотного твердотельного Nd:YAG-лазера. Мощность генерации инжекционного лазера при сохранении одночастотного режима варьировалась от 1 до 10 мВт. Подстройка длины волны задающего лазера к собственной моде основного лазера осуществлялась с помощью пьезокорректора. Для исследования спектрального состава генерируемого основным лазером излучения применялся интерферометрический метод с использованием интерферометра Фабри—Перо с областью свободной дисперсии 1 ГГц. Оптимизация параметров резонатора моноимпульсного лазера не проводилась. При энергии

в импульсе 40 мДж его длительность равнялась 12 нс и ширина спектра одночастотной генерации составляла не более 75 МГц.

Ключевые слова: одночастотный лазер, диодная накачка, активная модуляция добротности, метод инжекции внешнего сигнала, интерферометр Фабри—Перо.

#### Введение

Твердотельные лазеры с диодной накачкой находят широкое применение. Одними из основных параметров лазерного излучения являются мощность и ширина линии генерации. Важную роль при рассмотрении потенциальных применений твердотельных лазерных систем играют также временное и пространственное распределение интенсивности генерируемого излучения. Один из эффективных методов селекции продольных мод в лазерах — метод инжекции внешнего сигнала [1—3]. Данный метод применим для получения одночастотного режима генерации и в мощных лазерах.

Цель настоящей работы — создание одночастотного твердотельного лазера с диодной накачкой и активной модуляцией добротности, базирующегося на использовании метода сужения спектра генерации путем захвата внешнего (задающего) излучения с предельно узким спектром. Макет позволяет проводить исследования, направленные на оптимизацию режимов генерации задающего (инжекционного) и мощного моноимпульсного твердотельного лазера.

### 1. Экспериментальная схема лазера

Схематическое изображение исследуемого лазера представлено на рис. 1. В качестве задающего лазера *1* использован разработанный макет непрерывного одночастотного твердотельного Nd:YAG-лазера с шириной спектра генерации ~5 МГц. Мощность генерации задающего лазера при сохранении одночастотного режима варьировалась от 1 до 10 мВт. Подстройка длины волны задающего лазера к собственной моде основного лазера осуществлялась с помощью пьезокорректора. Для согласования пространственных конфигураций мод задающего и основного лазеров использована двухлинзовая система. При этом перетяжка собственной продольной моды инжекционного лазера переносилась в центр активного элемента основного лазера. В результате применяемого способа согласования мод диаметр моды задающего лазера в перетяжке увеличивался в пять раз. Схема используемого квантрона (лазерной диодной сборки) основного лазера приведена на рис. 2.

В качестве активного элемента основного лазера использован кристалл алюмоиттриевого граната, активированный ионами неодима. Концентрация ионов неодима 1.1 %. Диаметр активного элемента 5 мм, его длина 50 мм. Блок накачки активного элемента включает в себя три матрицы лазерных диодов, расположенных в виде равностороннего треугольника с центром на оси кристалла. Излучение каждой матрицы 1 кВт.



Рис. 1. Схема экспериментального макета лазера: 1 — задающий лазер; 2 — активная среда основного Nd:YAG-лазера; 3 —матрица лазерных диодов; 4 — пластинки λ/4; 5 — электрооптический модулятор; 6 — тонкопленочный поляризатор; 7 — диафрагма; 8 — "глухое" зеркало резонатора основного лазера; 9 — выходное зеркало резонатора основного лазера



Рис. 2. Схема квантрона основного лазера: *1* — активный элемент; 2 — прозрачная трубка; 3 — оправка для трубки; 4 — матрица лазерных диодов; 5 — излучение.

#### 2. Энергетические и спектральные параметры излучения моноимпульсного лазера

Для исследования спектрального состава, генерируемого основным лазером излучения, применялся интерферометрический метод с использованием интерферометра Фабри—Перо с областью свободной дисперсии 1 ГГц. Параметры генерации моноимпульсного одночастотного лазера представлены на рис. 3.



Рис. 3. Параметры генерации моноимпульсного одночастотного лазера: интерферограмма спектра генерации моноимпульсного лазера (*a*) и осциллограмма моноимпульса одночастотного лазера (*б*).

Энергия генерации моноимпульса измерена при коэффициенте отражения выходного плоского зеркала 40 % для  $\lambda$  = 1.06 мкм. "Глухое" зеркало представляет собой сферу с фокусным расстоянием 1 м. Оптимизация параметров зеркал резонатора на данном этапе не проводилась. Приведенные на рис. 3 параметры импульса генерации получены для энергии 40 мДж. При этом длительность импульса излучения 12 нс, ширина спектра генерации ≤75 МГц.



Рис. 4. Энергия моноимпульса основного лазера в зависимости от тока накачки матриц лазерных диодов в одночастотном (1) и многочастотном (2) режимах.

На рис. 4 представлены зависимости выходной энергии моноимпульсного лазерного излучения основного лазера от тока накачки матриц лазерных диодов в одночастотном и многочастотном режимах. Видно, что при одночастотном и многочастотном режимах генерации энергия импульса выходного лазерного излучения практически не изменяется, как и длительность импульсов. Представляет также интерес исследование порога мощности одночастотного задающего лазера, при котором будет осуществляться захват основным моноимпульсным лазером. Проведенные измерения созданного экспериментального макета показали, что такой порог составляет ≈135 мкВт. Одночастотная генерация основного лазера при фиксированной энергии выходного импульса 40 мДж получена при изменении мощности задающего лазера от 135 мкВт до 8.5 мВт.

#### Заключение

Созданный экспериментальный макет моноимпульсного одночастотного лазера позволяет проводить исследования, направленные на оптимизацию режимов генерации. При этом возможно выявление физических аспектов достижения моноимпульсного режима мощной одночастотной генерации.

#### Литература

- 1. В. В. Анциферов. *Мощные одночастотные перестраиваемые твердотельные лазеры.* Журн. тех. физ. 1998. Т. 68, № 10. С. 74—78.
- R. L. Schmitt, L. A.Rahn. *Diode-laser-pumped Nd:YAG laser injection seeding system*. Appl. Opt. 1986. V. 25, N 5. P. 629–633.
- 3. T. Schröder, C. Lemmerz, O. Reitebuch, M. Wirth, C. Wührer, R. Treichel. *Frequency jitter and spectral width of an injection-seeded Qswitched Nd:YAG laser for a Doppler wind lidar*. Appl. Phys. B: Lasers and Optics. 2007. V. 87, N 3. P. 437–444.

# Single-Frequency Generation of the Solid-State Nd:YAG Laser with Diode Pumping

M. V. Bogdanovich, V. S. Kalinov, O. E. Kostik, <u>K. I. Lantsov</u>, K. V. Lepchenkov, V. V. Mashko. A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, L. L. Teplyashin

# B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: g.ryabtsev@ifanbel.bas-net.by

The experimental results on single-frequency generation of the Q-switched solid-state Nd:YAG laser with diode pumping under injection seeding are presented. As the master (injection) laser the developed continuous single-frequency solid-state Nd:YAG laser was used. Generation power of injection laser ranged from 1 to 10 mW while maintaining single-frequency lasing. Tuning of the master laser wavelength to the main laser resonator eigenmode was carried out by piezocorrector. To investigate the spectral composition of the radiation generated by the Q-swithched laser the interferometric method was applied using a Fabry—Perot interferometer with a free spectral region of 1 GHz. Optimization of the parameters for the Q-switched laser resonator was not conducted. At lasing energy 40 mJ per pulse the pulse duration was equal to 12 ns and the spectral width of single-frequency generation was no more than 75 MHz.

Keywords: single longitudinal mode laser, diode pumping, active Q-switching, injection seeding, Fabry—Perot interferometer.

# Исследование возможности создания полупроводниковой лазерной подсветки малой длительности для работы активно-импульсных систем видения при задымлении

В. А. Горобец<sup>а</sup>, В. К. Кулешов<sup>6</sup>, <u>Б. Ф. Кунцевич</u><sup>а</sup>, Н. С. Лешенюк<sup>6</sup>, А. В. Суриков<sup>в</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by <sup>6</sup> Командно-инженерный институт МЧС Республики Беларусь, Минск, Беларусь <sup>6</sup> Институт переподготовки и повышения квалификации МЧС Республики Беларусь, Минск, Беларусь

Разработан блок питания полупроводникового лазера типа Л-13 с длительностями импульсов излучения ~5 нс.

Ключевые слова: активно-импульсная система видения, блок лазерной подсветки.

#### Введение

В настоящее время активно-импульсным системам видения (АИСВ) уделяется большое внимание, поскольку они обладают обширными потенциальными возможностями для решения широкого круга задач. Такие системы в основном предназначены для увеличения дальности наблюдения при пониженной прозрачности атмосферы (туман, дымка, снег и т.д.). Так, например, рассматриваются различные области применения АИСВ: для обнаружения объектов по бликам от их оптики [1], для обнаружения потенциальных угроз для подвижных дозорных войсковых групп и спецподразделений силовых структур [2], для работы в области спектра 0.9—1.7 мкм [3], для видеонаблюдения объектов в условиях плохой видимости [4] и др. Работы [5, 6] посвящены выявлению общих закономерностей формирования изображения в АИСВ и разработке алгоритмов определения расстояний до объектов на горизонтальных трассах для разных частных случаев.

В [7] исследованы возможности использования АИСВ при задымлении. Сделан вывод, что данные системы перспективны для визуализации объектов в задымленной среде. Однако расстояния до объектов наблюдения при этом составляли ~30 м. В то же время на практике в условиях чрезвычайных ситуаций встречаются случаи, когда наблюдение необходимо вести с помощью АИСВ, имеющих преимущество перед тепловизорами при работе в условиях задымления и наличия тепловой засветки открытым огнем и нагретыми поверхностями, на сравнительно коротких дистанциях. Наблюдение на коротких расстояниях (для определенности примем, что расстояние до объекта наблюдения  $S_{o6} ~ 7.5$  м) накладывает определенные ограничения на значения некоторых параметров АИСВ по сравнению с обычно используемыми, в частности, требуется применение импульсов короткой длительности.

Физический принцип работы АИСВ [5, 6] состоит в том, что объекты наблюдения освещаются обычно короткими лазерными импульсами длительностью  $\Delta t_{na3}$ . Импульсы подсветки после отражения от объекта регистрируются приемным блоком. Приемный блок также включается на короткое время  $\Delta t_{np}$ . Для успешного функционирования АИСВ должно выполнятся условие:  $\Delta t_{na3} \sim \Delta t_{np} \ll \Delta t_{o6}$ , где  $\Delta t_{o6} = 2S_{o6}/c$ , c — скорость света в окружающей среде. При  $S_{o6} \sim 7.5$  м получаем  $\Delta t_{o5} = 50$  нс. Обычно знак << предполагает отличие в ~10 раз. Это означает, что  $\Delta t_{na3} \sim \Delta t_{np} \sim 5$  нс. В работах [5—7] и ряде других аналогичных публикаций в блоках лазерной подсветки объектов используются полупроводниковые лазеры импульсного режима работы типа Л-13. Основные номинальные параметры этих лазеров следующие [8]: пиковая мощность излучения 320 Вт (средняя мощность 200 мВт), частота следования импульсов тока накачки 5.2 кГц, длительность импульса тока накачки 120 нс, длина волны лазерного излучения 800—860 нм, габаритные размеры корпуса (диаметр × длина) с учетом выводов 28.5×36.5 мм, масса 70 г. Данный тип лазеров выбирался из условия максимальной средней мощности излучения при минимальных массогабаритных параметрах. Путем разработки специальных блоков питания на основе полевого выходного транзистора, нагруженного на лазер, удается реализо-

вать минимальные значения  $\Delta t_{\text{лаз}} \sim 50$  нс. При дальнейшем уменьшении  $\Delta t_{\text{лаз}}$  средняя мощность излучения резко уменьшается. Весьма перспективной представляется разработка блока питания на основе лавинных транзисторов для широко используемых в АИСВ лазеров типа Л-13 с возможностью получения более коротких импульсов излучения и амплитудой тока до 50 А.

Настоящая работа посвящена разработке блока питания полупроводникового лазера типа Л-13, позволяющего получать импульсы излучения с длительностями ~5 нс. Известна схема на основе транзисторов с ограниченной областью объемного заряда типа КТ312B, которая в лавинном режиме работы этого транзистора формирует наносекундные сигналы с амплитудой тока ~25 А, на сопротивлении 1 Ом при длительности импульса по уровню 0.5 около 1.5 нс [9]. Транзисторы КТ312В имеют напряжение лавинного пробоя ~120 В и не могут использоваться для получения импульсов тока с амплитудой >25 A, тем более на активной нагрузке лазера Л-13, равной 3 ом. Поэтому для получения более мощных импульсов тока мы использовали высоковольтные транзисторы КТ 630 в лавинном режиме, которые при напряжении питания 195-270 В (для разных транзисторов), накопительной емкости C = 10 пф, на активном сопротивлении нагрузки лазера Л-13, равном 3 ом, формировали амплитуду импульсов тока 50 А при длительности импульса по уровню 0.5 6 нс с фронтами 5-4 нс. Основные элементы разработанной функциональной схемы, используемой для накачки лазера Л-13 приведены на рис. 1, осциллограмма напряжения на сопротивлении, включенном последовательно лазеру — на рис. 2. Спад импульса накачки получился короче фронта благодаря быстрому запиранию коммутирующего диода, также включенному последовательно лазеру и выполняющему функцию ограничения тока через лазер во время т зарядки накопительной емкости С, происходящей между импульсами накачки лазера. Типичное время  $\tau = 15$ —40 мкс.



Рис. 1. Схема на высоковольтных лавинных транзисторах для формирования импульсов лазерного излучения с длительностью ~5 нс.



Рис. 2. Осциллограмма напряжения на сопротивлении 0.04 ом, по вертикали 1 В/см, по горизонтали 10 нс/см.

При использовании нелинейных элементов с более короткими временами переключения, например S-диодов, возможно изменение временных характеристик схемы — сокращение фронтов и улучшение формы импульсов. Также для получения выходных импульсов тока с прямоугольной формой можно использовать схему с накопительной линией вместо конденсатора С [9]. Вопросы выбора параметров линии и согласования ее с конкретным лазером требуют отдельного рассмотрения.

#### Заключение

Предложена схема на высоковольтных лавинных транзисторах для формирования импульсов лазерного излучения длительностью ~5 нс.

#### Литература

- 1. В. М. Белоконев, В. Г. Волков, В. Л. Саликов, Б. А. Случак. Лазерный телевизионный прибор. Прикл. физика. 2013. № 4. С. 16—22.
- 2. А. В. Голицын, П. В. Журавлев, Г. Е. Журов, А. В. Корякин, А. П. Чихонадских, В. Б. Шлишевский, Т. В. Яшина. Псевдобинокулярный двухканальный прибор обнаружения потенциальных угроз. Изв. ВУЗов. Приборостроение. 2009. Т. 52, № 5. С. 27—34.

- 3. В. М. Белоконев, В. Г. Волков, Г. А. Леонова, В. Л. Саликов. Активно-импульсный прибор ночного видения для области спектра 0,9 1,7 мкм. Прикл. физика. 2009. № 2. С. 135—138.
- 4. А. Н. Гольченко, Ю. П. Кернов, И. М. Олихов. Лазерная система видеонаблюдения объектов в условиях плохой видимости. Электротех. инфор. комплексы и системы. 2007. Т. 3, № 3. С. 45—49.
- 5. В. А. Горобец, В. В. Кабанов, В. П. Кабашников, Б. Ф. Кунцевич, Н. С. Метельская, Д. В. Шабров. Активно-импульсные системы видения и алгоритмы определения расстояний до объектов. Журн. прикл. спектр. 2014. Т. 81, № 2. С. 283—291.
- 6. В. А. Горобец, В. В. Кабанов, В. П. Кабашников, Б. Ф. Кунцевич, Н. С. Метельская, Д. В. Шабров. Закономерности формирования изображения и определение расстояния до объекта при его движении относительно активно-импульсной системы видения. Журн. прикл. спектр. 2015. Т. 82, № 1. С. 68—75.
- 7. А. В. Суриков, Н. С. Лешенюк, Б. Ф. Кунцевич, В. А. Горобец. Оптико-электронная система для улучшения видимости при задымлении. Вестн. Командно-инженер. ин-та МЧС Республики Беларусь. 2014. № 2(20). С. 4—12.
- 8. htpp://www.inject-laser.ru
- 9. В. П. Дьяконов. Генерация и генераторы сигналов. Москва, 2009.

# Research of an Opportunity of Creation of SemiConductor Laser Illumination of Small Duration for Work of Active-Pulse Systems of Vision at Smoke Conditions

V. A. Gorobets <sup>a</sup>, V. K. Kuleshov <sup>b</sup>, <u>B. F. Kuntsevich</u> <sup>a</sup>, N. S. Leshenjuk <sup>b</sup>, A. V. Surikov <sup>c</sup>

 <sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Science of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by
 <sup>b</sup> Command-engineering Institute of the Ministry for Emergency Situations of the Republic of Belarus, Minsk, Belarus
 <sup>c</sup> Institute for retraining and professional development of the Ministry for Emergency Situations of the Republic of Belarus, Minsk, Belarus

The paper is devoted to development of the power unit for the semiconductor laser (L-13 type) with durations of radiation pulses  $\sim$ 5 ns.

Keywords: active-pulse system of vision, the block of laser illumination.

# Энергетические и спектральные характеристики иттербий-эрбиевого лазера с диодной накачкой в широком температурном диапазоне

М. В. Богданович, <u>А. В. Григорьев</u>, А. И. Енжиевский, К. И. Ланцов, К. В. Лепченков, В. Н. Павловский, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, И. Е. Свитенков, В. С. Титовец, М. А. Щемелев, Г. П. Яблонский

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск Беларусь; e-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by

Представлены результаты изучения особенностей изменения энергетических и спектральных характеристик Yb,Er-лазеров с диодной накачкой при варьировании температуры окружающей среды в интервале от -40 до +50-60 °C. Установлено, что основные регистрируемые изменения энергии выходных импульсов и длины волны, вероятнее всего, связаны с влиянием формирования в активном элементе лазера тепловой линзы. Кроме того, как свидетельствуют результаты измерений спектров фотолюминесценции и поглощения боросиликофосфатного стекла, при анализе данных тестовых температурных испытаний необходимо учитывать изменения в структуре оптических переходов между лазерными уровнями  ${}^4I_{13/2}$  и  ${}^4I_{15/2}$ .

**Ключевые слова:** иттербий-эрбиевый лазер, боросиликофосфатное стекло, поперечная диодная накачка, пассивный затвор, климатические испытания.

#### Введение

Компактные иттербий-эрбиевые лазеры, генерирующие в условно безопасном для органов зрения спектральном диапазоне, являются перспективными источниками излучения для устройств подсветки и дальнометрии [1—3]. Важное требование для таких излучателей со стороны разработчиков и производителей промышленных систем — обеспечение их работоспособности в широком интервале температур окружающей среды T, как правило, в пределах от -40 до +(55-60) °C.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей изменения энергетических и спектральных показателей иттербий-эрбиевых лазеров с поперечной диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности в процессе проведения тестовых климатических испытаний.

#### 1. Результаты климатических испытаний

Климатическим испытаниям подвергались компактные Yb,Er-лазеры с поперечной накачкой InGaAs/AlGaAs-лазерными диодными линейками, разработанные в Институте физики НАН Беларуси (рис. 1). Активный элемент лазера изготавлен из боросиликофосфатного стекла. В качестве пассивного модулятора добротности использован кристалл Co<sup>2+</sup>:MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. Исходная энергия выходных импульсов  $8 \pm 0.5$  мДж при частоте следования импульсов 5 Гц и  $10 \pm 0.5$  мДж при частоте следования импульсов 5 Гц и  $10 \pm 0.5$  мДж при частоте следования импульсов 1 Гц. Длина волны излучения при комнатной температуре окружающей среды  $1535 \pm 5$  нм. Параметр качества лазерного пучка  $M^2 \le 1.5$ . Энергетические и спектральные характеристики лазера изучены при частотах следования импульсов 1 и 5 Гц. Конструкция исследуемых лазеров не включала в себя каких-либо специальных узлов охлаждения.

В процессе тестовых испытаний образцы Yb:Er-лазеров помещались в климатическую камеру, объем которой предварительно заполнялся сухим азотом. В качестве измеряемых параметров выбраны энергия выходного излучения (в мДж) и длина волны генерации (в нм). Энергетические и спектральные параметры измерялись через каждые 10 °C в интервале значений от -40 до +(55-60) °C при частотах следования импульсов 1 и 5 Гц. Для устранения наводимых в механических и оптических компонентах лазера внутренних механических термоупругих напряжений исследуемые образцы до начала измерений выдерживались в течение 1.5-2 ч при заданной температуре.

Результаты измерений зависимости энергии выходных импульсов и длины волны генерируемого излучения от температуры представлены на рис. 2 и 3.



Рис. 1. Внешний вид исследуемого иттербий-эрбиевого лазера (*a*) и распределение излучения в выходном пучке (б). Габариты лазера 110 × 40 × 25 мм.



Рис. 2. Зависимость энергии выходных импульсов излучения Yb,Er-лазера в режиме модулированной добротности от температуры окружающей среды при частотах следования импульсов 1 (1) и 5 Гц (2).

Рис. 3. Зависимость длины волны генерации Yb,Er-лазера в режиме модулированной добротности от температуры окружающей среды; частота следования импульсов 1 Гц.

С целью выявления возможных механизмов, ответственных за регистрируемые на опыте вариации энергии выходных импульсов и длины волны генерации, в интервале температур 20—300 К измерены спектры люминесценции материала активного элемента при возбуждении излучением мощного InGaAs/AlGaAs-лазера, генерирующего в спектральном диапазоне 940—960 нм.

## 2. Обсуждение экспериментальных данных

Полученные данные позволяют заключить, что разработанные Yb,Er-лазеры при частотах 1 и 5 Гц наиболее устойчиво работают в интервале температур от +5 до +(55—60) °C. При температурах <5 °C (вплоть до –40 °C) наблюдается падение энергии выходных импульсов при фиксированном уровне накачки, когда лазер работает с частотой следования импульсов излучения 1 Гц. Поэтому в случаях, когда энергия выходных импульсов должна поддерживаться на уровне 8 мДж во всем интервале –40 ÷ +60 °C, необходимо исходное значение энергии задавать на уровне ~10 мДж. Следует отметить, что при температурах ниже +5 °C наблюдаются резкие скачки длины волны генерации (см., например, рис. 3). При работе на частоте 5 Гц вариации энергии излучения <5 %, поэтому исходное значение энергии при комнатной температуре может быть установлено на уровне 8 + 0.5 мДж.

Основываясь на данных ряда предварительных экспериментов, можно сделать вывод, что регистрируемые различия в энергетических и спектральных характеристиках Yb,Er-лазеров, вероятнее всего, обусловлены формированием в активном элементе тепловой линзы. При

частоте 5 Гц параметры этой линзы заметно не изменяются с уменьшением температуры окружающей среды.

Кроме того, как свидетельствуют результаты измерений спектров фотолюминесценции и поглощения боросиликофосфатного стекла, изменение температуры в интервале  $-40 \div +60$  °C может сказываться на структуре оптических переходов между лазерными уровнями  ${}^{4}I_{13/2}$  и  ${}^{4}I_{15/2}$  [4, 5].

#### Литература

- 1. С. В. Гагарский, Б. И. Галаган, Б. И. Денкер, А. А. Корчагин, В. В. Осико, К. В. Приходько, С. Е. Сверчков. Миниатюрные диодно-накачиваемые лазеры на иттербий-эрбиевых стеклах с модуляцией добротности оптическими затворами на нарушенном полном внутреннем отражении. Квант. электрон. 2000. Т. 30, № 1. С. 10—12.
- В. И. Дашкевич, А. П. Шкадаревич, В. А. Орлович. Безопасные для глаз лазерные источники и дальномеры на их основе. Тез. IX Междунар. науч. конф. "Лазерная физика и оптические технологии", 30 мая—2 июня 2012 г. Гродно. Секция 1. Физика и техника лазеров. Гродно. 2012. С. 10.
- V. V. Kabanov, T. V. Bezyazychnaya, M. V. Bogdanovich, A. V. Grigor'ev, Y. V. Lebiadok, K. V. Lepchenkov, A. G. Ryabtsev, R. G. Ryabtsev, M. A. Shchemelev. *LD-pumped erbium and neodymium lasers with high energy and output quality*. Proc. SPIE. 2013. V. 8780. P. 87800X-1-87800X-8.
- G. I. Ryabtsev, T. V. Bezyazychnaya, V. V. Parastchuk, A. G. Ryabtsev, M. V. Bogdanovich, A. I. Yenzhyieuski, L. L. Tplyashin, V. V. Kuznetsova, I. P. Petrovich, A. S. Kraskovskii, S. N. Titovez. Spectral and temporal properties of diode-pumped Er, Yb: glass laser. Opt. Commun. 2005. V. 252. P. 301–306.
- 5. М. В. Богданович, А. И. Енжиевский, Г. И. Рябцев, В. В. Кузнецова, В. В. Машко, Л. Л. Тепляшин, Л. И. Буров, А. Г. Рябцев, М. А. Щемелев, А. С. Красковский. Лазерная спектроскопия оптических центров в боросиликофосфатном стекле, соактивированном ионами эрбия и иттербия. Журн. прикл. спектр. 2006. Т. 73, № 4. С. 483—487.

# Energy and Spectral Characteristics of LD-Pumped Ytterbium-Erbium Laser within a Wide Temperature Range

- M. V. Bogdanovich, <u>A. V. Grigor'ev</u>, A. I. Enzhievskii, K. I. Lantsov, K. V. Lepchenkov, V. N. Pavlovskii, A. G. Ryabtsev, G. I. Ryabtsev, I. E. Svitsiankou, V. S. Tsitavets, M. A. Shchemelev, G. P. Yablonskii
- B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: g.ryabtsev@ifanbel.bas-net.by

Results of studying the peculiarities of changing the energetic and spectral characteristics of LD-pumped Yb,Er-lasers with varying the ambient temperature within the  $-40 \div +50-60$  °C. It has been ascertained that the main changes registered experimentally in the output energy and lasing wavelength can be most probably related with forming the thermal lens in the laser active element. In addition, as it is follows from results of measuring the boro-silico-phosphate glass photoluminescence and absorption spectra the changes in the structure of the optical transitions between the lasing levels  ${}^{4}I_{13/2}$  in  ${}^{4}I_{15/2}$  should taking into account during analysis of the related temperature test data.

Keywords: ytterbium-erbium laser, boro-silico-phosphate glass, LD-pumped.

# Мощный непрерывный KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Nd-лазер с продольной диодной накачкой

А. А. Буй, В. И. Дашкевич, В. А. Орлович

## Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь e-mail: bui.anastasiya@gmail.com

С использованием рабочего перехода  ${}^{4}F_{3/2}$ — ${}^{4}I_{11/2}$ , осуществлена мощная квазинепрерывная и непрерывная генерация KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Nd-лазеров, основанных на кристаллах с  $N_{\rm p}$ - и  $N_{\rm g}$ -срезами, продольно накачиваемых диодным лазером на  $\lambda = 879$  нм. При мощности падающей накачки 26.8 Вт для элемента  $N_{\rm p}$ -среза и 17.3 Вт для элемента  $N_{\rm g}$ -среза мощности непрерывной генерации на  $\lambda = 1067.2$  нм составили 9.4 и 5.4 Вт, причем кристалл  $N_{\rm g}$ -среза обеспечил работу лазера на основной моде TEM<sub>00</sub>. При квазинепрерывной накачке с рабочим циклом 10 % мгновенная мощность генерации, периодически длящейся 10—20 мс, достигала для обоих кристаллов ~11 Вт. По отношению к поглощенной мощности накачки дифференциальный КПД генерации составил 66.4 % для непрерывного режима генерации и 77.4 % для квазинепрерывного режима.

Ключевые слова: диодная накачка, KGW:Nd-кристаллы с  $N_p$ - и  $N_g$ -срезами, переход  ${}^4F_{3/2}$ — ${}^4I_{11/2}$ , непрерывная и квазинепрерывная генерация.

#### Введение

Создание мощных непрерывных диодно-накачиваемых KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Nd (KGW:Nd) лазеров с длиной волны 1067.2 нм представляет несомненную практическую значимость. Это обусловлено не только широкими сферами применения одномикронных лазеров, но и тем, что кристаллы KGW:Nd относительно недорогие. Большая допустимая концентрация иона Nd<sup>3+</sup> (до 10 ат.%) обеспечивает эффективное поглощение излучения лазерных диодов даже при малых длинах кристалла, что важно для получения высоких КПД генерации в случае продольной диодной накачки. Однако сведения о мощных непрерывных KGW:Nd-лазерах весьма ограниченны. Нам известны лишь две работы [1, 2], в одной из которых [1] достигнута выходная мощность ~7 Вт. В работе [2] получена генерация с мощностью до 22 Вт, однако продемонстрирована мало пригодная для практики конструкция лазера, в котором осуществлена четырехсторонняя угловая (близкая к поперечной) накачка четырьмя лазерными диодами с общей мощностью до 60 Вт. При этом КПД генерации не превышал 38 %, а качество выходного пучка было не совсем удовлетворительным. В настоящей работе представлены результаты разработки и исследования непрерывного, в том числе и квазинепрерывного KGW:Nd-лазера с продольной диодной накачкой, излучающего на переходе  ${}^{4}F_{3/2}$ — ${}^{4}I_{11/2}$ .

#### Экспериментальная часть

В исследуемом лазере в качестве активного элемента используются кристаллы Nd:KGW с концентрацией ионов неодима ~3 % ат. Кристаллы вырезаны в виде пластинок размерами  $1.2(N_g) \times 6(N_m) \times 10(N_p)$  мм ( $N_p$ -срез) и  $1.2(N_m) \times 6(N_p) \times 6(N_g)$  мм ( $N_g$ -срез). Рабочие грани кристаллов размером  $1.2 \times 6$  мм просветлены на длине волны  $\lambda = 1067.2$  нм. Полированные грани размером  $6 \times 10$  мм ( $N_p$ -срез) и  $6 \times 6$  мм ( $N_g$ -срез) используются для охлаждения элементов с помощью медного держателя. Накачка KGW:Nd-элементов осуществляется лазерным диодом с  $\lambda \sim 879$  нм и выходной мощностью до 30 Вт. Излучение лазерного диода, выходящее из оптического волокна с внутренним диаметром 100 мкм, фокусируется в активном элементе системой асферических линз. Диаметр пятна накачки в перетяжке  $d_{\text{нак}} \sim 500$  мкм. В случае квазине-прерывного режима накачки лазер генерирует с рабочим циклом  $\approx 10$  %. При этом KGW:Nd-кристалл накачивается импульсами миллисекундного диапазона длительностей (10—20 мс). Генерация лазерного излучения на  $\lambda = 1067.2$  нм осуществляется в линейном двухзеркальном резонаторе. Входное (с точки зрения накачки) зеркало является прозрачным для излучения накачки (T > 96%) и высокоотражающим (R > 99.9%) на длине волны лазерного излучения. Лазер исследуется при оптимальном пропускании выходного зеркала  $T_{\text{вых}} = 15$ %. В качестве
входных и выходных зеркал используются как вогнутые (радиус кривизны  $r_{\text{вх,вых}} = 100$  мм), так и плоские ( $r_{\text{вх,вых}} = \infty$ ) отражатели.

## KGW:Nd-лазер на основе активного элемента N<sub>p</sub>-среза

Используемый кристалл  $N_p$ -среза поглощает до 55 % мощности падающего на него излучения накачки. При этом допустимая мощность непрерывной накачки, не вызывающая термомеханического разрушения кристалла, 27.1 Вт. В случае резонатора длиной  $L_p \sim 20$  мм, имеющего конфигурацию  $r_{\rm BX} = 100$  мм,  $r_{\rm BbIX} = \infty$ , мощность ( $P_{\rm ren}$ ) непрерывной генерации KGW:Ndлазера на  $\lambda = 1067.2$  нм линейно возрастает с увеличением мощности ( $P_{\rm HaK}$ ) излучения накачки (рис. 1, *a*, линия 1). Порог генерации 1.3 Вт. Дифференциальный КПД генерации (slope efficiency)  $\delta\eta = 36$  %. При  $P_{\rm HaK} = 26.8$  Вт мощность лазерного излучения, строго поляризованного вдоль оси  $N_{\rm m}$ , равна 9.4 Вт. Таким образом, эффективность генерации  $P_{\rm ren}/P_{\rm HaK} = 35$  %. Относительно поглощенной мощности накачки параметр  $\delta\eta = 66.4$  %, что сопоставимо с предельной квантовой эффективностью KGW:Nd при накачке на  $\lambda \sim 879$  нм — 82.4 %.

Зависимость  $P_{\text{ген}}(P_{\text{нак}})$  существенно изменяется при увеличении  $L_p$  до 75 мм (рис. 1, *a*, кривая 2). Порог генерации лазера остается прежним. Однако мощность  $P_{\text{ген}}$  нарастает с меньшим о́ и, достигнув при критическом уровне накачки  $P_{\text{кр}} \sim 17.3$  Вт значения 3.7 Вт, снижается. Такое поведение  $P_{\text{ген}}$  объясняется тем, что формирующаяся в активном элементе термолинза делает резонатор лазера неустойчивым. Известно, [3], что в KGW:Nd-элементах  $N_p$ -среза оптические силы (*D*) термолинзы в направлениях  $N_m$  и  $N_g$  имеют разные знаки. Используя формулы (13.11)—(13.14) из [4], можно показать, что при увеличении  $L_p$  выход резонатора в область неустойчивости обусловлен фокусирующей составляющей термолинзы. Для нее  $D_{\text{кр}}^+$  достигается при меньшем уровне  $P_{\text{нак}}$ , чем для составляющей, обладающей рассеивающим эффектом.

Расчеты на основе закона ABCD показывают, что при  $r_{\rm BX} = 100$  мм,  $r_{\rm BMX} = \infty$  размер основной TEM<sub>00</sub>-моды на выходном зеркале уменьшается при возрастании  $D^+$  и увеличивается при возрастании  $|D^-|$ . В силу этого выходной пучок лазера, являясь круглым при небольших  $P_{\rm Hak}$ , становится явно эллиптическим при мощностях накачки, близких к  $P_{\rm Kp}$  (рис. 2, *a*). Отметим, что при  $L_{\rm p} \sim 20$  мм выходной пучок непрерывного лазера также эллиптический при  $P_{\rm Hak} \ge 6.5$  Вт.



Рис. 1. Зависимости  $P_{\text{ген}}(P_{\text{нак}})$  для KGW:Nd-лазера с элементами  $N_{\text{p}}$ - (a) и  $N_{\text{g}}$ - (б) срезов.



Рис. 2. Профили пучков в ближнем поле на расстоянии 18 см от выходного зеркала для кристаллов N<sub>p</sub>- (*a*) и N<sub>g</sub>- (*б*, *b*) срезов; мощность генерации 3.7 (*a*), 1.8 (*б*) и 5.2 Вт (*b*).

В случае квазинепрерывного режима накачки при  $L_p = 75$  мм пиковая мощность  $P_{\text{ген}}$  линейно возрастает с увеличением  $P_{\text{нак}}$  (рис. 1, *a*, кривая 3). При  $P_{\text{нак}} = 27.6$  Вт мощность генерации 10.4 Вт. Оценки показывают, что при  $d_{\text{нак}} \approx 500$  мкм термолинза в KGW:Nd-элементе  $N_p$ -среза формируется за ~65 мс. Таким образом, при длительности импульса накачки ~20 мс термолинза не успевает сформироваться полностью, однако при высоких уровнях накачки ( $P_{\text{нак}} > 24$  Вт) все же имеет определенную оптическую силу, способную придать выходному пучку лазера некоторую эллиптичность.

### KGW:Nd-лазер на основе активного элемента Ng-среза

В отличие от кристалла  $N_p$ -среза оптические силы термолинзы KGW:Nd-кристалла  $N_g$ -среза в направлениях  $N_m$  и  $N_p$  имеют одинаковый положительный знак, т. е. астигматическая  $(D_m^+ \neq D_p^+)$  линза является фокусирующей [3]. В силу этого, как и в случае кристалла  $N_p$ -среза, при  $L_p = 75$  мм непрерывная генерация KGW:Nd-лазера на основе кристалла  $N_g$ -среза, помещенного в резонатор с конфигурацией  $r_{\rm BX} = 100$  мм,  $r_{\rm BMIX} = \infty$ , быстро затухает, если мощность накачки  $P_{\rm нак}$  превышает  $P_{\rm Kp}$  (рис. 1,  $\delta$ , линия I).

Для кристалла  $N_{\rm g}$ -среза наиболее оптимален резонатор с конфигурацией  $r_{\rm BX} = \infty$ ,  $r_{\rm Bbix} = 100$  мм. Данный резонатор при той же длине  $L_{\rm p}$  становится неустойчивым при более высоких  $D^+_{\rm m}$  и  $D_{\rm p}^+$ , т. е. допускает более высокие уровни  $P_{\rm нак}$ . Действительно, при  $L_{\rm p} = 75$  мм во всем диапазоне изменения  $P_{\rm нак}$  мощность непрерывной генерации монотонно возрастает (рис. 1,  $\delta$ , линия 2). Порог генерации, параметр  $\delta\eta$  и эффективность ( $T_{\rm Bbix} \sim 10$  %) примерно такие же, как и в случае кристалла  $N_{\rm p}$ -среза ( $L_{\rm p} = 20$  мм). Равенство характеристик  $P_{\rm ren}(P_{\rm нак})$  объясняется тем, что кристалл  $N_{\rm g}$ -среза длиной 6 мм поглощает излучение накачки почти так же, как и кристалл  $N_{\rm p}$ -среза длиной 10 мм. Таким образом, оба кристалла обеспечивают одинаковый коэффициент усиления сигнала на проход. Однако кристалл  $N_{\rm g}$ -среза имеет меньшую площадь теплоотвода и, следовательно, меньшую допустимую мощность непрерывной накачки. При  $P_{\rm нак} = 17.3$  Вт мощность генерации  $P_{\rm ren} = 5.4$  Вт.

Оценки показывают, что в резонаторе с параметрами  $r_{\rm BX} = \infty$ ,  $r_{\rm Bbix} = 100$  мм диаметр  $d_{00}$  основной моды TEM<sub>00</sub> при возрастании  $D_{\rm m}^+$  и  $D_{\rm p}^+$  увеличивается в активном элементе и уменьшается на выходном зеркале. В силу этого при малых  $P_{\rm Hak}$ , когда  $d_{\rm Hak}$  в несколько раз превосходит в активном элементе  $d_{00}$ , генерация многомодовая, и круглый пучок лазера характеризуется практически П-образными распределениями интенсивности (рис. 2,  $\delta$ ). Если мощность непрерывной накачки достигает уровня, при котором  $d_{\rm Hak} \approx d_{00}$ , то мощное лазерное излучение генерируется на основной поперечной моде TEM<sub>00</sub> (рис. 2,  $\epsilon$ ), т. е. увеличение мощности накачки способствует выходу лазера на одномодовый режим генерации. При этом пучок лазера более узкий, чем в случае малых  $P_{\rm Hak}$ . При квазинепрерывной накачке генерация является многомодовой даже при максимальной мощности накачки 28.4 Вт, при этом мгновенная мощность генерации 11.2 Вт (рис. 1,  $\delta$ , кривая 3). Рассчитанный по поглощенной мощности накачки дифференциальный КПД генерации в этом случае 77.4 %, что весьма близко к квантовому пределу.

#### Заключение

Реализована мощная квазинепрерывная и непрерывная генерация KGW:Nd-лазера на основе активных элементов  $N_p$ - и  $N_g$ -срезов, продольно накачиваемых излучением лазерного диода на  $\lambda = 879$  нм. Для кристалла  $N_p$ -среза при допустимой мощности падающей накачки 26.8 Вт мощность непрерывной генерации на  $\lambda = 1067.2$  нм при  $L_p \sim 20$  мм составила 9.4 Вт, что относительно поглощенной мощности накачки 14.7 Вт соответствует  $\delta\eta = 66.4$  %. Пучок лазера эллиптический вследствие разных знаков составляющих термолинзы кристалла  $N_p$ -среза. Элемент  $N_g$ -среза при допустимой мощности накачки 17.3 Вт обеспечил мощность непрерывной генерации 5.4 Вт. В случае резонатора с параметрами  $r_{\rm BX} = \infty$ ,  $r_{\rm Bbix} = 100$  мм указанная мощность сосредоточена в круглом пучке основной поперечной моды TEM<sub>00</sub>. При квазинепрерывной генерации с рабочим циклом 10 %, когда ограничения на мощность накачки отсутствовали, пиковая мощность излучения длительностью ~10—20 мс для обоих кристаллов составила ~11.2 Вт при мощности лазерного диода 28.4 Вт. По отношению к поглощенной мощности накачки дифференциальный КПД генерации составил 77.4 % и близок к квантовому пределу (82.4 %).

#### Литература

- A. J. Lee, H. M. Pask, D. J. Spence, J. A. Piper. Generation of Yellow, Continuous-Wave Emission from an Intracavity, Frequency-Doubled Nd:KGW Self-Raman Laser. OSA Tech. Dig. Advanced Solid-State Photonics 2010, paper ATuA22.
- 2. H. Aman, B. Hussain, A. Aman. Laser diode corner pumped Nd:KGW slab laser. Front.Optoelectron. 2014. Vol. 7, No. 1. P. 107–109.
- 3. P. A. Loiko, K. V. Yumashev, N. V. Kuleshov et al. *Thermal lens study in diode pumped Ng- and Np-cut Nd:KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser crystals.* Opt. Express. 2009. Vol. 17, No. 26. P. 23536–23543.
- 4. N. Hodson, H. Weber. Laser Resonators and Beam Propagation. N. Y., 2005.

# High Power Continuous Wave KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Nd Laser with Diode-end-Pumping

## A. A. Bui, V. I. Dashkevich, V. A. Orlovich

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences, Minsk, Belarus; e-mail: bui.anastasiya@gmail.com

With using the working  ${}^{4}F_{3/2}$ — ${}^{4}I_{11/2}$  transition, quasi-continuous-wave (quasi-CW) and CW high-power lasing at of KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Nd (KGW:Nd) lasers based on  $N_{p}$ -cut and  $N_{g}$ -cut crystals longitudinally pumped by a diode laser at 879 nm is realized. At incident pump power of 26.8 W for the  $N_{p}$ -cut element and 17.3 W for the  $N_{g}$ -cut one powers, the powers of CW lasing at 1067.2 nm were equal to 9.4 and 5.4 W, respectively, with the  $N_{g}$ -cut crystal providing the laser operation in the fundamental TEM<sub>00</sub> mode. At quasi-CW pumping with the duty cycle of 10%, the peak power of generation lasting periodically 10—20 ms was ~11 W for both crystals. With respect to the absorbed pump power, the slope efficiency was 66.4 % for CW laser operation and 77.4 % for the quasi-CW mode.

**Keywords:** diode pump,  $N_p$ -cut and  $N_g$ -cut KGW:Nd crystals,  ${}^4F_{3/2}$ — ${}^4I_{11/2}$  transition, continuous-wave and quasi-continuous-wave lasing, intracavity frequency doubling.

# Преобразование длины волны лазера с поперечной диодной накачкой в области 560—620 нм при вынужденном комбинационном рассеянии

В. Ю. Маркевич, В. А. Орлович, Р. В. Чулков

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: vumarkevich@gmail.com

Экспериментально исследовано ВКР-преобразование излучения второй гармоники АИГ:Nd-лазера с поперечной диодной накачкой в кристалле KGW. Рассмотрены однопроходная схема преобразователя, схемы с двухзеркальными линейными и четырехзеркальными z-образными резонаторами. На длинах волн 559, 588 и 621 нм получены импульсы излучения первой, второй и третьей стоксовых компонент с энергиями 26, 15 и 14 мДж соответственно.

Ключевые слова: вынужденное комбинационное рассеяние, поперечная диодная накачка, калий-гадолиниевый вольфрамат.

#### Введение

Твердотельные мощные лазеры с поперечной диодной накачкой (ЛПДН) — привлекательная альтернатива традиционным лазерным системам с ламповой накачкой, постепенно вытесняющая их в тех областях применений, где требуется компактность и малое энергопотребление. Такие лазеры способны генерировать непрерывное [1], квазинепрерывное [2] и импульсно-периодическое [1] излучение со средней мощностью до нескольких десятков ватт. Существенным ограничением для таких систем является тот факт, что количество лазерных сред, на которых реализована эффективная генерация, и, как следствие, набор длин волн генерации относительно невелики. Для расширения спектрального диапазона генерации ЛПДН на средах, активированных ионами Nd<sup>3+</sup>, как правило, дополнительно оснащаются генераторами гармоник (ГГ) или параметрическими генераторами света (ПГС). Их совместное применение позволяет перекрыть дискретным либо перестраиваемым по длине волны излучением область в УФ [3], видимом [4] и ближнем ИК [5] диапазонах спектра.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) наряду с ПГС и ГГ является признанным и эффективным методом преобразования длины волны излучения. Выполнено множество работ по ВКР-преобразованию в кристаллах излучения импульсных лазеров с ламповой накачкой [6]. В то же время имеются лишь фрагментарные результаты по ВКР излучения мощных ЛПДН. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по ВКР-преобразованию в кристалле калий-гадолиниевого вольфрамата (KGW) излучения второй гармоники ЛПДН на АИГ:Nd с целью создания лазерной системы, генерирующей на нескольких фиксированных длинах волн в диапазоне 532—621 нм.

## Эксперимент

KGW — двуосный кристалл, его спектр спонтанного комбинационного рассеяния имеет несколько линий, наиболее интенсивные соответствуют сдвигам 901.5, 767.4 и 84 см<sup>-1</sup> [7]. Нами использован элемент KGW длиной 62 мм в геометрии возбуждения  $E||N_m$ , для которой доминирующая — линия со сдвигом 901.5 см<sup>-1</sup>. Элемент поглощает ~11 % излучения в области длин волн 530—620 нм вследствие наличия примесей ионов активаторов. Остаточное отражение торцов элемента ≤2 %.

ВКР возбуждалось излучением второй гармоники ЛПДН на алюмо-иттриевом гранате, активированном ионами Nd<sup>3+</sup>. Лазер изготовлен ЗАО "Солар-ЛС", Минск, при участии Института физики НАН Беларуси. На длине волны  $\lambda_0 = 532$  нм лазер генерирует линейно поляризованные импульсы с частотой следования 10 Гц, энергией 90 мДж и длительностью ~7 нс (полная ширина на полувысоте). Пучок излучения на выходе лазера имеет диаметр ~4 мм при расходимости ~1.0 мрад (рис. 2, *a*). Для управления энергией лазерных импульсов на входе в ВКР-преобразователь использована полуволновая пластинка и поляризатор. Излучение первой, второй и третьей стоксовых компонент (СК) ВКР-преобразователя с длинами волн  $\lambda_1 = 559$ ,  $\lambda_2 = 588$ , и  $\lambda_3 = 621$  нм, соответственно, спектрально разделялось с помощью селективных зер-

кал и призм Пелен—Брока. Энергия импульсов определялась измерителем Ophir LaserStar с пироэлектрическими детекторами PE9 и PE10. Временные и пространственные измерения осуществлялись с помощью осциллографа Tektronix TDS 5104 с полосой пропускания аналогового тракта 1 ГГц, скоростными PIN-фотодиодами и ПЗС-камерой Pixelink PL-B741U, расположенной в фокусе положительной линзы с f = 0.3 м.

## Результаты и их обсуждение

В случае однопроходного ВКР в спектре преобразованного излучения при максимальной энергии возбуждающих импульсов присутствуют все три СК, генерация которых развивалась по каскадному механизму. При этом эффективность преобразования в отдельную компоненту не превышает 15%.

2004040	Угол падения,	Длины волн, нм				
Зеркало	град	532	559	588	621	
31	0	16.0	99.0	99.8	99.7	
32	0	98.3	36.2	6.5	24.3	
33	27	>99.9	99.7	28.6	7.9	
34	0	>99.9	99.5	57.7	50.9	
35	27	>99.9	>99.9	99.7	8.2	
36	0	>99.9	99.7	80.8	25.2	

Таблица 1. Коэффициенты отражения (%) зеркал резонаторов ВКР-преобразователей

С целью увеличения эффективности преобразования исследованы схемы ВКРпреобразователей с оптической обратной связью. В двухзеркальной схеме входное зеркало 31 преобразователя имеет высокое пропускание на  $\lambda_0$  и высокое отражение на  $\lambda_{1,2,3}$ . Условия преимущественной генерации первой СК обеспечивались селективным выходным зеркалом 32 с пропусканием, близким к оптимальному на длине волны  $\lambda_1$  (табл. 1). В линейном резонаторе длиной 6.5 см, образованным этими зеркалами, порог ВКР составил ~10 мДж, а энергия импульсов первой СК  $E_1 = 14$  мДж при эффективности преобразования в нее  $\eta_1 = 20$  % (рис. 1). Основная причина относительно низкой эффективности преобразования в эту компоненту каскадное возбуждение высших СК, что свидетельствует о недостаточной спектральной селективности используемого резонатора ВКР-преобразователя.

Для ее улучшения внутрь резонатора введены два дополнительных поворотных зеркала 33, которые вносят дополнительные потери на  $\lambda_2$ . В схеме z-образного 4-зеркального резонатора ВКР-преобразователя длиной 12 см достигнута энергия  $E_1 = 26$  мДж при  $\eta_1 > 34$  % (рис. 1). С использованием аналогичного подхода реализована схема ВКР-преобразователя во вторую СК.



Рис. 1. Зависимости энергия импульсов (*a*) и эффективность преобразования (*б*) от энергии накачки для первой СК в двух- (□) и четырехзеркальных (○) конфигурациях, второй (◇) и третьей (▽) СК.

При этом использованы выходное зеркало 34, имеющее высокое отражение на  $\lambda_1$  и полупрозрачное на  $\lambda_2$ , и поворотные зеркала 35, обеспечивающие дополнительную селекцию на  $\lambda_3$ (табл. 1). С этими зеркалами получены импульсы излучения второй СК с энергией  $E_2 > 15$  мДж при эффективности преобразования  $\eta_2 > 21 \%$  (рис. 1). Резонатор ВКР-преобразователя в третью СК реализован по 2-зеркальной схеме, так как большой квантовый дефект на  $\lambda_3$  и  $\lambda_4$  обеспечивает эффективное подавление каскадной генерации четвертой СК. Коэффициенты отражений выходного зеркала резонатора 36 указаны в табл. 1. В этой конфигурации получены импульсы излучения на  $\lambda_3$  с энергией  $E_3 = 14$  мДж при эффективности преобразования  $\eta_3 = 19 \%$  (рис. 1).



Рис. 2. Типичные осциллограммы импульсов (a—c) и распределения плотности мощности пучков (d—3) излучения накачки (a, d), первой СК для 4-зеркальной конфигурации ( $\delta$ , e), второй (e,  $\pi$ ) и третьей (c, 3) СК

Импульсы излучения СК имеют длительность 5—6 нс и структурированы вследствие биений мод резонаторов ВКР-преобразователей с различными продольными индексами (рис. 2,  $\delta$ —*г*). Периоды биений 1.3, 1.3 и 0.9 нс на  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ , и  $\lambda_3$  соответствуют временам полного обхода резонаторов для этих конфигураций. Биения нескольких групп мод также проявляются на осциллограммах импульсов накачки, соответствуя периоду 3.1 нс (рис. 2, *a*).

Пучки излучения на  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ , и  $\lambda_3$  имеют угловую расходимость 11, 12 и 15 мрад (рис. 2, *e*—3). Эти значения в несколько раз превышают расходимость накачки 1.0 мрад (рис. 2,  $\partial$ ), что объясняется большими эффективными числами Френеля резонаторов ВКР-преобразователей,  $N_f$ = 360—1100 и возбуждением стоксовых мод с высокими поперечными индексами.

## Заключение

Использование ВКР-преобразователей на кристалле KGW с 2-зеркальными линейными и 4-зеркальными z-образными резонаторами позволяет преобразовать 34, 29 и 19 % излучения второй гармоники ЛПДН на АИГ:Nd в излучение первой, второй и третьей стоксовых компонент с длинами волн 559, 588 и 621 нм соответственно. Основным фактором, ограничивающим выходную энергию импульсов, является каскадная стоксовая генерация. Улучшение спектральной селективности зеркал резонаторов позволит повысить эффективность преобразования в выделенную компоненту, не усложняя конструкцию преобразователя.

## Литература

- H. Aman, B. Hussa, A. Aman, *Laser diode corner pumped Nd:KGW laser*, Front. Optoelectron. 2014. V. 7. P. 107–109.
- C. Dong, D. Shi-Feng, P. Qin-Jun, B. Jong, X. Jia-Lin, G. Ya-Ding, Z. Jing-Yuan, C. Da-Fu, X. Zu-Yan, A 171.4 W diode-side pumped Q-switched 2 μm Tm:YAG laser with a 10 kHz repetition rate. Chin. Phys. Lett. 2012. V. 29. P. 044210.
- C. X. Wang, G. Y. Wang, A. V. Hicks, D. R. Dudley, H. Y. Pang, N. Hodson. *High-power Q-switched TEM<sub>00</sub> mode diode-pumped solid state lasers with >30W output power at 355 nm*, Proc. SPIE. 2006. 6100. P. 610019.1—610019.14.

- 4. V. I. Donin, D. V. Yakovin, A. V. Gribanov. *Diode-pumped green Nd:YAG laser with Q-switch and mode locking*. Opt. Lett. 2012. V. 37. P. 338–340.
- 5. Y. P. Huang, Y. J. Huang, C. Y. Cho. *Efficient high-energy pulse generation from a diode-side-pumped passively Q-switched Nd:YAG laser and application for optical parametric oscillator.* Laser Phys. Lett. 2014. V. 11. P. 095001.
- 6. T. T. Basiev. New crystals for Raman lasers. Phys. Solid State. 2005. V. 47. P. 1400-1405.
- 7. I. V. Mochalov. Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>:Nd<sup>3+</sup>-(KGW:Nd). Opt. Eng. 1997. V. 36. P. 1660—1669.

# Wavelength Conversion of a Side-Diode-Pumped Laser into the 560—620 nm Region at Stimulated Raman Scattering

V. Yu. Markevich, V. A. Orlovich, R. V. Chulkov

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: vumarkevich@gmail.com

Raman conversion of radiation of a frequency-doubled side-diode-pumped Nd:YAG laser has been investigated in a KGW crystal. A single-pass scheme of a Raman shifter, schemes with 2-mirrors linear and 4-mirrors z-type Raman cavities have been considered. The 1<sup>st</sup>, 2<sup>nd</sup>, and 3<sup>rd</sup> Stokes pulses with energies of 26, 15, and 14 mJ have been obtained at the 559, 588, and 621 nm wavelengths, respectively.

Keywords: stimulated Raman scattering, side diode pump, potassium gadolinium tungstate.

# Модель продольно диодно-накачиваемого ВКР-лазера с учетом поглощения лазерного излучения из возбужденного состояния атомов-активаторов

С. В. Войтиков, В. И. Дашкевич, В. А. Орлович

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: s.voitikov@dragon.bas-net.by

Предложена модель диодно-накачиваемого импульсного лазера с внутрирезонаторным ВКР-преобразованием и самопреобразованием, учитывающая поглощение в активной среде лазерного излучения атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне. В модели лазерные и стоксовы волны в резонаторе аппроксимируются гауссовыми модами, учитываются аберрационные потери в термолинзе, и в случае лазера с активной модуляцией добротности потери при включении/выключении модулятора оцениваются из измерения временной зависимости интенсивности отклоненного в модуляторе излучения. Предложенное теоретическое описание использовано для моделирования динамики генерации экспериментально исследованного продольно диодно-накачиваемого ВКР Nd:YVO<sub>4</sub>-лазера с активной модуляцией добротности, генерирующего безопасное для глаз стоксово излучение на длине волны 1524 нм. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: диодно-накачиваемый лазер, ВКР-лазер, безопасное для глаз излучение, поглощение из возбужденного состояния, активная модуляция добротности.

#### Введение

Известно, что во многих лазерных кристаллах, используемых как активные среды в диодно-накачиваемых лазерах, находящиеся в возбужденном состоянии (на верхнем лазерном уровне) атомы-активаторы поглощают излучение на определенных длинах волн (так называемое поглощение в возбужденном состоянии) [1-4]. В некоторых кристаллах длины волн излучения, поглощаемого атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне, очень близки к длине волны стимулированно испускаемого излучения. Примерами таких кристаллов являются Nd:YVO<sub>4</sub> и Nd:GdVO<sub>4</sub>, генерирующие при переходах  ${}^{4}F_{3/2}$ — ${}^{4}I_{13/2}$  на длине волны вблизи 1342 нм [2, 3]. При этом сечение поглощения составляет ~10% от сечения стимулированного испускания, что нельзя считать малым [2, 3]. Более того, в продольно диодно-накачиваемых Nd:YVO<sub>4</sub>и Nd:GdVO<sub>4</sub>-лазерах поглощение ионами Nd<sup>3+</sup> на верхнем лазерном уровне вызывает рост силы термолинзы примерно в два раза [3], что существенно влияет на параметры выходного излучения. Диодно-накачиваемые Nd:YVO<sub>4</sub>- и Nd:GdVO<sub>4</sub>-лазеры привлекательны тем, что при ВКРпреобразовании или самопреобразовании лазерного (1342 нм) излучения в стоксово (1524 нм) являются источниками так называемого безопасного для глаз излучения, и в моделях таких лазеров для корректного расчета параметров стоксова излучения необходимо учитывать как поглощение ионами  $Nd^{3+}$  на верхнем лазерном уровне, так и влияние образующейся термолинзы.

В данной работе предлагается модель продольно диодно-накачиваемого импульсного лазера с внутрирезонаторным ВКР-преобразованием и самопреобразованием (ВКР-лазер), учитывающая поглощение в активной среде лазерного излучения атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне. Также модель учитывает возрастающие с увеличением мощности накачки аберрационные потери, вызываемые формирующейся термолинзой. Предложенное теоретическое описание использовалось для моделирования динамики генерации диодно-накачиваемого ВКР Nd:YVO<sub>4</sub>-лазера с активной модуляцией добротности, исследованного в [5]. Рассчитаны зависимости энергии стоксовых импульсов от мощности диодной накачки. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## 2. Модель

В модели пучок накачки, лазерный и стоксов пучки аппроксимируются стоячими волнами, образуемыми распространяющимися навстречу друг другу гауссовыми пучками с соответствующими радиусами, как это часто делается в моделях компактных твердотельных лазерах. Модель рассматривает непрерывную или импульсную генерацию длительностью несколько наносекунд и более, когда термализация атомов-активаторов в лазерных мультиплетах происходит на порядки быстрее. Это позволяет использовать скоростные уравнения для чисел лазерных ( $\Phi_{L(t)}$ ) и стоксовых ( $\Phi_{S(t)}$ ) фотонов в резонаторе и 2D-плотностей атомов-активаторов в верхнем ( $n_{UM(t)}$ ) и нижнем ( $n_{LM(t)}$ ) лазерных мультиплетах. После некоторых преобразований уравнений из [6—8] и учета поглощения лазерного излучения атомами-активаторами в возбужденном состоянии получаем следующие скоростные уравнения:

$$\frac{d\Phi_{L}(t)}{dt} = c \frac{\Phi_{L}(t)}{L_{L}} \int_{0}^{\infty} 2\pi r \left[ \left( \sigma_{st} - \sigma_{esa} \right) n_{UM}(r,t) - \frac{f_{L}}{f_{U}} \sigma_{st} n_{LM}(r,t) \right] \frac{2}{\pi r_{L}^{(am)2}} \exp \left( -\frac{2r^{2}}{r_{L}^{(am)2}} \right) dr - c^{2} \hbar \omega_{L} g_{S} \xi q_{L,S} \frac{\Phi_{L}(t)}{L_{L}} \frac{\Phi_{S}(t)}{L_{S}} - c \frac{\Phi_{L}(t)}{L_{L}} \left[ \alpha_{L}^{(AO)}(t) + \alpha_{L} - \frac{1}{2} \ln \left( R_{L,in} R_{L,out} \right) \right],$$

$$\frac{d\Phi_{S}(t)}{dt} = c^{2} \hbar \omega_{L} g_{S} \xi q_{L,S} \frac{\Phi_{L}(t)}{L_{L}} \frac{\Phi_{S}(t)}{L_{S}} - c \frac{\Phi_{S}(t)}{L_{S}} \left[ \alpha_{S}^{(M)}(t) + \alpha_{S} - \frac{1}{2} \ln \left( R_{S,in} R_{S,out} \right) \right],$$

$$(2)$$

$$dr = (\pi, t) = \pi W_{L} - 2 = (-2r^{2})$$

$$\frac{dn_{UM}(r,t)}{dt} = \frac{\eta W_P}{\hbar \omega_P} \frac{2}{\pi r_P^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_P^2}\right) - c\left(\sigma_{st} + \sigma_{esa}\right) \frac{\Phi_L(t)}{L_L} \left[n_{UM}(r,t) - \frac{f_L}{f_U} n_{LM}(r,t)\right] \times \frac{2}{\pi r_L^{(am)2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_L^{(am)2}}\right) - \frac{n_{UM}(r,t)}{\tau_{UL}},$$
(3)

$$\frac{dn_{LM}(r,t)}{dt} = c\sigma_{st} \frac{\Phi_L(t)}{L_L} \left[ n_{UM}(r,t) - \frac{f_L}{f_U} n_{LM}(r,t) \right] \frac{2}{\pi r_L^{(am)2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_L^{(am)2}}\right) + \frac{n_{UM}(r,t)}{\tau_{UL}} - \frac{n_{LM}(r,t)}{\tau_{LG}},$$
(4)

где  $L^{(Rm)}$  — длина ВКР-кристалла; r — поперечный радиус; c — скорость света в вакууме;  $\hbar\omega_{L(P)}$  — энергия лазерного фотона (фотона накачки);  $L_{L(S)}$  — оптическая длина резонатора для лазерной (стоксовой) длины волны;  $\sigma_{st}$  — сечение стимулированного испускания, усредненная по верхнему лазерному мультиплету;  $\sigma_{esa}$  — сечение поглощения лазерного излучения в возбужденном состоянии;  $f_{U(L)}$  — больцмановские факторы верхнего и нижнего лазерного уровней;  $\alpha_{L(S)}^{(M)}(t)$  — потери в модуляторе добротности (при его наличии) для лазерного (стоксова) излучения;  $\alpha_{L(S)}$  — пассивные потери для лазерного (стоксова) излучения;  $R_{L(S),in}$  и  $R_{L(S),out}$  — коэффициенты отражения входного и выходного зеркал для лазерного (стоксова) излучения;  $r_L^{(am)}$  — средний радиус лазерного пучка в области поглощения накачки;  $g_S$  — коэффициент ВКР-усиления;  $W_P$  — мощность накачки;  $\tau_{UL}$  — люминесцентное время жизни верхнего уровня;  $\tau_{LG}$  — время релаксации нижнего мультиплета;  $\eta$  — эффективность поглощения накачки;  $q_{L,S}$  — интеграл перекрытия лазерной и стоксовой волн в ВКР-среде;  $r_L^{(Rm)}$  и  $r_S^{(Rm)}$  — средние радиусы лазерного и стоксова пучков в ВКР-кристалле; феноменологический фактор  $\xi$  введен для компенсации некорректности определения (оценки)  $q_{L,S}$  и  $g_S$ .

#### 2. Результаты

Предложенную теорию применим для моделирования динамики генерации исследованного в [5] продольно-диодно-накачиваемого Nd:YVO<sub>4</sub>-лазера с активной акусто-оптической (AO) модуляцией добротности с BKP-самопреобразованием лазерного излучения на  $\lambda = 1342$  нм в стоксово излучение на длине волны 1524 нм. При этом сечение стимулированного испускания  $\sigma_{st} = 6.0 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>, сечение поглощения из возбужденного состояния  $\sigma_{esa} = 0.5 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> [2].

Поскольку точное значение коэффициента усиления ВКР  $g_S$  в кристалле YVO<sub>4</sub> при возбуждении на  $\lambda = 1342$  нм неизвестно (при возбуждении на  $\lambda = 1.06$  мкм  $g_S \ge 5$  см/ГВт), рассмотрим фактор  $\zeta$  как подгоночный параметр. Хорошее согласие результатов моделирования и эксперимента получено при  $\zeta g_S \approx 4.2$ —4.3 см/ГВт. В расчетах потери  $\alpha_{L(S)}$  также рассматриваются как подгоночные параметры. Оказалось, что потери приближенно линейно возрастают от ~0.02 до ~0.024 при увеличении мощности диодной накачки от 7 до 11 Вт. Вероятнее всего, такой рост потерь вызван увеличением аберрационных потерь в термолинзе с ростом накачки [9]. Потери при включении/выключении АО модулятора считаются пропорциональными интенсив-



Рис. 1. Зависимость энергии стоксовых импульсов от мощности накачки при частотах следования импульсов 2 (*a*) и 8 кГц (б) и форма стоксова импульса (*в*).

ности отклоненной в модуляторе волны [5]. В данной работе потери рассматриваются как непрерывные функции времени в отличие от известных моделей лазеров с активной модуляцией добротности, где потери в модуляторе считаются мгновенно исчезающими [10]. Параметры лазера для расчетов взяты в [5].

На рис. 1 представлены экспериментально измеренные [5] и рассчитанные зависимости энергии стоксовых импульсов от мощности диодной накачки при частотах модуляции 2 и 8 кГц. Как видно, результаты моделирования достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Параметры выходных импульсов также рассчитаны в рамках подходов, предложенных в [10]. Получено, что при частоте модуляции 2 кГц, когда период модуляции в несколько раз больше люминесцентного времени жизни верхнего лазерного уровня и запасенная инверсия в активной среде близка к максимально возможной, расчеты энергии импульсов в рамках предлагаемой модели и расчеты в рамках подходов, предложенных в [10], различаются мало. При частоте модуляции 8 кГц, когда период модуляции и люминесцентное времени жизни верхнего лазерного уровня одного порядка, энергия стоксовых импульсов, рассчитанная в рамках подходов, предложенных в [10], на ≈5 мкДж меньше рассчитанной в рамках нашей модели. На рис. 1 представлены формы экспериментального и рассчитанного импульсов при частоте следования импульсов 2 кГц. Видно, что результаты моделирования формы импульса согласуются с экспериментальными данными. Некоторое различие между рассчитанной и измеренной формами импульсов наблюдается в задней части импульсов, где моделирование предлагает более быстрое затухание импульса. Это различие, вероятнее всего, вызвано генерацией лазерных поперечных мод более высокого порядка и их последующим ВКР-преобразованием.

## Заключение

Предложена модель продольно диодно-накачиваемого импульсного твердотельного лазера с ВКР-преобразованием или самопреобразованием, учитывающая поглощение в активной среде лазерного излучения атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне (так называемое поглощение из возбужденного состояния). Модель также учитывает возрастание аберрационных потерь, вызываемые формирующейся термолинзой, с увеличением мощности накачки. Выполнено моделирование динамики экспериментально исследованного продольно-диоднонакачиваемого Nd:YVO<sub>4</sub>-лазера с активной модуляцией добротности и с ВКР самопреобразованием, генерирующего безопасное для глаз излучение на длине волны 1524 нм. Рассчитаны зависимости энергии стоксовых импульсов от мощности накачки, рассчитана форма стоксова импульса. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Модель после некоторых упрощений пригодна для описания процессов генерации в непрерывных и импульсных лазерах с поглощением лазерного излучения атомами-активаторами на верхнем лазерном уровне.

#### Литература

 A. S. S. de Camargo, L. A. de Oliveira Nunes, D. R. Ardila, J. P. Andreeta. Opt. Lett. 2004. V. 29, N 1. P. 59–61.

- 2. L. Fornasiero, S. Kück, T. Jensen, G. Huber, B. H. T. Chai. Appl. Phys. B. 1998. V. 67. P. 549-553.
- M. Okida, M. Itoh, T. Yatagai, H. Ogilvy, J. Piper, T. Omatsu. Opt. Express. 2005. V. 13. P. 4909–4915.
- 4. F. Lenhardt, M. Nittmann, T. Bauer, J. Bartschke, J. A. L'huillier. Appl. Phys. B. 2009. V. 96. P. 803–807.
- 5. V. I. Dashkevich, P. V. Shpak, S. V. Voitikov, R. V. Chulkov, A. S. Grabtchikov, E. A. Cheshev, M. El-Desouki, V. A. Orlovich. Opt. Commun. 2015 (в печати).
- A. A. Demidovich, S. V. Voitikov, L. E. Batay, A. S. Grabtchikov, M. B. Danailov, V. A. Lisinetskii, A. N. Kuzmin, V. A. Orlovich. Opt. Commun. 2006. V. 263. P 52–59.
- S. V. Voitikov, A. S. Grabtchikov, A. A. Demidovich, M. B. Danailov, V. A. Orlovich. Opt. Commun. 2008. V. 281. P. 5202—5212.
- 8. S. V. Voitikov, A. A. Demidovich, M. B. Danailov, V. A. Orlovich. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2014. V. 47. P. 105402.
- 9. S. Fan, X. Zhang, Q. Wang, Sh. Li, Sh. Ding, F. Su. Opt. Commun. 2006. V. 266. P. 620-626.
- 10. F. Su, X. Zhang, Q. Wang, P. Jia, Sh. Li, B. Liu, X. Zhang, Zh. Cong, F. Wu. Opt. Commun. 2007. V. 277. P. 379-384.

# Model of Longitudinally-Diode-Pumped Raman Laser with Excited State Absorption of Radiation at a Fundamental Wavelength

## S. V. Voitikov, V. I. Dashkevich, V. A. Orlovich

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: s.voitikov@dragon.bas-net.by

A model of a longitudinally-diode-pumped solid-state Raman laser with the excited state absorption of laser radiation has been proposed. In the model, laser and Stokes waves in the resonator are approximated by Gaussian modes. The model takes into account the pump-power dependent aberration losses caused by the thermal lens. In the case of an actively Q-switched Raman laser the time-dependent loss in the Q-switch was estimated by measuring the time dependence of the deflected beam intensity. The proposed theoretical description was used to simulate the dynamics of the experimentally studied longitudinally-diode-pumped actively Q-switched self-Raman Nd:YVO<sub>4</sub> laser, generating eye-safe Stokes radiation at a wavelength of 1524 nm. The calculations are in good agreement with the experimental data.

Keywords: diode pumped laser, Raman laser, eye-safe radiation, excited state absorption, active Q-switch.

# Роль флуктуаций плотности неравновесных носителей и инжекционного тока в формировании статистических характеристик поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров

Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, П. М. Лобацевич

## Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail:burov@bsu.by

В рамках предложенного ранее подхода к описанию поляризованного излучения в полупроводниковых лазерах проведено исследование различных механизмов формирования статистических характеристик поверхностно излучающих лазеров в области поляризационных переключений. Показано, что флуктуации интенсивности спонтанного излучения не могут являться доминирующим фактором, как это обычно считается в теории полупроводниковых лазеров, а определяющую роль играют флуктуации плотностей неравновесных носителей заряда и инжекционного тока.

Ключевые слова: поверхностно излучающий лазер, поляризационное переключение, функция распределения, флуктуации.

## Введение

Проблема спонтанного переключения поляризации выходного излучения поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров (VCSEL) привлекает пристальное внимание уже на протяжении 20 лет [1]. Такой интерес во многом определяется неоднозначностью в интерпретации механизма этого явления. Подавляющее большинство исследователей интерпретируют процесс поляризационного переключения (ПП) как результат конкуренции двух независимых ортогонально поляризованных мод, т. е. как бистабильный процесс. В то же время в [2, 3] предложен иной подход к описанию ПП трактующий его как детерминированный переход от линейно поляризованные с остояния к ортогональному через последовательность частично поляризованных состояния к ортогональному через последовательность частично поляризованных состояний. В рамках предложенного подхода удалось с единых позиций описать основные эффекты, связанные с ПП в VCSEL, и дать им достаточно простую физическую интерпретацию. Однако в области ПП поляризация становится неустойчивой и должна проявляться существенная зависимость выходных характеристик от статистичности процессов формирования излучения в VCSEL. В данной работе проведено обобщение модели для рассмотрения влияния флуктуации параметров VCSEL на выходные характеристики.

Действительно, эти проблемы активно исследовались как теоретически, так и экспериментально, причем как для полупроводниковых лазеров вообще, так и для VCSEL считалось, что основную роль играют флуктуации спонтанного излучения [4], хотя высказывались обоснованные сомнения [5] в том, что спонтанное излучение является основным фактором, определяющим статистические характеристики VCSEL. Следует подчеркнуть, что подход, развитый в работах [2, 3], позволяет достаточно просто проверить данные допущения, поскольку в его рамках выходное излучение рассматривается как некогерентная смесь линейно поляризованных компонент различной взаимной ориентации, процесс усиления которых "запускается" спонтанным излучением — это и являлось исходной задачей настоящей работы. Однако, как показано далее, флуктуации спонтанного излучения не могут рассматриваться в качестве доминирующего механизма формирования статистических характеристик. Поэтому во второй части работы рассматривается влияние флуктуации плотности неравновесных носителей и плотности инжекционного тока на статистические характеристики VCSEL.

## 1. Теоретическая модель

В основу теоретической модели положен подход, развитый в работах [2, 3], где в динамические уравнения добавлены члены ленжевеновского типа. Учет флуктуаций интенсивности спонтанного излучения проведен за счет замены параметра  $L(\psi)$ , описывающего вклад спонтанного излучения, более сложной функцией вида

$$(1 + f(\varepsilon_2))\beta L_0(1 + f_{\psi}(\varepsilon_1)),$$
 (1)

где  $f_{\psi}(\varepsilon_1)$  — случайная функция с дисперсией  $\varepsilon_1$ , которая описывает вклад в компоненту с углом ориентации  $\psi$  вследствие случайной ориентации вектора поляризации фотонов спонтанного испускания;  $f(\varepsilon_2)$  — случайная функция с дисперсией  $\varepsilon_2$ , которая описывает флуктуации полной интенсивности спонтанного излучения в единице объема;  $\beta$  — вклад спонтанного излучения в моду генерации.

Как показано в ряде работ (см., например, [6]), флуктуации концентрации неравновесных носителей можно свести к соответствующим флуктуациям инжекционного тока. Тогда выражение для плотности инжекционного тока:

$$J(1+f(\varepsilon_3)), \tag{2}$$

где  $f(\varepsilon_3)$  — случайная функция с дисперсией  $\varepsilon_3$ . Предполагалось, что все случайные функции описывают нормальное распределение с нулевым средним значением.

Уравнения, описывающие процесс формирования усиленного излучения, решены численно, основные характеристики характерны для VCSEL на основе гетероструктуры GaAs, проверка отдельных выводов проведена и для гетероструктур InGaAsP. Она показывает, что принципиального различия результатов не наблюдается. Параметры, определяющие зависимость ориентационной анизотропии от плотности тока накачки, подобраны таким образом, чтобы точка ПП соответствовала превышению порога генерации на ≈50%. Исходно численные расчеты проведены при разбиении на 70 компонент. В результате расчета построены гистограммы распределения суммарной интенсивности, компонент с ортогональной поляризацией и степени поляризации выходного излучения.

## 2. Результаты численных расчетов

Для проверки модели с доминирующим вкладом флуктуаций спонтанного излучения флуктуации плотности инжекционного тока опускались, а численные расчеты проведены как для импульсного, так и для стационарного режима возбуждения. Специально выделены режимы с достаточно коротким (~10<sup>-7</sup> с) импульсом возбуждения, поскольку именно в этом случае роль флуктуаций спонтанного излучения должна проявляться наиболее резко. Более того, вклад спонтанного излучения должна проявляться в пределах от  $10^{-6}$  (что обычно считается характерным для VCSEL) до  $10^{-3}$  (что обычно принимается для торцевых лазерных диодов). Расчеты проведены как вблизи точки ПП (инжекционный ток, для которого в стационарном режиме степень поляризации равна нулю), так и на краях области ПП (где модуль степень поляризации >0.9).

Подчеркнем, что для всех перечисленных параметров наблюдается общая закономерность — дисперсия функции распределения выходной интенсивности оказывается аномально малой и не превосходит  $10^{-4}$  даже в случае аномально большой дисперсии  $\varepsilon_2 = 0.9$  и  $\beta = 10^{-3}$ . Это совершенно не согласуется с экспериментальными данными и результатами расчетов на основе модели поляризационных мод. Что касается последнего, проведена серия расчетов с последовательным уменьшением числа поляризационных компонент. В случае, когда количество компонент становится меньше 10, дисперсии функций распределения суммарной интенсивности и поляризации начинают быстро нарастать и в пределе двух ортогонально поляризованных компонент (что как раз соответствует приближению поляризационных мод) полученные значения близки к литературным данным. Физическая интерпретация этого вполне понятна, поскольку даже сильные флуктуации отдельных поляризационных компонент вследствие их некогерентности компенсируют друг друга и такая компенсация наиболее значительна при большом числе компонент. В случае только двух ортогонально поляризованных компонент компенсация практически не происходит, и дисперсия функции распределения для суммарной выходной интенсивности практически совпадает с функцией распределения компонент. Таким образом, результаты моделирования показывают, что флуктуации интенсивности спонтанного испускания не могут рассматриваться в качестве доминирующего фактора формирования статистических характеристик выходного излучения VCSEL, поэтому из рассмотрения исключены.

Результаты расчетов по влиянию флуктуаций плотности инжекционного тока вблизи точки ПП показывают, что при относительно небольших шумах ( $\varepsilon_3 < 0.05$ ) функции распределения суммарной интенсивности и степени поляризации, которые получаются в результате аппроксимации гистограмм, близки к гауссовым. Для интенсивностей излучения, поляризованно-

го вдоль ортогональных осей (аналоги поляризационных мод), характерна выраженная асимметрия, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [7]. При возрастании шумов функция распределения суммарной интенсивности просто уширяется, а функция распределения степени поляризации существенно изменяется — сначала в центре появляется провал, а затем максимумы распределения стремятся к предельным значениям степени поляризации. Причем это характерно как в том случае, когда значение плотности инжекционного тока соответствует точки ПП, так и в случае смещения этой точки к краю области ПП. Это означает, что при наличии существенных флуктуаций ПП перестает быть плавным, а реализуется скачком между состояниями, соответствующим предельным значениям степени поляризации, что обычно интерпретируется как эффект "захвата моды".

Этот эффект обычно рассматривается в рамках классической проблемы Крамерса [8] и характеризуется временем нахождения в моде  $\tau_R$  (residence time), т. е. временем, в течение которого система находится в состоянии, характеризуемом одним предельным значением степени поляризации, до перехода в другое. Этот параметр может изменяться в очень широких пределах, но его распределение подчиняется экспоненциальному закону [8]. При численном моделировании в рамках рассмотренной модели получены похожие зависимости, однако обнаружено, что конкретные зависимости существенным образом зависят от времени выборки, т.е. времени срабатывания детектора.

## Заключение

Приведенные результаты показали, что предложенная ранее модель формирования поляризованного излучения в VCSEL достаточно корректно описывает статистические характеристики этих систем в области ПП. Следовательно, полученные на ее основе интерпретации физических механизмов ПП также достаточно корректны. Можно считать, что наиболее существенным фактором, определяющим особенности статистических характеристик, являются флуктуации плотности неравновесных носителей, которые непосредственно влияют на флуктуации коэффициента усиления. Данный вывод может иметь более широкую область применения, особенно при использовании динамических режимов.

## Литература

- K. Panajotov, F. Prati. *Polarization Dynamics of VCSELs*, in VCSELs, Springer Series in Optical Sciences. 2013. V. 166. P. 181–231.
- 2. М. Джадан, Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, Е.С. Соколов. Журн. прикл. спектр. 2009. Т. 76, № 5. С. 717—724.
- 3. М. Джадан, Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, Е. С. Соколов. Журн. прикл. спектр. 2010. Т. 77, № 1. С. 74—81.
- 4. K. Petermann. Laser diode modulation and noise. Kluwer AP. 1988. P. 152-208.
- 5. E. Gehrig, O. Hess. *Spatio-Temporal Dynamics Quantum Fluctuations in Semiconductor Lasers*. Polarization Fluctuations and Dynamics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. 2003. P. 65–93.
- 6. M. Yousefi, D. Lenstra, G. Vemuri. *Carrier inversion has important influence on the dynamics of a semi*conductor laser. IEEE J. Sel. Topics Quanum. Electron. 2004. V. 10. P. 955–960.
- 7. T. W. S. Garrison, M. Beck, D. H. Cristensen. Noise behavior of pulsed vertical-cavity surface-emitting lasers. J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16, P. 2124–2130.
- 8. M. B. Willemsen, M. U. F. Khalid, M. P. van Exter, J. P. Woerdman. *Polarization switching of a verticalcavity surface-emitting laser as a Kramers hopping problem*. Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4815–4818.

# Affect of Carrier and Injection Current Noise on Statistical Parameters of Surface-Emitting Semiconductor Lasers

L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich, P. M. Lobatsevich

## Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail:burov@bsu.by

In the frame of previously proposed approach for description of semiconductor laser polarization the investigation of different mechanisms to obtain statistical parameters of VCSEL in polarization switching region. It is shown that spontaneous intensity noise cannot be regarded as the main factor as it usually considered in semiconductor laser theory, but determinative role play carrier density and injection current fluctuations.

Keywords: surface-emitting laser, polarization switching, distribution function, fluctuations.

# Определение расстояния до неподвижных объектов с помощью активно-импульсных систем видения на основе полупроводниковых лазеров

В. А. Горобец, Б. Ф. Кунцевич, И. Н. Пучковский, С. С. Шавель

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: bkun@jfanbel.bas-net.by

Экспериментально показано, что предложенные алгоритмы, не требующие знания временных параметров самой активно-импульсной системы видения, могут быть использованы для сравнительно точного определения расстояния до объектов.

Ключевые слова: активно-импульсная система видения, определение расстояния.

#### Введение

В настоящее время системы и устройства, в которых используются разные типы полупроводниковых лазеров, широко применяются в различных сферах человеческой деятельности [1]. Так, например, полупроводниковые лазеры импульсного режима работы типа Л-13 применяются в активно-импульсных системах видения (АИСВ) для подсветки объектов наблюдения (см., например, [2, 3]). Данный тип лазеров выбран исходя из условия максимальной средней мощности излучения при минимальных массогабаритных параметрах и требуемого спектрального диапазона излучения. Вследствие такого выбора обеспечиваются в конечном итоге минимальные массогабаритные параметры самой АИСВ.

АИСВ в основном предназначены для увеличения дальности наблюдения при пониженной прозрачности атмосферы (туман, дымка, снег и др.). В отличие от других систем видения АИСВ обладают принципиально важной функцией, заключающейся в возможности определения расстояний до объектов. Для пояснения кратко напомним физический принцип работы АИСВ [2, 3]. Объекты наблюдения освещаются короткими лазерными импульсами длительностью  $\Delta t_{\text{лаз}}$ . Импульсы подсветки после отражения от объекта регистрируются приемным блоком. Приемный блок также включается на короткое время  $\Delta t_{np}$  (длительность строб-импульса). В настоящей работе в качестве основного элемента приемного блока используется электроннооптический преобразователь (ЭОП). Расстояние до объекта наблюдения S<sub>об</sub> устанавливается с помощью варьирования временной задержки  $\Delta t_{3ad}$  между передними фронтами лазерного импульса подсветки и строб-импульса приемного блока:  $S_{ob} = c \Delta t_{aad}/2$ . В действительности в АИСВ на видеомониторе наблюдается слой пространства (зона видимости) определенной длины вдоль оптической оси системы. Основные закономерности формирования изображения в АИСВ для двух частных случаях получены в работах [2, 3]. В связи с этим приведенное выше выражение для  $S_{05}$  может быть использовано в общем случае только для приближенной оценки расстояния до объекта.

Настоящая работа посвящена проверке полученных в [2] выражений и демонстрации возможности их использования для сравнительно точного определения расстояния до объектов.

## 1. Основные соотношения

Рассмотрим часто реализуемый на практике случай наблюдения на горизонтальной трассе, когда объект неподвижен относительно АИСВ. Путем увеличения (уменьшения) значения  $\Delta t_{3aд}$  на пульте управления рассматривается объект и окружающее его пространство. Приведем сейчас основные сведения из [2], которые необходимы для дальнейшего рассмотрения. В общем случае работа всей системы обеспечивается контроллером, который управляет с помощью прямоугольных управляющих импульсов работой драйверов лазеров подсветки, ЭОП и т.д. Пусть  $t_{лаз-вкл}$ ,  $t_{лаз-выкл}$  и  $t_{ЭОП-вкл}$ ,  $t_{2)OП-вкл}$ , вействительности в силу ряда технических причин истинные времена, например, включения лазеров и ЭОП отличаются. Предположим, что  $t_{лаз-вкл}$  +  $\Delta t_{лаз-к}$  и  $t_{ЭОП-вкл}$  +  $\Delta t_{ЭОП-к}$ . Временные интервалы  $\Delta t_{лаз-x}$  и  $\Delta t_{ЭОП-x}$  описывают задержку реальных лазерного импульса и стробимпульса ЭОП относительно соответствующих управляющих импульсов. Обычно они неизвестны. Тогда вместо введенного ранее значения  $\Delta t_{3ad}$  истинную временную задержку между передними фронтами строб-импульса и лазерного импульса можно записать в виде:  $\Delta t_{3ad-ист} = (t_{3O\Pi-вкл} + \Delta t_{3O\Pi-x}) - (t_{лаз-вкл} + \Delta t_{лаз-x}) = \Delta t_{3ad-ynp} + \Delta t_{3ad-x}$ , где  $\Delta t_{3ad-ynp} = t_{3O\Pi-вкл} - t_{лаз-вкл}$ ,  $\Delta t_{3ad-x} = \Delta t_{3O\Pi-x} - \Delta t_{лаз-x}$ . Обратим внимание на то, что временная задержка  $\Delta t_{3ad-ynp}$ , которая определяется управляющими импульсами, используется в АИСВ для расчета расстояния до некоторой условной точки наблюдения по формуле:  $S_i = c\Delta t_{3ad-ynp}/2$ . Временной интервал  $\Delta t_{3ad-x}$  при этом в явном виде не учитывается.

Рассмотрим кратко основные закономерности формирования изображения (например, на экране видеомонитора) при  $\Delta t_{\text{лаз}} \neq \Delta t_{3\Theta\Pi}$ . Пусть объект наблюдения — вертикальная стена. Предположим, что с помощью пульта управления начинает увеличиваться временная задержка  $\Delta t_{\text{зад-упр}}$ , которая пересчитывается АИСВ в расстояние до условной точки наблюдения  $S_i$  по указанному выше выражению. В начальном состоянии изображение объекта отсутствует, поскольку  $S_i < S_{o6}$ . При некотором значении  $S_i$  начинает регистрироваться отраженный от объекта сигнал. Эту точку назовем начальной точкой зоны видимости:  $S_i = S_{\text{нач}}$ . При дальнейшем увеличении  $S_i$  величина сигнала от объекта возрастает по линейному закону и достигает максимума в точке  $S_i = S_{\text{нач-макс}}$ . Следующей характерной точкой является расстояние  $S_i = S_{\text{кон-макс}}$ . В промежутке между  $S_{\text{нач-макс}}$  и  $S_{\text{кон-макс}}$  сигнал не меняется и остается максимальным. После точки  $S_{\text{кон-макс}}$  с увеличением  $S_i$  полезный сигнал уменьшается по линейному закону и достигает нулевого значения при  $S_i = S_{\text{кон}}$ . Расстояние  $S_{\text{кон}}$  назовем конечной точкой зоны видимости. Выражения для четырех характерных расстоянии (точек) и полученных на их основе расстояния до объекта приведены в табл. 1 [2]. В табл. 1 введены обозначения:  $K_{\text{нач}} = c(\Delta t_{3\Theta\Pi} + \Delta t_{3aQ-x})/2$ ;  $K_{\text{нач-макс}} = c(\Delta t_{3aQ-x}/2; K_{\text{кон-макс}} = c(\Delta t_{3aQ-x})/2$ .

Более детальные сведения и объяснение физического смысла характерных расстояний (точек) можно найти в [2].

Расстояние	$\Delta t_{\pi a 3} > \Delta t_{\Im O \Pi}$	$\Delta t_{ m na3} < \Delta t_{ m ЭО\Pi}$	$\Delta t_{\pi a 3} = \Delta t_{\Im O \Pi}$	
Характерные дистанции (расстояния)				
$S_{\rm Hay}$	$S_{\rm ob} - c(\Delta t_{\rm HOII} + \Delta t_{\rm sag-x})/2$	$S_{\rm ob} - c(\Delta t_{\rm POII} + \Delta t_{\rm 3ag-x})/2$	$S_{\rm ob} - c(\Delta t_{\rm HOII} + \Delta t_{\rm aad-x})/2$	
S <sub>нач-макс</sub>	$S_{\rm ob} - c\Delta t_{\rm sag-x}/2$	$S_{\rm of} + c(\Delta t_{\rm max} - \Delta t_{\rm HOI} - \Delta t_{\rm Hag-x})/2$	$S = S_{-} - c \Delta t / 2$	
$S_{\text{кон-макс}}$	$S_{\rm ob} + c(\Delta t_{\rm max} - \Delta t_{\rm OOI} - \Delta t_{\rm sag-x})/2$	$S_{ m of} - c\Delta t_{ m sag-x}/2$	$S_{\text{Make}} = S_{06} = C \Delta t_{3ad-x}/2$	
$S_{\rm KOH}$	$S_{\rm of} + c(\Delta t_{\rm na3} - \Delta t_{\rm sag-x})/2$	$S_{\rm ob} + c(\Delta t_{\rm Ja3} - \Delta t_{\rm 3ad-x})/2$	$S_{\text{of}} + c(\Delta t_{\text{лаз}} - \Delta t_{\text{зад-x}})/2$	
Расстояние до объекта				
S <sub>ob</sub>	$S_{ m Hay} + K_{ m Hay}$	$S_{\text{Hay}} + K_{\text{Hay}}$	$S_{\text{Hay}} + K_{\text{Hay}}$	
$S_{ m of}$	$S_{\text{нач-макс}} + K_{\text{нач-макс}}$	$S_{\text{нач-макс}} - K_{\text{кон-макс}}$	S + K	
$S_{ m of}$	$S_{\text{кон-макс}} - K_{\text{кон-макс}}$	$S_{\text{кон-макс}} + K_{\text{нач-макс}}$	<i>З</i> <sub>макс</sub> <sup>†</sup> <i>К</i> <sub>нач-макс</sub>	
$S_{ m of}$	$S_{\text{кон}} - K_{\text{кон}}$	$S_{\text{кон}} - K_{\text{кон}}$	$S_{\text{кон}} - K_{\text{кон}}$	

Т а блица 1. Формулы для расчета характерных расстояний и расстояния до объекта.

#### 2. Результаты измерений и их обсуждение

Измерения проведены с помощью АИСВ, для которой  $\Delta t_{\text{ЭОП}} \approx 22$  нс,  $\Delta t_{\text{зад-x}} \approx 28$  нс. При этом минимальный шаг изменения расстояния  $\Delta S_i = 0.75$  м. В качестве объекта наблюдения использованы две стены, расположенные перпендикулярно оптической оси системы. В табл. 2 приведены измеренные характерные расстояния, усредненные по серии трех измерений, а также вычисленные на их основе калибровочные постоянные при известном  $S_{\text{об}}$ :  $K_{\text{нач}} = S_{\text{об}} - S_{\text{нач}}$ ,  $K_{\text{нач-макс}} = S_{\text{об}} - S_{\text{нач-макс}}$ ,  $K_{\text{кон-макс}} = S_{\text{кон-макс}} - S_{\text{об}}$  и  $K_{\text{кон}} = S_{\text{кон}} - S_{\text{об}}$ . С другой стороны, используя известные значения  $\Delta t_{\text{ЭОП}}$ ,  $\Delta t_x$  и  $\Delta t_{\text{лаз}}$ , можно рассчитать значения калибровочных постоянных:  $K_{\text{нач}}^{\text{p}} = 7.5$  м;  $K_{\text{нач-макс}}^{\text{р}} = 4.2$  м;  $K_{\text{кон-макс}}^{\text{р}} = -3.0$  (при  $\Delta t_{\text{лаз}} = 30$  нс), 0.8 (55 нс), 4.5 (80 нс), 7.5 (100 нс) и  $K_{\text{кон}}^{\text{р}} = 0.3$  (30 нс), 4.1 (55 нс), 7.8 (80 нс), 10.8 (100 нс). Согласно [2], калибровочные постоянные могут быть использованы для определения расстояния до объектов, если параметры  $\Delta t_{\text{лаз}}$ ,  $\Delta t_{\text{ЭОП}}$  и  $\Delta t_x$  неизвестны (или велика погрешность их определения).

Из табл. 2 видно, что значения  $K_{\text{нач}}$  действительно практически не зависят от параметра  $\Delta t_{\text{лаз}}$  (разброс значений относительно  $K_{\text{нач}}^{p}$  не превышает  $\Delta S_i$ ). Кроме того, значения  $K_{\text{нач-макс}}$  также практически не зависят от  $\Delta t_{\text{лаз}}$ , поскольку разброс не превышает пространственного ша-

га. В случае  $S_{o5} = 32.1$  м видно, что отклонение  $K_{\text{кон-макс}}$  от  $K_{\text{кон-макс}}^{p}$  может быть значительным (например, ~5 $\Delta S_i$  при  $\Delta t_{\text{лаз}} = 80$  нс). При увеличении расстояния до объекта до  $S_{o5} = 61.7$  м разброс соответствующих отклонений уменьшается. Сравнительно большая погрешность полученного значения  $K_{\text{кон-макс}}$  обусловлена, по-видимому, тем обстоятельством, что оно определяется комбинацией трех параметров:  $\Delta t_{\text{лаз}}$ ,  $\Delta t_{30\Pi}$  и  $\Delta t_x$ . Отклонение  $K_{\text{кон}}$  от соответствующих значений  $K_{\text{кон}}^{p}$  (табл. 2) не превышает  $\Delta S_i$  (исключение  $K_{\text{кон}} = 1.4$  м ~  $1.5\Delta S_i$  при  $\Delta t_{\text{лаз}} = 30$  нс для случая  $S_{o5} = 61.7$  м).

Измеренные		$S_{\rm ob} = 32$	2.1 м			$S_{ob} = 0$	61.7 м	
расстояния, м	$\Delta t_{\pi a 3}$ , HC							
	30	55	80	100	30	55	80	100
$S_{\rm Hay}$	24.4	24.4	24.4	24.4	54.9	54.4	54.1	54.9
$S_{\rm Hau-Makc}$	27.4	28.2	28.2	28.4	56.7	56.7	57.1	57.4
$S_{ m koh-makc}$	28.2	30.4	32.7	36.4	60.2	63.2	66.4	69.9
$S_{\rm KOH}$	32.7	36.7	40.2	43.2	63.1	66.4	70.1	73.1
$K_{\rm Hay}$	7.7	7.7	7.7	7.7	6.8	7.3	7.6	6.8
К <sub>нач-макс</sub>	4.7	3.9	3.9	3.7	5.0	5.0	4.6	4.3
Ккон-макс	-3.9	-1.7	0.6	4.3	-1.5	1.5	4.7	8.2
$K_{\rm KOH}$	0.6	4.6	8.1	11.1	1.4	4.7	8.4	11.4

Т а б л и ц а 2. Измеренные характерные расстояния для  $S_{ob} = 32.1$  м.

#### Заключение

Анализ приведенных результатов показывает, что наибольшая точность (порядка пространственного шага  $\Delta S_i$ ) достигается для калибровочных постоянных  $K_{\text{нач}}$ ,  $K_{\text{нач-макс}}$  и  $K_{\text{кон}}$ . Измерив с помощью рулетки расстояние до одного или нескольких объектов (с целью усреднения калибровочных постоянных) и вычислив указанные калибровочные постоянные, можно использовать АИСВ для сравнительно точного определения расстояния до любых других объектов. При этом не требуется знания таких параметров самой АИСВ, как  $\Delta t_{\text{лаз}}$ ,  $\Delta t_{\text{ЭОП}}$  и  $\Delta t_x$ . Следует подчеркнуть, что непосредственное измерение указанных времен сопряжено с определенными сложностями.

## Литература

- 1. П. Г. Елисеев. Полупроводниковые лазеры от гомопереходов до квантовых точек. Квант. электрон. 2002. Т. 32, № 12. С. 1085—1098.
- 2. В. А. Горобец, В. В. Кабанов, В. П. Кабашников, Б. Ф. Кунцевич, Н. С. Метельская, Д. В. Шабров. Активно-импульсные системы видения и алгоритмы определения расстояний до объектов. Журн. прикл. спектр. 2014. Т. 81, № 2. С. 283—291.
- 3. В. А. Горобец, В. В. Кабанов, В. П. Кабашников, Б. Ф. Кунцевич, Н. С. Метельская, Д. В. Шабров. Закономерности формирования изображения и определение расстояния до объекта при его движении относительно активно-импульсной системы видения. Журн. прикл. спектр. 2015. Т. 82, № 1. С. 68—75.

# Definition of Distance up to Motionless Objects with the Help of Active-Pulse Systems of Vision on the Basis of SemiConductor Lasers

## V. A. Gorobets, B. F. Kuntsevich, I. N. Puchkouski, S. S. Shavel

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Science of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by

It is shown that the offered algorithms which are not demanding knowledge of parameters of the activepulse system of vision, can be used for the exact definition of distance up to objects.

Keywords: active-pulse system of vision, definition of distance.

# Метрологическое обеспечение исследований оптических характеристик твердотельных источников излучения

Н. В. Баковец<sup>6</sup>, В. А. Длугунович<sup>a</sup>, А. В. Галыго<sup>6</sup>, А. В. Исаевич<sup>a</sup>, Е. В. Луценко<sup>a</sup>, <u>С. В. Никоненко<sup>a</sup></u>, О. Б. Тарасова<sup>6</sup>, Д. В. Скумс<sup>6</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

б Белорусский государственный институт метрологии, Минск, Беларусь

Представлен обзор измерительных возможностей эталонов и установок в области лазерной и светодиодной техники, созданных совместно Институтом физики НАН Беларуси и Белорусским государственным институтом метрологии.

Ключевые слова: лазерная техника, лазерный диод, светодиод, эталон, установка, измерение, неопределенность.

## Введение

В последние два десятилетия достигнут существенный прогресс в разработке твердотельных источников излучения (ТТИИ), в первую очередь это относится к лазерным (ЛД) и светоизлучающим диодам (СИД). В настоящее время ТТИИ широко используются в промышленности, медицине, информационных системах, приборостроении и науке. Особенно значимые успехи достигнуты в разработке СИД, используемых в светотехнических изделиях как для локального, так и для общего освещения. Следует также отметить бурно развивающиеся новые области применения ТТИИ, излучающих в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне спектра, например, УФ отверждение полимеров (полиграфия, производство изделий из полимеров, мебельное производство и др.), экспресс идентификация химических веществ и биологических объектов (отравляющих и взрывчатых веществ, наркотиков и др.), специальные применения. Поэтому можно утверждать, что в ближайшие годы традиционные источники, излучающие как в видимой, так и в УФ областях спектра, во многих приложениях будут заменены на СИД и ЛД.

Стремительное развитие и широкое распространение ТТИИ одновременно выявили существенные проблемы в их метрологическом обеспечении. К сожалению, можно констатировать, что в настоящее время отсутствуют не только единый системный подход к этому вопросу (ЛД и СИД рассматриваются как различные источники излучения), но и общепризнанные методы измерения ряда их оптических характеристик, например светового потока, яркости, спектральной плотности энергетической яркости излучения и др. И это несмотря на то, что с середины 90-х гг. прошлого века над этим работают и Международная комиссия по освещению (СІЕ), и Международная электротехническая комиссия (ІЕС), и Международная организация по стандартизации (ISO), и большинство национальных метрологических центров (НМЦ). Это ведет к тому, что потребители изделий, изготовленных на основе ТТИИ, не всегда могут достоверно установить соответствие характеристик и параметров, заявленных поставщиком. Вместе с тем введение сертификации продукции и проведение ее по правилам и процедурам, согласно международными стандартами ИСО серии 9000, предусматривает контроль качества продукции с помощью средств измерений (СИ), откалиброванных стандартизованными методами на национальной эталонной базе.

Если метрологическое обеспечение понимать как "установление и применение научных и организационных основ, технических средств, правил и норм, необходимых для достижения единства и требуемой точности измерений" (ГОСТ 1.25-76), то для корректного метрологического обеспечения оптических характеристик ТТИИ необходимо иметь соответствующие технические нормативно-правовые акты (ТНПА), эталоны и измерительные установки, а также организационную структуру по обеспечению единства измерений.

В данной работе представлены возможности по метрологическому обеспечению оптических характеристик ТТИИ в Республике Беларусь.

# 1. Организационная структура обеспечения единства измерений в области оптической радиометрии в Республике Беларусь

В Республике Беларусь приступили к формированию системы обеспечения единства измерений в области оптической радиометрии в середине 90-х гг. прошлого века одновременно с началом создания национальной системы эталонов единиц физических величин. Ведущая роль в этой работе принадлежит Белорусскому государственному институту метрологии (БелГИМ), на который в соответствии с Законом Республики Беларусь "Об обеспечении единства измерений" Госстандартом Республики Беларусь (Госстандарт РБ) возложены функции главного центра национальных эталонов. В работах по созданию системы обеспечения единства измерений в области оптической радиометрии БелГИМ тесно сотрудничает с Институтом физики НАН Беларуси (ИФ), являющимся ведущим научным учреждением в области лазерной физики и оптики. В 2000 г. во исполнение поручений Президента и Совета Министров Республики Беларусь в ИФ создана лаборатория, осуществляющая метрологическое обеспечение лазерной техники (ЛТ), которая в результате структурной реорганизации института в 2015 г. преобразована в центр испытаний лазерной техники. В 2003 г. НАН Беларуси и Госстандартом РБ был издан совместный приказ, где для ИФ установлен статус научного метрологического центра в области измерений параметров и характеристик лазерной техники.

## 2. Технические нормативные правовые акты в области лазерной техники

Как уже отмечалось, СИД и ЛД рассматриваются как различные источники излучения, что нашло отражение в ТНПА. Если в отношении СИД основным документом на международном уровне, в котором определены фотометрические и радиометрические величины, характеризующие СИД и методы их измерений, в настоящее время является только рекомендация Международной комиссии по освещению (МКО) СІЕ-127, то в международной метрологической практике при аттестации ЛТ действуют международные стандарты ISO и IEC. Поэтому ИФ совместно с БелГИМ проводится работа по принятию международных стандартов, относящихся к ЛТ, в качестве государственных стандартов Республики Беларусь. Начиная с 2003 г. подготовлены и введены в действие постановлениями Госстандарта РБ 34 государственных стандарта, идентичных международным в области ЛТ. Эти стандарты регламентируют применение терминологии и буквенных обозначений, требования к содержанию технической документации, сопровождающей лазерные устройства. Стандарты устанавливают методы определения энергетических, временных, спектральных, пространственных и поляризационных характеристик лазерного излучения (ЛИ), срока службы лазеров и лазерной безопасности. Необходимо отметить, что с учетом рекомендаций введенных в действие стандартов в ИФ разработаны методики калибровки и выполнения измерений, которые прошли метрологическую экспертизу и вошли в систему обеспечения единства измерений Беларуси.

## 3. Эталонная база в области лазерной и светодиодной техники Беларуси

Техническая основа метрологического обеспечения состоит из эталонной базы и измерительных (испытательных) установок и комплексов. Для каждого эталона имеется регламентированный порядок воспроизведения и передачи размеров единиц соответствующих величин до уровня рабочих СИ, который установлен в локальных поверочных схемах.

Одной из основных единиц Международной системы единиц SI является кандела — единица измерения силы света. Национальный эталон единиц силы света и освещенности разработан и введен в действие в 2002 г. Он воспроизводит, хранит и передает нижестоящим по рангу эталонам и рабочим СИ единицы силы света, освещенности, коррелированной цветовой температуры и координат цветности. В состав эталона входят оптическая скамья, группы светоизмерительных ламп переменного состава, группа прецизионных приемников оптического излучения, системы измерения расстояния, питания светоизмерительных ламп и регистрации информации. В период с 2008 по 2010 г. была проведена модернизация эталона, в результате которой его состав дополнен фотометром малых уровней освещенностей и существенно расширены функциональные возможности колориметрического блока. Точность воспроизведения единиц силы света и освещенности подтверждена результатами ключевых сличений в 2009—2013 гг. в рамках Европейской ассоциации национальных метрологических институтов (EBPAMET). Калибровочные и измерительные возможности эталона следующие: сила света от 5.0 до 1000 кд при неисключенной систематической погрешности (НСП) 0.8 %; освещенность от 0.001 до 2000 лк, НСП = 2.0 %; коррелированная цветовая температура от 2000 до 12000 К, НСП = 6 К; координаты цветности, *y*: от 0.0039 до 0.7347, *x*: от 0.0048 до 0.8338, НСП = 0.001 ед. цветности; яркость от 10 до 80000 кд/м<sup>2</sup>, НСП = 6 %.

В 2004 гг. ИФ был разработан и создан эталон единицы средней мощности ЛИ (ЭСМЛИ) (прослеживаемость до Государственного первичного эталона средней мощности лазерного излучения ГЭТ 28-77 России). ЭСМЛИ предназначен для обеспечения единства измерений средней мощности непрерывного ЛИ, хранения размера единицы средней мощности (РЕСМ) ЛИ, воспроизведения и передачи РЕСМ ЛИ, находящегося в диапазоне 50-1300 мВт, эталонам более низкого разряда на фиксированных длинах волн 532 и 10.6 мкм. Эталон состоит из трех основных частей. Первая — аппаратура измерения средней мощности ЛИ, предназначенная для получения РЕСМ от эталона более высокого разряда. Основным элементом этой аппаратуры является эталонный измерительный преобразователь (ЭИП) калориметрического типа, снабженный обмоткой замещения для подачи электрического тока. Вторая — аппаратура передачи размера единицы средней мощности ЛИ поверяемым (калибруемым) средствам измерения средней мощности ЛИ. Третья — аппаратура управления, сбора и обработки измерительной информации. Эталон работает по методу замешения, т. е. требуемая точность измерений мошности оптического излучения обеспечивается путем замещения мощностью электрического тока, измеряемой с высокой точностью. По результатам метрологической аттестации ЭСМЛИ в 2004 г. получены следующие метрологические характеристики: суммарная средняя квадратическая погрешность воспроизведения единицы средней мощности ЛИ не более 0.4 %; средняя квадратическая погрешность передачи РЕСМ ЛИ не превышает 0.5 %; нестабильность коэффициента преобразования мошности электрического тока ЭИП не более 0.2 % в год. ЭСМЛИ приказом Госстандарта в 2006 г. утвержден в качестве исходного эталона Беларуси.

В 2014 г. ИФ совместно с БелГИМ завершил разработку эталона единиц средней мощности, ослабления и длины волны оптического излучения для волоконно-оптических систем связи и передачи информации, который постановлением Госстандарта был утвержден в качестве национального. Основные метрологические характеристики эталона следующие: диапазон измеряемых длин волн оптического излучения от 650 до 1700 нм; диапазон измеряемой средней мощности оптического излучения 1 · 10<sup>-11</sup>—1 · 10<sup>-2</sup> Вт; диапазон измеряемого ослабления оптического излучения 0.05—60.00 дБ; относительная стандартная неопределенность воспроизведения единицы средней мощности излучения на фиксированных длинах волн в диапазоне  $10^{-4}$ —5 ·  $10^{-3}$  Вт не более 0.07 %; относительная стандартная неопределенность воспроизведения единицы средней мощности излучения на фиксированных длинах волн в диапазоне от 5 · 10<sup>-3</sup> до  $1 \cdot 10^{-11}$  Вт не более 1.5 %; стандартная неопределенность измерения единиц ослабления оптического излучения на фиксированных длинах волн не более 0.1 дБ: относительная стандартная неопределенность воспроизведения единицы длины волны оптического излучения на фиксированных длинах волн не более 1 · 10<sup>-6</sup> %. Проведенные в рамках КООМЕТ в 2012—2013 гг. трехсторонние сличения эталонов ВОСП по единице чувствительности мощности оптического излучения между БелГИМ, РТВ (Германия) и ВНИИОФИ (Россия) показали, что созданный эталон соответствует по своим основным метрологическим характеристикам эталонам ведущих НМЦ.

# 4. Измерительные установки и комплексы для измерения оптических характеристик лазеров и светодиодов

В течение 2001—2013 гг. в ИФ был создан ряд установок и комплексов, применяемых при аттестации изделий лазерной и оптоэлектронной техники и калибровке СИ. Установки и комплексы располагаются в центре испытаний лазерной техники, аккредитованного в качестве испытательной и калибровочной лаборатории. Область аккредитации испытательной лаборатории приведена в табл. 1.

Для определения энергетических характеристик ЛИ и калибровки СИ мощности и энергии ЛИ сотрудниками ИФ разработан и создан комплекс установок. Одна из установок комплекса предназначена для измерения средней мощности непрерывного и импульсно-периоди-

Таблица 1. Область аккредитации испытательной лаборатории
---

Наименование вида испытаний	Характеристика вида испытаний
Измерение энергии импульсов ЛИ	Диапазон измеряемой энергии, Дж: $10^{-8} - 2 \cdot 10^2$
	Стандартная неопределенность измерений. %: 0.5 — 5
Измерение стабильности энергии	Динамический диапазон энергии импульсов, Дж: 10 <sup>-2</sup> — 0.5
импульсов Ли	Стандартная неопределенность измерений, %: не более 5
Измерение временных характеристик	Диапазон длительностей импульсов, с: 10 <sup>-10</sup> — 0.25
ЛИ:	Диапазон частот следования импульсов, Гц: 1—10 <sup>8</sup>
формы импульса, пиковой мощности	Диапазон пиковой мощности импульса, Вт: 10 <sup>-7</sup> —10 <sup>9</sup>
импульса,	Стандартная неопределенность измерений, %
длительности импульса,	пиковой мошности импульса: 2.5—5
частоты следования импульсов	длительности импульса: 1.5—5
	частоты следования импульсов: 1.5-5
Измерение пространственного рас-	Диапазон измеряемых диаметров (ширин) пучка, мм: 0.4—9
пределения плотности мощности	Измеряемые углы расходимости, рад: до 0.03
(энергии) излучения, диаметра (ши-	Лиапазон измеряемых параметров качества пучка $M^2$ · 1—10
рин) пучка, угла расходимости, па-	Стандартная неопределенность измерений пространственных ха-
раметра качества пучка, местополо-	рактеристик излучения %: не более 5
жения перетяжки пучка, позиционной	purrepriering round, you no obside 5
стабильности пучка	
Измерение мощности излучения ла-	Диапазон измеряемой мощности, Вт: 10 <sup>-8</sup> – 10 <sup>2</sup>
зеров Р, Вт	Стандартная неопределенность измерений, %: 1,5 – 2
Измерение стабильности мощности	Динамический диапазон мощности ЛИ, Вт: 0,01 – 0,5
ЛИ	Стандартная неопределенность измерений, %: не более 5
Измерение коэффициента ослабле-	Динамический диапазон коэффициентов ослабления: 1.0—100.0
ния ослабителей ЛИ	Стандартная неопределенность измерений, %: 1.7
Измерение спектрального распреде-	Спектральный диапазон, нм: 200—1700
ления излучения, средней взвешен-	Относительная стандартная неопределенность измерений, %:
ной длины волны широкополосных	средней взвешенной длины волны: 0.006—0.05
лазеров, центральной длины волны	центральной длины волны: 3 10 <sup>-4</sup>
многомодовых лазеров, длины волны	ллины волны пиковой интенсивности излучения: 10 <sup>-7</sup>
пиковой интенсивности излучения	спектральной ширины % 0 5—2 4
одночастотных лазеров, спектраль-	
ной ширины излучения	
Измерение поляризационных	Спектральный диапазон, нм: 400—1600
характеристик ЛИ и сдвига фаз	Динамический диапазон, Вт : 10 <sup>-4</sup> —10 <sup>-1</sup>
ортогонально поляризованных	Стандартная неопределенность измерений
компонент излучения: нормирован-	нормированных параметров Стокса: не более 0.015
ных параметров Стокса, степени по-	степени поляризации: не более 0.015
ляризации, азимута поляризации, уг-	азимута поляризации, рад: не более 0.02
ла эллиптичности	угла эллиптичности, рад: не более 0.02
	сдвига фаз, град: не более 3
Измерение силы света, усредненной	Диапазон измерений
силы света в стандартных условиях	силы света, кд: 0.01—60
СІЕ А и СІЕ В, пространственного	усредненной силы света СИД, кд: 0.01—60
распределения силы света, спек-	спектральной плотности энергетической освещенности,
тральной плотности энергетической	$BT/M^{2}: 10^{2} - 10^{10}$
освещенности, спектральной плотно-	спектральной плотности энергетической яркости, $BT/(M^3 cp)$
сти энергетическои яркости	
	гасширенная неопределенность измерения, %
	усредненной силы света светодиодов условия UIE A: ≤ 2
	усредненнои силы света светодиодов условия СІЕ В: $\leq 1.4$
	UNJED UBUIG. $\geq 1.2$
	пространственного распределения силы Света. > 0.00
	спектральной плотности энергетической дохости $< 7.0$

ческого ЛИ в динамическом диапазоне  $10^{-8}$ —100 Вт с относительной стандартной неопределенностью  $\leq 2\%$  в спектральном диапазоне 0.4—10.6 мкм, а также калибровки СИ мощности ЛИ. Другая служит для определения энергии импульсов импульсного ЛИ и калибровки СИ энергии (динамический диапазон  $10^{-9}$ —100 Дж, спектральный 0.4—10.6 мкм). Две оставшиеся установки комплекса позволяют проводить измерения стабильности мощности и энергии ЛИ в соответствии с требованиями стандарта ГОСТ ИСО 11554–2007.

В установке для определения временных энергетических характеристик импульсного ЛИ применена параллельная схема измерений, при которой излучение с помощью делительной пластины одновременно попадает на джоульметр для установления значения энергии импульса и на фотоприемник, выход которого подсоединен к цифровому осциллографу. Это позволяет контролировать основные энергетические и временные параметры различных типов импульсных лазеров малой и средней мощности. В этом году будет завершена модернизация оборудования, в результате которой можно определять характеристики импульсного ЛИ в спектральном диапазоне 0.2—3.5 мкм и на длине волны 10.6 мкм, энергий от  $10^{-7}$  до 1 Дж при длительности импульсов излучения от  $10^{-10}$  до 0.25 с.

В установке для измерений параметров ослабителей ЛИ коэффициенты ослабления определяются из соотношения средней мощности лазерного излучения, падающего и прошедшего через ослабитель. Мощность излучения определяется относительным методом с многократными независимыми наблюдениями в соответствии с ГОСТ ИСО 11554–2007. Спектральный диапазон работы установки обусловливается областью чувствительности фотоприемника и составляет 400—1100 нм. Предельная относительная погрешность измерения коэффициента ослабления не превышает 1.7% в диапазоне его значений 1—100.

Установка для определения пространственных характеристик ЛИ в спектральном диапазоне 0.4—1.8 мкм предназначена для измерения пространственного распределения интенсивности (плотности мощности или энергии) ЛИ в ближней и дальней зонах, его однородности, формы и эффективных размеров пучка в заданном месте распространения, положений перетяжек пучка и центроида, углов расходимости пучка в дальней зоне, соотношения с гауссовым пучком, параметра качества пучка при проведении испытаний различных типов лазеров в соответствии с требованиями стандартов. Динамический диапазон измерения пространственного распределения интенсивности (плотности мощности или энергии) ЛИ не менее 1000:1. Диапазон измерений диаметра (ширин) пучка 0.4—9.0 мм; угла расходимости ЛИ до 0.03 рад; параметра качества пучка  $M^2$  от 1 до 10. Минимальная регистрируемая плотность энергии 0.01 мДж/см<sup>2</sup>; пространственное разрешение 0.1 мкм.

Комплекс для измерений спектральных характеристик ЛИ, созданный в соответствии с требованиями стандарта СТБ ИСО 13695-2005, состоит из трех установок. С помощью первой определяют параметры (среднюю взвешенную длину волны, среднеквадратическую спектральную ширину полосы излучения, зависимость длины волны ЛИ от температуры и условий работы) широкополосных лазеров. Вторая предназначена для установления характеристик (центральной длины волны, среднеквадратической спектральной ширины полосы линейчатого спектра, межмодового расстояния, числа продольных мод внутри указанной спектральной полосы, коэффициента подавления боковой моды, зависимости длины волны ЛИ от температуры и условий работы) многомодовых лазеров. Третья – для измерений параметров (длины волны пиковой интенсивности, спектральной ширины линии, коэффициента подавления боковой моды, дисперсии Алана, зависимости смещения длины волны ЛИ от температуры и условий работы) одночастотных лазеров.

С помощью установки для определения поляризационных параметров ЛИ можно определять значение сдвига фаз ортогонально поляризованных компонент излучения в оптических элементах лазерных систем, контролировать основные поляризационные характеристики непрерывных лазеров: нормированные параметры Стокса, степень поляризации, разность фаз ортогонально поляризованных компонент излучения, азимут и угол эллиптичности поляризации ЛИ. В установке реализована схема измерений поляризационных характеристик с использованием жидкокристаллических фазовых пластинок, которые служат для создания заданной разности фаз между поляризованными компонентами падающего на них излучения. Динамический диапазон измерений (без учета ослабителя излучения) для источников непрерывного ЛИ составляет от  $10^{-4}$  до  $10^{-1}$  Вт в спектральном диапазоне 400—1600 нм.

Комплекс для измерений фото-, радио-, спектрорадиометрических и пространственных характеристик твердотельных источников излучения состоит из двух установок. Установка Простор ЛД-СИД предназначена для испытаний ЛД, СИД и светодиодных осветителей по пространственному распределению интенсивности излучения ЛД, усредненной силы света и пространственному распределению силы света СИД и светодиодных осветителей в соответствии с требованиями СІЕ 127:2007 Technical report. Она позволяет измерять силу света и усредненную силу света СИД в диапазоне 0.01—60 кд с относительной распиренной неопределенностью измерений не более 1,0 % в спектральном диапазоне 350—1100 нм при диапазоне углов поворота гониометрической системы от –110 до 110° в горизонтальной плоскости и от 0 до 360° в вертикальной плоскости. Установка Лямбда УФ позволяет измерять пространственное распределение спектральной плотности энергетической освещенности (СПЭО) и спектральной плотности энергетической системы СИД в спектральном диапазоне 200—900 нм.

Кроме того, для обеспечения единства измерений центр испытаний лазерной техники оснащен портативным мобильным вторичным эталоном единицы средней мощности ЛИ и мобильным эталоном-переносчиком единицы энергии ЛИ.

# 5. Развитие эталонно-измерительной базы метрологического обеспечения лазерной и светодиодной техники

В связи с созданием новых типов лазерных и светодиодных приборов, возникает необходимость в разработке и изготовлении новых эталонов и установок.

В 2015 гг. планируется завершить создание эталона единицы светового потока, который позволит воспроизводить, хранить и передавать размер единицы светового потока в диапазоне (500-1500) лм, при относительном среднем квадратическом отклонении результатов измерений не хуже  $0.2 \cdot 10^{-2}$ . Также в этом году предполагается завершить работы по модернизации установки для определения временных энергетических характеристик импульсного ЛИ.

В 2016—2020 гг. планируется создать эталоны единиц: спектральной плотности энергетической яркости, спектральной плотности энергетической освещенности и силы излучения в диапазоне длин волн 0.2—3.0 мкм; поляризационной модовой и хроматической дисперсии в оптическом волокне. Также необходимо провести модернизацию исходного эталона единиц средней мощности лазерного излучения.

## Заключение

В настоящее время в Республике Беларусь имеется возможность обеспечить метрологическим обслуживанием лазерную и светодиодную технику по ряду основных параметров в соответствии с требованиями международных стандартов и рекомендаций МКО. Создание новых эталонов, модернизация существующих измерительных установок позволят расширить номенклатуру измеряемых, хранимых и передаваемых физических величин, а также динамический, спектральный и временной диапазоны измерительных установок, чтобы в более полном объеме удовлетворять потребности организаций Республики Беларусь в метрологическом обеспечении ТТИИ.

# Metrological Support of Measurements of the Optical Characteristics of Solid-State Light Sources

N. V. Bakovets<sup>a</sup>, V. A. Dlugunovich<sup>b</sup>, A. V. Galygo<sup>a</sup>, A. V. Isaevich<sup>b</sup>, E. V. Lutsenko<sup>b</sup>, <u>S. V. Nikanenka<sup>b</sup></u>, O. B. Tarasova<sup>a</sup>, D. V. Skums<sup>a</sup>

 <sup>a</sup> National Metrological Institute of the Republic of Belarus (BelGIM), Minsk, Belarus
 <sup>b</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

The overview of the measurement capabilities of standards and systems for laser and LED technology created jointly by the Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus and the Belarusian State Institute of Metrology is presented.

Keywords: laser engineering, LD, LED, standard, set up, measurement, uncertainty.

# Мощные источники излучения среднего УФ диапазона с электроннолучевой накачкой на основе МКЯ структур AlGaN, выращенных методом МПЭ

<u>С. В. Иванов</u><sup>а,г</sup>, В. Н. Жмерик<sup>а</sup>, В. В. Ратников<sup>а</sup>, В. И. Козловский<sup>6,в</sup>, В. П. Мартовицкий<sup>6</sup>, X. Rong<sup>г</sup>, G. Chen<sup>г</sup>, F. J. Xu<sup>г</sup>, B. Shen<sup>г</sup>, X. Q. Wang<sup>г</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: ivan@beam.ioffe.ru <sup>б</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва, Россия <sup>в</sup> Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия <sup>г</sup> State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing, China

Исследованы свойства выращенных методом МПЭ-ПА гетероструктур с МКЯ AlGaN, излучающих в диапазоне 280—290 нм. Показано, что при комнатной температуре рекомбинационная кинетика определяется процессами излучательной рекомбинации. Высокое структурное качество, обусловленное использованием AlN-сапфир МО ГФЭ темплейтов и применением высоких температур роста (750—760 °C), а также эффективная локализация неравновесных носителей заряда за счет формирования 2-нм КЯ методом суб-монослоной дискретной эпитаксии позволили получить высокую мощность выходного излучения в среднем УФ диапазоне при накачке электронным пучком (15—20 кэВ, 0.6—1.1 мА): 161 мВт в импульсно-сканирующем режиме и 39 мВт в непрерывном режиме при 300 К.

Ключевые слова: AlGaN, квантовая яма, молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией, средний УФ диапазон, электронно-лучевая накачка, выходная мощность, квантовая эффективность.

Гетероструктуры с квантовыми ямами на основе  $Al_xGa_{1-x}N$  — весьма перспективные материалы для реализации компактных, высокоэффективных и экологически чистых источников излучения среднего и глубокого УФ диапазонов с длиной волны, варьируемой от 360 до 210 нм путем изменения содержания Al в полном диапазоне составов x = 0—1.0. Однако присущая этим широкозонным твердым растворам низкая концентрация дырок в слоях *p*-типа, легированных Mg, особенно при высоком содержании Al (x > 0.4), существенно снижает эффективность излучения и выходную мощность светодиодов на основе этих материалов. Перспективным подходом для исключения этой проблемы является использование электронно-лучевой накачки. Недавно [1] был продемонстрирован весьма обнадеживающий результат — 100 мВт выходной мощности при электронно-лучевой накачке структур с МКЯ AlGaN, хотя приведенная эффективность (40 %) несколько противоречит определенной ранее максимально достижимой эффективности 30 % для источников такого типа [2].

В данном докладе сообщается о разработке источников излучения среднего УФ диапазона (~280 нм) с электронно-лучевой накачкой на основе 40-периодных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) Al<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>N/Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>N, выращенными методом МПЭ-ПА на 1.5-мкм AlN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> МО ГФЭ темплейтах при температурах 750—760 °C. Квантовые ямы толщиной 2 нм формировались методом субмонослойной дискретной эпитаксии (СДА) [3], толщина барьеров ~30 нм. Исследования температурных зависимостей фотолюминесценции (ФЛ) продемонстрировали красный сдвиг максимума ФЛ с 276 до 289 нм с повышением температуры от 10 К до комнатной. Внутренняя квантовая эффективность (ВКЭ) при 300 К, оцененная из ФЛ измерений, составила 34 % при низком уровне возбуждения в предположении 100 %-ной ВКЭ при низкой температуре. Исследования температурной зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда проведены с помощью ФЛ с временным разрешением. Показано, что время жизни увеличивается монотонно с ростом температуры, причем излучательная рекомбинация играет определяющую роль в рекомбинационных процессах, демонстрируя высокое структурное качество гетероструктур. Исследования рентгеновской дифракции также показали высокое структурное качество, характеризуемое плотностью прорастающих винтовых дислокаций ~3 · 10<sup>7</sup> см<sup>-2</sup>. Возбуждение ФЛ КЯ осуществлялось электронным пучком в сканирующем (импульсном) и непрерывном режимах через тонкую (0.2 мкм) Al-пленку, напыленную на поверхность структуры. Алюминиевое покрытие способствует лучшему выводу излучения и приводит к двукратному росту выходной мощности. Оптимальный размер пятна электронного пучка ~200 мкм. Энергия электронов  $E_e$  варьировалась от 15 (непрерывный режим) до 20 кэВ (сканирующий режим). Для дополнительного увеличения эффективности вывода излучения через AlN-сапфир темплейт на поверхности структуры перед напылением Al-пленки создана скрайбированием прямоугольная сетка канавок глубиной до нескольких микрон с расстоянием между канавками 1.4 мм. С учетом всех примененных подходов по увеличению внешнего квантового выхода, а также принимая во внимание определенную ранее эффективность сбора излучения фотокатодом 70 % [4], на длине волны 289 нм получаем максимальную выходную мощность излучения 161 мВт ( $E_e = 20$  кэВ,  $I_e = 1.1$  мА) и 39 мВт (15 кэВ, 0.6 мА) в импульсносканирующем и непрерывном режимах. Достижение таких высоких значений связано, по нашему мнению, с высоким кристаллическим качеством гетероструктур, обусловленным предельно высокими температурами роста (750—760 °C), а также улучшенным локализацией носителей в СДА квантовых ямах.

### Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 13-02-12231-офи-м, 14-02-91178)

## Литература

- 1. T. Oto, R. G. Banal, K. Kataoka, M. Funato, Y. Kawakami. Nat. Photonics. 2010. V. 4. P. 767-770.
- 2. C. A. Klein. Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. Physics of Semiconductors. V. 1. Nauka, Moscow. 1968. P. 629.
- V. N. Jmerik, T. V. Shubina, A. M. Mizerov, K. G. Belyaev, A. V. Sakharov, M. V. Zamoryanskaya, A. A. Sitnikova, V. Yu. Davydov, P. S. Kop'ev, E. V. Lutsenko, N. V. Rzheutskii, A. V. Danilchik, G. P. Yablonskii, S. V. Ivanov, J. Cryst. Growth. 2009. V. 311. P. 2080–2084.
- 4. S. V. Ivanov, V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, V. I. Kozlovsky, M. D. Tiberi. Phys. Status Solidi, A. DOI 10.1002/pssa.201431756.

# High-Power Electron-Beam Pumped Mid-UV Sources Based on MBE Grown AlGaN MQWs

<u>S. V. Ivanov</u><sup>a,d</sup>, V. N. Jmerik<sup>a</sup>, V. V. Ratnikov<sup>a</sup>, V. I. Kozlovsky<sup>b,c</sup>, V. P. Martovitsky<sup>b</sup>, X. Rong<sup>d</sup>, G. Chen<sup>d</sup>, F. J. Xu<sup>d</sup>, B. Shen<sup>d</sup>, X. Q. Wang<sup>d</sup>

<sup>a</sup> I. F. Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia; e-mail: ivan@beam.ioffe.ru
 <sup>b</sup> P. N. Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia
 <sup>c</sup> National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia
 <sup>d</sup> State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing, China

Paper presents results on growth by a plasma-assisted molecular beam epitaxy and studies of AlGaN MQW heterostructures emitting in the range of 280—290 nm. It is shown that the carrier recombination kinetics is governed by radiative recombination processes at 300 K. The high structural quality of the MQW structures caused by using AlN-sapphire MOCVD templates and high growth temperatures (750—760 °C), as well as the efficient carrier localization in the 2-nm thick QWs formed by a sub-monolayer digital alloying technique allowed one to achieve the high power of the output mid-UV radiation under the electron-beam pumping (15—20 keV, 0.6—1.1 mA): 161 mW in pulse-scanning and 39 mW in CW regimes, respectively.

**Keywords:** AlGaN, quantum well, plasma-assisted molecular beam epitaxy, mid-UV spectral range, electron-beam pumping, output power, quantum efficiency.

# Лазерная сборка на основе ZnSe-содержащей структуры с накачкой низкоэнергетичными электронами

<u>М. М. Зверев</u><sup>a</sup>, Н. А. Гамов<sup>a</sup>, Е. В. Жданова<sup>a</sup>, В. Б. Студенов<sup>a</sup>, С. В. Сорокин<sup>б</sup>, И. В. Седова<sup>б</sup>, С. В. Гронин<sup>б</sup>, С. В. Иванов<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Московский государственный университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия; e-mail: mzverev@mail.ru <sup>б</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия

Приведены характеристики лазерной сборки на основе ZnSe-содержащей квантоворазмерной структуры с накачкой электронным пучком с энергией 5.6 кэВ. При комнатной температуре активного элемента получена импульсная мощность излучения до 100 Вт на длине волны 550 нм.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, гетероструктура, электронный пучок.

#### Введение

Уменьшение энергии электронов накачки в полупроводниковых лазерах с электронным возбуждением открывает возможность изготовления компактных приборов — импульсных лазеров, работающих на различных длинах волн. Ранее нами было показано [1-3], что применение ZnSe-содержащих квантоворазмерных структур, а также структур GaAlAs/InGaAs/GaAs в качестве активных элементов позволяет значительно уменьшить рабочую энергию электронного пучка — источника накачки лазеров зеленого и ИК диапазонов. Минимальная энергия U электронов, при которой получена генерация в зеленом диапазоне спектра, составляла 3.2 кэВ при комнатной температуре активного элемента [3], минимальная пороговая плотность  $i \sim 0.4$ —0.5 А/см<sup>2</sup> при T = 300 К. Максимальная мощность, достигаемая с одного лазерного элемента, ограничена катастрофичесской деградацией. Для снижения оптической нагрузки на зеркало лазера и увеличения предельной выходной мощности можно увеличивать ширину оптического волновода активного элемента лазера. Максимальные значения мощности с одного элемента лазера зеленого диапазона с поперечным размером ~0.4—0.5 мм составили 30—50 Вт [4, 5] при ширине волновода 2000 нм (при накачке электронами с энергией U = 24-27 кэВ) и >600 Вт при использовании сборки с накачкой электронами с U = 24 кэВ [4]. Из расчетов и экспериментов следует, что минимально достижимые пороговые плотности тока при T = 300 K близки для лазеров с различной конструкцией активной областью в виде одиночной квантовой ямы ZnCdSe или слоев квантовых точек CdSe, внедренных с квантовую яму ZnSe и мало зависят от типа волновода (испытаны лазеры с обычным и варизонным волноводами). Минимальная пороговая плотность тока наблюдается при энергии электронов ~10—12 кэВ.

Для снижения пороговой плотности тока и рабочей энергии электронов необходимо обеспечить макимальную эффективность сбора неравновесных носителей в активную зону лазера, а также максимальную эффективность взаимодействия носителей с полем электромагнитной волны. Для увеличения фактора оптического ограничения ширина волновода должна быть уменьшена до величины, при которой уверенно возбуждается волноводная мода и подавляющая часть энергии поля не уходит за его пределы (обычно 300—350 нм).

Для обеспечения максимальной эффективности взаимодействия неравновесных носителей с полем активная область лазера должна быть размещена в максимуме распределения волноводной моды. Однако при этом нужно обеспечить высокую эффективность сбора носителей в активной области лазера. Глубина проникновения электронного пучка в образец зависит от энергии электронов, и максимум пространственного распределения энергии накачки в образце сдвигается от поверхности с ростом энергии. Для обеспечения максимальной эффективности сбора носителей в активном слое структуры нужно, чтобы положение максимума распределения накачки совпадало с положением квантовой ямы, оптимальное положение которой, как отмечено выше, определяется положением максимума поля моды в волноводе. При размере волновода ~300 нм максимум распределения поля совпадает с максимумом накачки при энергии электронов ~10 кэВ. Таким образом, оптимальная (с точки зрения снижения пороговой плотности тока) энергия электронов накачки в конечном счете определяется длиной волны (в материале) излучения лазера.

При использовании широких волноводов конструкция волновода не соответствует оптимальной с точки зрения минимизации пороговой плотности тока. При этом для обеспечения высокой эффективности сбора носителей используются структуры с несколькими активными слоями в волноводе, расположенными на расстоянии порядка диффузионной длины неравновесных носителей в образце [4]. Пороговая плотность тока таких лазеров выше, чем лазеров с узким волноводом. Таким образом, требования снижения пороговой плотности тока и увеличения максимальной мощности, достижимой с единичного лазерного элемента, находятся в противоречии друг с другом. Однако при увеличении общего числа элементов сборки можно достичь высоких уровней выходной мощности и при использовании низкопороговых структур с узким волноводом с накачкой низкоэнергетичными электронами.

Для получения высокой импульсной мощности при оптимальных с точки зрения снижения порога энергиях электронов накачки (~10 кэВ) ток пучка должен быть достаточно высоким. Действительно, для получения импульсной мощности, например 100 Вт при эффективности лазера ~10% ток пучка электронов (при U = 10 кэВ) должен быть 100 мА. Для получения больших уровней мощности требуется еще более сильноточный источник электронов. Получение таких пучков электронов с помощью обычно используемых в электронике подогревных катодов является неразумным из-за большой мощности, требуемой для их разогрева. Нами изготовлен источник для накачки лазеров [6] на основе сегнетоэлектрического катода, в котором электроны вытягиваются электрическим полем их плазмы, образующейся в результате поверхностного пробоя. Такие катоды были предложены в 70-х гг. XX века и подробно рассмотрены в [7].

В настоящей работе приводятся характеристики лазерной сборки, позволяющей получить при T = 300 К в зеленом диапазоне спектра импульсную мощность до 100 Вт при ее накачке пучком электронов с энергией ~5.6 кэВ.

### 2. Эксперимент

Для изготовления активных элементов использована ZnSe-содержащая структура, выращенная методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из арсенида галлия. Структура содержит тонкий (10 нм) внешний ограничивающий слой ZnMgSSe, волновод образован переменно-напряженными слоями ZnSe/ZnSSe, активная область представляет собой две квантовые ямы ZnSe, в каждой из которых находится вставка квантовых точек CdSe. Общая толщина волновода 310 нм. Ранее на основе этой структуры получена генерация при рекордно низкой энергии электронов 3.2 кэВ [3].

Лазерные резонаторы изготавлены методом скалывания. Предварительно были исследованы параметры одиночного лазера на основе этой структуры [3]. При этих измерениях для накачки использован пучок электронов с энергией до 12 кэВ и частотой следования импульсов 10 Гц при длительности импульса ~200 нс. Все эксперименты проведены при комнатной температуре образцов. Для измерения выходной мощности использован калиброванный фотоэлемент ФЭК 22, импульсы света и тока зарегистрированы с помощью осциллографа Tektronix TDS 3032B. спектры — с помощью спектрометра S100. На рис. 1 представлена зависимость пороговой плотности тока от энергии электронов накачки.

Для образца с длиной резонатора L = 0.5 мм минимальная пороговая плотность тока 0.8 А/см<sup>2</sup> при энергии электронов 11—12 кэВ. Максимальная мощность с одного торца лазера при U = 9 кэВ составляет 6 Вт, максимальная эффективность 6.7 %. На основе этой структуры изготовлена лазерная сборка, состоящая из шести линейных наборов с длиной резонаторов лазеров 0.9 мм и поперечным размером каждого элемента 0.45 мм. В каждом линейном наборе около 10 элементов. Резка структуры на отдельные элементы осуществлялась излучением остросфокусированного луча азотного лазера. Лазерная сборка собиралась из шести линейных наборов, расположенных в виде лестницы на медном основании. Для накачки лазерных сборок использован импульсный электронный пучок с энергией 5.6 кэВ при длительности импульса ~1 мкс с катодом на основе сегнетоэлектрика [6], ток пучка достигал >15 А. Электронный пучок фокусировался на мишени с помощью магнитных линз, однако не весь пучок попадал на

мишень. За счет нестабильности работы катода распределение тока по сборке и, соответственно, форма импульса света изменялись от вспышки к вспышке (частота следования импульсов ~1.5 Гц). Пример формы светового импульса приведен на рис. 3, *в*. Длительность светового импульса (по основанию) ~1 мкс. Максимальная мощность импульса (см. рис. 3, *в*) ~80 Вт. В отдельных вспышках мощность достигала 100 Вт. Длина волны излучения 547 нм (рис. 3, *г*). Из рассмотрения ближней зоны (рис. 3, *а*) видно, что генерация наблюдается не во всех элементах сборки, что связано с неравномерностью распределения тока накачки. Работают в основном 3—4 линейных набора (из шести), т. е. 30—40 отдельных лазеров.



Рис.1. Зависимость пороговой плотности тока от энергии электронов. *L*= 0.5 мм.



Рис. 2. Зависимость мощности  $P(\bullet)$  и эфективности  $\eta(\bullet)$  лазера от плотности тока электронов накачки. U = 9 кэВ, L = 0.5 мм.



Рис. 3. Фотографии торца лазерной сборки (*a*) и разрушений лазерного элемента (*б*), импульс света (*в*) и спектр излучения сборки (*г*).

Мощность, излучаемая каждым лазерным элементом сборки, составляет ~2—3 Вт, что примерно соответствует данным, представленным на рис. 2. В результате испытаний лазерные элементы частично разрушены собственным излучением. Характер разрушений — узкие тонкие нити, начинающиеся на торцах кристалла или на дефектах структуры (рис. 3,  $\delta$ ) — такой же, как и ранее наблюдаемый в лазерах на основе ZnSe-содержащих структур различных типов [8], мы его связываем с самофокусировкой излучения в активной среде.

#### Выводы

Показана возможность достижения импульсной мощности ~100 Вт в зеленой области спектра с помощью сборки лазеров на основе ZnSe-содержащей структуры с активной областью, состоящей из двух ZnSe-квантовых ям со вставками CdSe при использовании для накачки электронов с энергией 5.6 кэВ.

### Литература

- 1. М. М. Зверев, Н. А. Гамов, Е. В. Жданова, Д. В. Перегудов, В. Б. Студенов, С. В. Иванов, С. И. Гронин, И. В. Седова, С. В. Сорокин, П. С. Копьев. Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, № 24. С. 1.
- 2. М. М. Зверев, Н. А. Гамов, Е. В. Жданова, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, Д. В. Перегудов, В. Б. Студенов. Опт. и спектр. 2011. Т. 111, № 2. С. 212.
- М. М. Зверев, Н. А. Гамов, Е. В. Жданова, Д. В. Перегудов, В. Б. Студенов, С. В. Иванов, С. И. Гронин, И. В. Седова, С. В. Сорокин. Сб. ст. Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе", Минск, 2013.
- M. M. Zverev, S. V. Ivanov, N. A. Gamov, E. V. Zdanova, V. B. Studionov, D. V. Peregoudov, I. V. Sedova, S. V. Gronin, S. V. Sorokin, P. S. Kop'ev, I. M. Olikhov. Phys. Status Solidi B. 2010. V. 247, N 6. P. 1561.
- 5. M. M. Zverev, S. V. Ivanov, N. A. Gamov, E. V. Zdanova, V. B. Studionov, D. V. Peregoudov, I. V. Sedova, S. V. Gronin, S. V. Sorokin. Abst. 16 Int. Conf. "Laser Optics 2014".
- 6. М. М. Зверев, Н. А. Гамов, В. Б. Студенов, В. О. Вальднер. Тез. докл. 4-го Всерос. симпозиума с международным участием "Полупроводниковые лазеры: физика и технология", С-Петербург, 10—13 ноября 2014. С. 57.
- 7. Г. А. Месяц. УФН. 2008. № 1. С. 85—108.
- 8. М. М. Зверев, Н. А. Гамов, Е. В. Жданова, Д. В. Перегудов, В. Б. Студенов, С. В. Иванов, С. И. Гронин, И. В. Седова, С. В. Сорокин. Опт. и спектр. 2011. Т. 111, № 2. С. 208.

## **ZnSe-Based Laser Array Pumped by Low-Energy Electron Beam**

<u>M. M. Zverev</u><sup>a</sup>, N. A. Gamov<sup>a</sup>, E. V. Zhdanova<sup>a</sup>, V. B. Studionov<sup>a</sup>, S. V. Sorokin<sup>b</sup>, I. V. Sedova<sup>b</sup>, S. V. Gronin<sup>b</sup>, S. V. Ivanov<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Moscow State University of Radio Engineering, Electronics and Automation, Moscow, Russia; e-mail: mzverev@mail.ru <sup>b</sup> A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St.Peterburg, Russia

Room-temperature QW ZnSe-based laser array pumped by a pulsed electron beam with an energy of 5.6 keV have been studied. Output pulse power up to 100 W per one facet at wavelength of about 550 nm was

measured.

Keywords: semiconductor laser, QW-structure, electron beam.

# Лазерные гетероструктуры А<sup>II</sup>В<sup>VI</sup>/GaAs(100) с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe, излучающие в желтой и оранжевой областях спектра

<u>С. В. Гронин</u><sup>a</sup>, С. В. Сорокин<sup>a</sup>, И. В. Седова<sup>a</sup>, Г. В. Климко<sup>a</sup>, А. А. Торопов<sup>a</sup>, К. Г. Беляев<sup>a</sup>, С. Рувимов<sup>a,б</sup>, Е. В. Луценко<sup>в</sup>, А. Г. Войнилович<sup>в</sup>, Г. П. Яблонский<sup>в</sup>, С. В. Иванов<sup>a</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия e-mail: gronin sergey@mail.ru

<sup>6</sup> NDIIF, University of Notre Dame, Notre Dame, USA <sup>6</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии выращены лазерные гетероструктуры с асимметричной активной областью, представляющей собой массив 2.8 моноатомных слоев CdSe квантовых точек, сформированные на ZnSe, с последующим заращиванием  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  KЯ толщиной 5 (структура *A*) и 2 нм (*B*) и содержанием Cd x = 0.35 и 0.5. Упруго растянутые волноводные сверхрешетки ZnSSe/ZnSe использованы для компенсации сжимающих напряжений в активной области. Продемонстрирована лазерная генерация при T = 300 K на длинах волн  $\lambda = 573$  (*A*) и 593 нм (*B*) с пороговой плотностью мощности 1.3 и 2.53 кВт/см<sup>2</sup>.

**Ключевые слова:** соединения А<sup>II</sup>В<sup>VI</sup>, молекулярно-пучковая эпитаксия, квантовые точки, желтый спектральный диапазон, лазеы.

## Введение

Широкие возможности применения полупроводниковых лазеров видимого спектрального диапазона по-прежнему стимулируют исследования в данной области. Стоит выделить медицинские применения, в частности офтальмологию, где лазерное излучение в зеленой и желтой областях спектра успешно применяется для операции фотокоагуляции. При этом желтый свет обладает существенными преимуществами, поскольку коэффициент поглощения его различными формами гемоглобина значительно выше при более низком коэффициенте поглощения меланином [1]. Заметные успехи в разработке желтых полупроводниковых лазеров достигнуты с использованием нелинейной среды для генерации второй гармоники [2—4]. Тем не менее ожидается, что прямоизлучающие полупроводниковые лазеры будут обладать существенно лучшими характеристиками. Несмотря на продемонстрированную возможность достижения желто-оранжевого диапазона ( $\lambda = 599$  нм) в AlGaInP/AlInP/GaAs-лазерах с оптической накачкой [5], а также попытки создания лазерных диодов с нанородами GaN/Si ( $\lambda = 565$  нм) [6], полупроводники группы A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> наиболее перспективны для данного спектрального диапазона.

Ранее были реализованы лазерные диоды, работающие при комнатной температуре, с активной областью на основе BeZnCdSe-квантовой ямы (КЯ) [7—9], однако высокое содержание Cd x > 0.45, необходимое для получения излучения на длинах волн >570 нм, приводит к пластической релаксации напряжений в гетероструктурах. Те же проблемы ограничивают и максимально достижимые длины волн (560 нм) в лазерных гетероструктурах на основе ZnCdSSe KЯ [10]. Лазерная генерация в зелено-желтом диапазоне продемонстрирована в II-VI/III-N микрочип-конвертере (567 нм) [11] и лазерном диоде (560 нм) [12] с квантовыми точками (КТ) CdSe номинальной толщины CdSe  $\sim$ 3 моноатомных слоя (МС) в матрицах ZnSe и ZnSSe. Для дальнейшего продвижения в "истинно" желтую область (570—590 нм) необходимо существенно увеличивать номинальную толщину КТ CdSe (>3.5—4 MC), что выше критического значения ( $\sim$ 3.0 MC) [13] и может приводить к образованию дефектов и деградации лазерных характеристик. Отметим, что люминесценция и лазерная генерация в желтом диапазоне продемонстрирована в под-ложках InP, но последние обладали заметно худшими пороговыми характеристиками [14—17].

В настоящей работе для увеличения длины волны излучения из КТ CdSe использован метод, предложенный нами ранее [18] и заключающийся в формировании КТ в напряженной ZnCdSe KЯ, при этом ключевым элементом таких структур является использование упруго рас-

тянутых волноводных сверхрешеток (СР) [19] для прецизионной компенсации сильных напряжений сжатия, индуцируемых ZnCdSe KЯ.

## 1. Эксперимент

Выполненные ранее теоретические расчеты длин волн люминесценции в системе CdSe  $KT//Zn_{1-x}Cd_x$ Se-КЯ/ZnSe [20] определили узкий рабочий диапазон толщин КЯ  $Zn_{1-x}Cd_x$ Se  $t_{\rm KR} = 2.5$ —4 нм, позволяющий получить излучение в желтом диапазоне. При этом существенный длинноволновый сдвиг обеспечивается путем увеличения содержания Cd в KЯ. На основании данных расчетов методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) выращены псевдоморфно к подложке GaAs (100) лазерные гетероструктуры с асимметричной активной областью, которая представляет собой массив 2.8 МС CdSe KT, сформированных на поверхности ZnSe, с последующим заращиванием Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Se KЯ. Такой дизайн активной области позволяет повысить однородность размеров КТ и несколько увеличить их размер за счет объемной сегрегации Cd из материала КЯ, тем самым получить более длинноволновое излучение. Лазерные нижний ограничивающие гетероструктуры включают В себя И верхний слои  $Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.16}Se_{0.84}$ варизонный волновод в виде набора короткопериодных CP Zn<sub>0.88</sub>Mg<sub>0.12</sub>S<sub>0.16</sub>Se<sub>0.84</sub>/ZnSe, компенсирующие СР ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>/ZnSe, непосредственно ограничивающие активную область. Лазерные структуры А и В отличаются друг от друга толщиной и содержанием Cd в KЯ Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Se:  $t_{KR}$  = 5 нм, x = 0.35 и  $t_{KR}$  = 2 нм, x = 0.5 для структур A и B. Поток Cd и время осаждения KT CdSe были неизменными в обеих структурах, а содержание Cd в КЯ  $Zn_{1x}Cd_xSe$  варьировалось за счет изменения потока Zn. Суммарную толщину  $t_{KR}$ , а также содержание Cd контролировали путем измерения осцилляций интенсивности отраженного пучка в методе дифракции быстрых электронов на отражение (ДБОЭ) на начальной стадии гетероэпитаксии в Se-обогащенных условиях. Ключевой элемент конструкции данных лазерных структур — переменно-напряженные волноводные СР ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>/ZnSe, упруго растянутые относительно GaAs, которые позволяют сохранить кристаллическое совершенство гетероструктуры благодаря компенсации сильных напряжений сжатия, возникающих из-за дополнительной Zn<sub>1x</sub>Cd<sub>x</sub>Se/ZnSe KЯ. Толщины отдельных слоев компенсирующей CP ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>/ZnSe выбираются на основании уравнения баланса напряжений  $f_{KR}t_{KR} + f_{CP}t_{CP} = 0$ , где  $f_{KR}$  и  $t_{KR}$  — упругая деформация по отношению к GaAs и суммарная толщина КЯ  $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ,  $f_{CP}$  и  $t_{CP}$  — средняя упругая деформация и суммарная толщина СР ZnS<sub>v</sub>Se<sub>1-v</sub>/ZnSe. Структурные характеристики исследованы методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения. Для оптической накачки лазерных гетероструктур  $A^{II}B^{VI}$  использовано излучение N<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 377$  нм), возбуждение происходило при 300 К в поперечной геометрии.



Рис. 1. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые качания ( $\Theta$ -2 $\Theta$ ) РД лазерной структуры В.

### 2. Результаты и их обсуждение

Для выращенных гетероструктур измерены кривые  $\Theta$ –2 $\Theta$  РД, а также проведено их моделирование. На рис. 1 представлена кривая РД для структуры *B*. Наличие четких сателлитов от CP ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>/ZnSe, узкий и интенсивный пик от слоя Zn<sub>0.88</sub>Mg<sub>0.12</sub>S<sub>0.17</sub>Se<sub>0.83</sub> (положение пика –144 угл. сек.) свидетельствуют о высоком структурном совершенстве выращенных образцов, которое удалось достичь благодаря компенсации напряжений в структуре. В результате моделирования установлено, что отклонение полученных параметров лазерных гетероструктур от заданных не более 5%, в частности, период CP ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>/ZnSe составляет 3.8 вместо 3.6 нм.

На рис. 2 приведено изображение активной области лазерной гетероструктуры B, полученное методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения. Отчетливо различимы слои КТ CdSe и КЯ  $Zn_{0.5}Cd_{0.5}Se$ , при этом их суммарная толщина соответствует заданной ~3 нм. Планарные интерфейсы компенсационных CP  $ZnS_{0.15}Se_{0.85}/ZnSe$ , а также отсутствие на снимке протяженных дефектов подтверждают высокое кристаллическом совершенство гетероструктуры.



Рис. 2. ПЭМ-изображение активной области лазерной гетероструктуры В.

На рис. 3 представлены спектры излучения, измеренные при T = 300 К с торца лазера A с длиной резонатора 734 мкм, и интегральная интенсивность этого излучения в зависимости от интенсивности накачки. Как видно, при интенсивности накачки ~1.27 кВт/см<sup>2</sup> на фоне широкой полосы фотолюминесценции (ФЛ) возникает узкий пик лазерного излучения с  $\lambda = 573$  нм. Пороговая плотность мощности импульса накачки составила ~1.3 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 1,  $\delta$ ). Лазерная гетероструктура B продемонстрировала низкопороговую генерацию на  $\lambda = 593$  нм при длине резонатора  $L_{cav} = 519$  мкм (рис. 4, a), что является абсолютным рекордом для структур, решеточно-согласованных с подложкой GaAs (100). Пороговая плотность мощности 2.53 кВт/см<sup>2</sup> (300 К) сравнима с пороговыми характеристиками для лазеров на основе полупроводников  $A^{II}B^{VI}$  зеленого спектрального диапазона.



Рис. 3. Спектры излучения при различном уровне накачки, измеренные с торца лазерной гетероструктуры *A* с длиной резонатора 734 мкм (*a*), и интегральная интенсивность этого излучения в зависимости от импульсной мощности накачки (*δ*);  $T = 18.2 \text{ °C}, \text{ N}_2\text{-лазер}, \lambda_{\text{возб}} = 337.1 \text{ нм}.$ 



Рис. 4. Спектры излучения при различном уровне накачки, измеренные с торца лазерной гетероструктуры *B* с длиной резонатора 157 мкм (*a*), и интегральная интенсивность этого излучения в зависимости от импульсной мощности накачки (*б*); *T* = 18.9 °C, N<sub>2</sub>-лазер, λ<sub>возб</sub> = 337.1 нм.

#### Заключение

Методом МПЭ на подложках GaAs (100) выращены лазерные гетероструктуры с асимметричной активной областью, представляющей собой 2.8 МС CdSe KT, сформированные на ZnSe, с последующим заращиванием Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Se KЯ толщиной 5 (*A*) и 2 нм (*B*) и содержанием Cd x = 0.35 и 0.5. Переменно-напряженные CP ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>/ZnSe использованы для компенсации сильных напряжений сжатия, индуцированных KЯ Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Se/ZnSe. Высокое кристаллическое совершенство лазерных гетероструктур подтверждено данными РД и ПЭМ. Продемонстрирована низкопороговая лазерная генерация при T = 300 К на длинах волн 573 (*A*) и 593 нм (*B*) с пороговой плотностью мощности 1.3 и 2.53 кВт/см<sup>2</sup>.

#### Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" при поддержке РФФИ (проект № 14-02-01226) и Минобрнауки РФ (соглашение о предоставлении субсидии №14.621.21.0007 id RFMEFI62114X0007).

## Литература

- 1. M. A. Mainster. Ophthalmology. 1986. V. 93 952-958.
- 2. D. A. Chestnut et al. Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 071113.
- 3. W.-K. Lee et al. Opt. Express. 2011. V. 19(18). P. 17453-17461.
- 4. E. Kantola et al. Opt. Express. 2014. V. 22(6). P. 6372.
- 5. L. Toikkanen et al. Photon. Technol. Lett. 2014. V. 26(4). P. 384.
- 6. X. Zou et al. Electron Dev. Lett. IEEE. 2013. V. 34(7). P. 903.
- 7. J. Kasai et al. Appl. Phys. Express. 2011. V. 4. P. 082102.
- 8. J. Kasai et al. Phys. Status Solidi (c). 2012. V. 9(2). P. 255-258.
- 9. R. Akimoto et al. Proc. SPIE. 2013. V. 8640. P. 86400F.
- 10. M. Klude et al. Phys. Status Solidi (b). 2002. V. 229(2). P. 935.
- 11. Е. В. Луценко и др., Квант. электрон. 2013. Т. 43(5). С. 418-422.
- 12. M. Klude et al. Proc. SPIE. 2001. V. 4594. P. 260.
- 13. D. Schikora et al. Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 418.
- 14. W. Shinozaki et al. Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 38(1). P. 2598.
- 15. T. Takada et al. Phys. Status Solidi (a). 2000. V. 180(1). P. 37-43.
- 16. L. Zeng et al. Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 3136.
- 17. S.-B. Che et al. Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 972.
- 18. I. V. Sedova et al. J. Korean Phys. Soc. 2008. V. 53. P. 3012.
- 19. С. В. Сорокин и др. ФТП. 2015. Т. 49 (3), С. 342.
- 20. S. V. Gronin et al. Acta Phys. Polonica A. 2014. V. 126(5). P. 1096.

# Laser Heterostructures A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>/GaAs with CdSe/ZnCdSe Quantum Dots Emitting in Yellow and Orange Spectral Ranges

<u>S. V. Gronin</u><sup>a</sup>, S. V. Sorokin<sup>a</sup>, I. V. Sedova<sup>a</sup>, G. V. Klimko<sup>a</sup>, A. A. Toropov<sup>a</sup>, K. G. Belyaev<sup>a</sup>, S. Rouvimov<sup>a,b</sup>, E. V. Lutsenko<sup>c</sup>, A. G. Vainilovich<sup>c</sup>, G. P. Yablonskii<sup>c</sup>, S.V. Ivanov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg, Russia; e-mail: gronin\_sergey@mail.ru <sup>b</sup> NDIIF, University of Notre Dame, Notre Dame, USA <sup>c</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

This paper reports on MBE growth and studies of laser structures with the asymmetric ZnSe/2.8 ML-CdSe QDs/Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Se QW active region, where the CdSe QDs are deposited on a ZnSe surface and then overgrown by 5 (structure *A*) and 2 nm (*B*) thick Zn<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Se QWs with Cd content of x = 0.35 and 0.5, respectively. Tensile strained ZnSSe/ZnSe waveguide superlattices are used to compensate the compressive stress induced by the active region. The structures demonstrate good structural quality and room temperature lasing at  $\lambda = 573$  nm (*A*) and 593 nm (*B*) with the threshold power density of 1.3 and 2.53 kW/cm<sup>2</sup>, respectively.

Keywords: A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> semiconductors, molecular-beam epitaxy, quantum dots, yellow spectral range, laser.

# Лазерные характеристики гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe, излучающими в желтом спектральном диапазоне

<u>А. Г. Войнилович</u><sup>a</sup>, Е. В. Луценко<sup>a</sup>, В. Н. Павловский<sup>a</sup>, Г. П. Яблонский<sup>a</sup>, С. В. Сорокин<sup>6</sup>, И. В. Седова<sup>6</sup>, С. В. Гронин<sup>6</sup>, Г. В. Климко<sup>6</sup>, С. В. Иванов<sup>6</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: a.vainilovich@ifanbel.bas-net.by <sup>б</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Получена генерация в желтом  $\lambda \ge 570$  нм спектральном диапазоне в лазерах на гетероструктуре  $A^{II}B^{VI}$ , выращенной молекулярно-пучковой эпитаксией на подложке GaAs (100) с модифицированным дизайном активной области. Проведены измерения выходных характеристик лазеров, свидетельствующие о высоком лазерном качестве выращенной гетероструктуры.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, желтый спектральный диапазон, квантовые точки ZnCdSe, оптическая накачка, соединения  $A^{II}B^{VI}$ .

#### Введение

Современные InGaN лазерные диоды перекрывают весь синий и зеленый (до  $\lambda \sim 540$  нм) диапазоны видимого спектра. При этом для многих практических применений необходимы компактные лазеры, излучающие в истинно зеленом и желтом спектральном диапазонах ( $\lambda \sim 530 - 590$  нм). Однако при продвижении InGaN-лазеров в длинноволновую область спектра (с увеличением концентрации индия в активной области) значительно возрастает порог генерации и уменьшается их надежность. Миниатюрные твердотельные лазеры с диодной накачкой эффективно излучают в желто-зеленой области спектра, но не способны обеспечить произвольную длину волны и ее плавную перестройку. Лазеры на основе гетероструктур A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> с квантовыми точками ZnCdSe демонстрируют низкий порог и высокую эффективность генерации, что позволяет накачивать их излучением InGaN-лазерных диодов сине-фиолетового спектрального диапазона  $\lambda = 400-450$  нм [1, 2]. Такое устройство — лазерный конвертор — продемонстрировано в виде микрочип-лазера, размещаемого в миниатюрном (TO-18) корпусе InGaN-лазерного диода [3]. Возможность серийного выпуска активных элементов лазерного конвертора и заметное увеличение выходной мощности InGaN-лазерных диодов повышают конкурентоспособность такого устройства. При выборе определенных условий и параметров эпитаксиального роста можно формировать квантовые точки и ямы ZnCdSe/ZnSe, эффективно излучающие во всем зеленом и желто-зеленом диапазонах спектра до ~560 нм. В настоящей работе исследованы лазерные характеристики гетероструктур с модифицированным дизайном активной области, свидетельствующие о возможности получения эффективной генерации и в желтой области спектра (λ ≥ 570 нм).

#### 1. Эксперимент

Лазерная гетероструктура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на двухкамерной установке SemiTeq STE 3526 (Россия) на подложке GaAs (100). Оптический волновод образован короткопериодной ZnS<sub>0.15</sub>Se<sub>0.85</sub>/ZnSe сверхрешеткой толщиной ~180 нм, нижним и верхним Zn<sub>0.89</sub>Mg<sub>0.11</sub>S<sub>0.16</sub>Se<sub>0.8</sub> обкладочными слоями толщинами ~1.2 мкм и 20 нм.

Для получения излучения в желтой области спектра квантовые точки (номинальной толщиной 2.8 монослоя CdSe) формировались на поверхности ZnSe с последующим заращиванием тонким (5 нм) слоем  $Zn_{0.65}Cd_{0.35}Se$ . Активная область, ограниченная барьерными слоями ZnSe толщиной 30 Å, находилась в центре волноводного слоя. Условия и параметры эпитаксиального роста гетероструктуры детально рассмотрены в [4].

Образцы лазеров с различной длиной резонатора  $L_{\rm cav} = 125$ —734 мкм получены скалыванием исходной 2" пластины. Оптическая накачка образцов осуществлялась сфокусированным излучением импульсного азотного лазера ( $\lambda = 337$  нм,  $\tau_{\rm имп} = 10$  нс,  $\nu = 700$  Гц,  $I_{\rm возб} =$ 

= 0.1—100 кВт/см<sup>2</sup>) в поперечной геометрии при комнатной температуре. Для анализа лазерных характеристик полученной гетероструктуры также использованы экспериментальные данные для низкопороговой гетероструктуры с активной областью в виде двух вставок квантовых точек ZnCdSe/ZnSe, излучающей в желто-зеленой области спектра [3].

## 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры излучения, измеренные с торца лазера с длиной резонатора  $L_{cav} = 734$  мкм, в зависимости от интенсивности накачки. При определенном уровне накачки на фоне широкой полосы излучения появляется узкая линия генерации с максимумом на  $\lambda = 571.9$  нм, что соответствует желтой области спектра. Из зависимости интегральной интенсивности этого излучения от интенсивности накачки, представленной на вставке, определен порог генерации:  $I_{thr} = 1.39$  кВт/см<sup>2</sup>.



Рис. 1. Спектры излучения исследуемой гетероструктуры при различной интенсивности накачки; *T* = 18.2 °C, *L*<sub>cav</sub> = 734 мкм; на вставке — зависимость интегральной интенсивности излучения от интенсивности накачки.



Рис. 2. Зависимость выходной мощности лазера с длиной резонатора 380 мкм от мощности накачки; *T* = 19.2 °C.

На рис. 2 представлена типичная экспериментальная зависимость выходной мощности излучения от мощности накачки, наклон которой непосредственно дает значение дифференциальной эффективности генерации. Для представленных данных для образца лазера с длиной резонатора  $L_{cav} = 380$  мкм дифференциальная эффективность  $\eta_d = 36$  %. С учетом отражения излучения накачки от поверхности гетероструктуры соответствующее значение дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_d^Q = 76$  %. Аналогично определены внешние лазерные характеристики для лазеров с различной длиной резонатора. На рис. 3 представлены экспериментальные значения внешней дифференциальной квантовой эффективности и порога генерации в зависимости от длины резонатора для лазеров на основе исследуемой (темные точки) и реперной (светлые точки) гетероструктур.


Рис. 3. Зависимость дифференциальной квантовой эффективности генерации (*a*) и порога генерации (*б*) от длины резонатора.

Внутренние лазерные параметры (внутренняя дифференциальная квантовая эффективность  $\eta_i^d$ , внутренние оптические потери  $\alpha_i$ , порог прозрачности  $I_T$  и характеристическое усиление ГG<sub>0</sub>) определены из анализа экспериментальных зависимостей по методике, разработанной для лазерных диодов на основе квантовых ям [5], и представлены в табл. 1.

Таблица 1. Экспериментальные значения внутренних лазерных параметров гетероструктур.

Гетероструктура	$\eta_i^d$ , %	$\alpha_i, cm^{-1}$	$I_{\rm T}$ , кВт/см <sup>2</sup>	$\Gamma G_0$ , см <sup>-1</sup>
"Желтая" ГС	83.3	4.3	0.60	50.8
"Желто-зеленая" ГС	82.5	4.1	1.20	114

Как видно из табл. 1, лазеры характеризуются высокой квантовой эффективностью генерации и низкими внутренними потерями, причем их значения практически совпадают. Порог прозрачности и характеристическое усиление для исследуемой гетероструктуры ожидаемо меньше, чем у реперной структуры, имеющей две вставки квантовых точек. Низкое значение характеристического усиления для исследуемой структуры проявляется в более сильной зависимости длины волны генерации от длины резонатора. Так, с уменьшением длины резонатора от 734 до 125 мкм длина волны генерации уменьшается с ~572 до ~556 нм, в то время как для реперной структуры — с ~566 до ~557 нм. С величиной характеристического усиления напрямую связана длина резонатора, требующего минимальной мощности накачки. Для исследуемой структуры такая длина резонатора составляет ~280 мкм для лазера с естественными сколами и ~140 мкм для лазера с глухим зеркалом. Учитывая слабую зависимость внешней дифференциальной эффективности от длины резонатора (вследствие низких оптических потерь), на образцах с указанными длинами резонаторов будут достигаться наибольшая мощность и эффективность конвертора.

#### Заключение

Получена низкопороговая ( $I_{nop} < 1.4 \text{ кBT/cm}^2$ ) генерация в желтом спектральном диапазоне  $\lambda \ge 570$  нм в лазерах на гетероструктуре  $A^{II}B^{VI}$ , выращенной молекулярно-пучковой эпитаксией на подложке GaAs (100) с активной областью в виде квантовых точек в системе CdSe/Zn<sub>0.65</sub>Cd<sub>0.35</sub>Se/Zn(S)Se. Определены внутренние лазерные характеристики гетероструктуры: внутренняя квантовая эффективность генерации  $\eta_i = 83.3$  %, внутренние оптические потери  $\alpha_i = 4.3 \text{ см}^{-1}$ , характеристическое усиление  $\Gamma G_0 = 50.8 \text{ см}^{-1}$  и порог просветления  $J_T = 0.60$ кBT/см<sup>2</sup>. Эти данные свидетельствуют о возможности получения гетероструктур  $A^{II}B^{VI}$  высокого лазерного качества не только в зеленой, но и желтой области спектра.

#### Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта KAST-SIPH/2 и программы Союзного государства "Прамень".

#### Литература

- 1. S. V. Sorokin et al. Electron. Letters. 2012. V. 48, N 2. P. 118-119.
- 2. С. В. Сорокин и др. ФТП. 2015. Т. 49, № 3. С. 342—348.
- 3. Е. В. Луценко и др. Квант. Электрон. 2013. Т. 43, № 5. С. 418—422.
- 4. С. В. Гронин и др. Лазерные гетероструктуры A<sup>2</sup>B<sup>6</sup>/GaAs(100) с квантовыми точками CdSe/ZnCdSe, излучающие в желтой и оранжевой областях спектра. Сб. ст. 10-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе".
- 5. A. Al-Muhanna et al. Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 2869-2871.

# Laser Characteristics of Heterostructure with CdSe/ZnCdSe Quantum Dots Emitting in the Yellow Spectral Region

<u>A. G. Vainilovich</u><sup>a</sup>, E. V. Lutsenko<sup>a</sup>, V. N. Pavlovskii<sup>a</sup>, G. P. Yablonskii<sup>a</sup>, I. V. Sedova<sup>b</sup>, S. V. Sorokin<sup>b</sup>, S. V. Gronin<sup>b</sup>, G. V. Klimko<sup>b</sup>, S. V. Ivanov<sup>b</sup>

<sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: a.vainilovich@ifanbel.bas-net.by <sup>b</sup> A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

Low-threshold lasing in yellow spectral range  $\lambda \ge 570$  nm in lasers based on  $A^{II}B^{VI}$  heterostructure, grown by MBE on GaAs (100) substrate has been demonstrated. Obtained values of internal laser characteristics indicate the possibility of achieving high laser quality  $A^{II}B^{VI}$  heterostructures not only in the green but in the yellow part of the visible spectrum.

Keywords: semiconductor laser, yellow spectral region, ZnCdSe quantum dots, optical pumping, A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> compounds.

# Исследование зеленой полосы в спектрах катодолюминесценции и фотолюминесценции сильнолегированных AlGaN:Si-слоев

И. В. Осинных <sup>а,б</sup>, П. А. Бохан <sup>а</sup>, Д. Э. Закревский <sup>а</sup>, Т. В. Малин <sup>а</sup>, В. Ф. Плюснин <sup>б,в</sup>, <u>К. С. Журавлев</u><sup>а,б</sup>

<sup>а</sup> Институт физики полупроводников им А.В.Ржанова, Новосибирск, Россия; e-mail: zhur@isp.nsc.ru <sup>б</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия <sup>в</sup> Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского, Новосибирск, Россия

Обнаружена полоса зеленой сверхлюминесценции при оптических переходах через уровни дефектов в слоях AlGaN состава x > 0.5, сильнолегированных донорами. Предполагается разработка эффективных источников света сине-зеленого диапазона спектра на основе этого явления. Экспоненциальная кинетика люминесценции с характерным временем затухания 50 пс указывает на внутрицентровой механизм рекомбинации. Слабая температурная зависимость люминесценции в диапазоне температур 5—750 К свидетельствует о больших значениях энергии активации.

Ключевые слова: AlGaN, фотолюминесценция, катодолюминесценция.

#### Введение

Создание мощных, эффективных и долгоживущих твердотельных источников лазерного излучения сине-зеленого диапазона спектра, в частности, инжекционных полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 520—550 нм, соответствующего максимальной чувствительности человеческого глаза, крайне важно. Такие лазеры необходимы для многочисленных применений, например, в лазерных наземных и подводных локаторах, дальномеры, системах посадки самолетов и проводки судов, устройствах указания и топографического визирования, скоростной интерферометрии и фотографии, проекционном телевидении, аппаратуре диагностики живых клеток и т. д. Однако создание полупроводниковых лазеров сине-зеленого диапазона длин волн наталкивается на серьезные затруднения фундаментального характера. В результате, несмотря на значительные материальные затраты и интеллектуальные ресурсы, прогресс в этой области невелик. Требуются иные альтернативные подходы для решения данной проблемы.

В настоящей работе обнаружена зеленая сверхлюминесценция при оптических переходах через уровни дефектов в слоях AlGaN, сильно легированных донорами. Это явление создает предпосылки для разработки эффективных источников света сине-зеленого диапазона спектра. Более того, широкий спектр излучения дефектов в AlGaN дает основание для получения сверхбыстрых лазеров с длительностью световых импульсов порядка 10<sup>-15</sup> с.

#### Экспериментальная часть

Исследованы слои  $Al_xGa_{1-x}N$ , выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака. Содержание алюминия в слоях варьировалось от 0 до 0.7, легирование осуществлялось силаном. Концентрация электронов оценена с помощью измерения эффекта Холла и достигает  $1 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> в слоях GaN. Для возбуждения катодолюминесценции (КЛ) использованы оригинальные источники электронного пучка, разработанные в ИФП СО РАН. Это разрядная структура "открытый разряд", в котором реализуется разряд в малом ускорительном промежутке ~1.5 мм (катод—сетка—дрейфовое пространство) при преобладающей роли фотоэмиссии в качестве основного механизма эмиссии электронов. Один источник фокусирует электронный пучок в точку, другой — в полосу. Измерения спектров возбуждения ФЛ проведены с помощью спектрофлюориметра FLS920 с 450-ваттной ксеноновой лампой в качестве источника возбуждающего излучения при комнатной температуре. Возбуждение нестационарной ФЛ осуществлялось лазерным диодом с энергией фотонов 4.43 эВ и длительностью импульсов 600 пс. Кривые затухания ФЛ измерены с использованием время-коррелированного счета фотонов 3.81 эВ, мощность лазера 13 мВт).

#### Экспериментальные результаты

На рис. 1, *а* приведены спектры КЛ слоев AlGaN различного состава (от x = 0 до x = 0.5), измеренные при комнатной температуре. В спектре КЛ сильно легированного AlGaN с x = 0.5 доминирует широкая полоса с максимумом вблизи 588 нм. Эта полоса появляется при превышении некоторого порогового значения мощности электронов и сверхлинейно возрастает с мощностью электронов. При больших уровнях накачки форма полосы изменяется, появляется модовая структура. Такое поведение спектра излучения свидетельствует о стимулированной эмиссии, усиливающейся в планарном волноводе при прохождении света под углами, близкими к углу полного внутреннего отражения.



Рис. 1. Спектры катодолюминесценции: *a* — слоев AlGaN состава *x* = 0 (*1*), 0.1 (*2*), 0.2 (*3*), 0.28 (*4*), 0.36 (*5*) и *x* = 0.5 (6); *б* — сильно легированного кремнием слоя AlGaN с *x*=0.5, измеренные при возбуждении точечным источником (*3*) и полосковым источником с длиной полоска 3 (*1*) и 12 мм (*2*).

В спектрах ФЛ слоев AlGaN с x > 0.5 также доминирует сине-зеленая полоса ФЛ (рис. 2). В спектрах возбуждения ФЛ наблюдается полоса с максимумом при 5.0 и 5.08 эВ для слоев состава x = 0.62 и x = 0.7 и шириной ~0.45 эВ. При возбуждении ФЛ светом ксеноновой лампы максимумы ФЛ расположены при 2.36 и 2.38 эВ для слоев состава x = 0.62 и x = 0.7. Таким образом, наблюдается стоксов сдвиг ~2.6—2.7 эВ.



Рис. 2. Спектры возбуждения  $\Phi Л(a)$  и спектры  $\Phi Л(b)$  слоев AlGaN состава x = 0.62 и 0.7.

Кривые затухания зеленой ФЛ описываются суммой быстрой и медленной экспоненциальных компонент с временами затухания 50 и 25 нс, причем вклад быстрой компоненты в суммарную интенсивность 90 %. Энергетическое положение ФЛ широкозонного AlGaN свидетельствует о рекомбинации через глубокий центр, а экспоненциальная кинетика — о внутрицентровом механизме рекомбинации. При повышении температуры от 5 до 750 К положение максимума ФЛ сдвигается в сторону высоких энергий на 0.1 эВ, а ширина увеличивается от 0.5 до 0.55 эВ. Температурная зависимость интенсивности ФЛ немонотонная и слабая: от 5 до 270 К интенсивность возрастает на ~70 %, при дальнейшем повышении температуры — падает на 30 %.

#### Заключение

Исследована полоса зеленой люминесценции при оптических переходах через уровни дефектов в слоях AlGaN состава x > 0.5, сильно легированных донорами. Изучены спектры ФЛ при различных температурах, а также кинетика ФЛ и спектры возбуждения ФЛ при комнатной температуре. Обсуждается схема электронных переходов в слоях AlGaN:Si, объясняющая явление полученные зависимости.

#### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №14-02-92007).

# Investigation of Green Band in Cathodoluminescence and Photoluminescence Spectra of Heavily Doped AlGaN:Si

I .V. Osinnykh <sup>a,b</sup>, P. A. Bokhan <sup>a</sup>, Dm. E. Zakrevsky <sup>a</sup>, T. V. Malin <sup>a</sup>, V. F. Plyusnin <sup>b,c</sup>, <u>K. S. Zhuravlev</u> <sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk, Russia <sup>b</sup> Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia <sup>c</sup> V. V. Voevodsky Institute of Chemical Kinetics and Combustion, Novosibirsk, Russia

Green band of superradiance in the optical transitions through levels of defects in the AlGaN layers of x > 0.5, heavily doped with donors was observed. Involves the development of efficient light sources of bluegreen spectral range based on this phenomenon. Exponential kinetics of luminescence with a characteristic decay time of 50 ps means intracenter mechanism. Weak temperature dependence of the luminescence in the temperature range 5—750 K shows large values of activation energy.

Keywords: AlGaN, photoluminescence, cathodoluminescence.

# Аномальное температурное поведение экситон-фононной люминесценции и экситон-электронное взаимодействие в ZnO

#### В. А. Никитенко, С. М. Кокин, С. Г. Стоюхин, С. В. Мухин

#### Московский государственный университет путей сообщения, Москва, Россия; e-mail: nikitenko100@mail.ru

Приведены результаты исследований экситонных спектров излучения кристаллов оксида цинка в температурном диапазоне 10—300 К. Показано, что у некоторых образцов при температурах >150 К наблюдается аномальное поведение характеристик экситон-фононной люминесценции (ЭФнЛ) свободных экситонов, которое может быть интерпретировано как проявление экситон-электронного взаимодействия. Особенности температурного поведения ЭФнЛ свободных экситонов тесно связаны с дефектным составом и общим нарушением трансляционной симметрии кристаллов, что позволяет предложить неразрушающий метод контроля их качества. Обнаруженные закономерности могут оказаться весьма полезными при оценке механизма лазерной генерации и характера экситонной люминесценции оксида цинка при комнатной температуре.

Ключевые слова: оксид цинка, люминесценция, экситон, монокристалл.

#### Введение

Возможность получения высокой электронной и дырочной проводимости в сочетании с широкой (3.2—3.4 эВ) прямой запрещенной зоной и большой (~60 мэВ) энергией связи свободных экситонов позволяет считать оксид цинка особо перспективным материалом для создания полупроводниковых источников УФ и видимого излучения, в том числе лазерных [1—10]. Например, согласно [9, 10], оксид цинка считается материалом, максимально адаптированным для создания на его основе поляритонного лазера, работающего при комнатной температуре.

Проведенные исследования спектров экситонной люминесценции кристаллов ZnO при разной температуре и, в частности, поведения полос, связанных с разными механизмами рекомбинации экситонов, дают возможность уточнить механизм основных процессов, способствующих лазерной генерации и оценить потенциальную возможность получения такой генерации в монокристаллах оксида цинка.

Характер температурного тушения для всех полос ЭФЛ свободных экситонов традиционно одинаков [1, 7] и определяется в основном термическим распадом свободных экситонов. Обнаруженное аномальное температурное поведение этих экситонных полос ЭФЛ (приписанное завуалированной смене механизма излучения и зависимости подвижности электронов от температуры) тесно связано с электропроводностью и общей дефектностью кристаллической структуры кристаллов ZnO, что надо учитывать и, возможно, использовать при получении на них лазерного излучения.

#### 1. Техника эксперимента

Исследованы монокристалы ZnO, полученные методом синтеза из газовой фазы в Институте физики полупроводников CO PAH [1]. Кроме того, эксперименты проведены на стандартных порошках оксида цинка марки ос.ч. Образцы подвергались термообработке. Методики, по которым проводилась обработка и регистрировались спектры их катодолюминесценции, описаны в [1—3]. Электронная пушка используемой установки обеспечивала ускоряющее напряжение 7—10 кВ при регулируемом токе 0—10 мкА. Для возбуждения фотолюминесценции использовался гелий-кадмиевый лазер ( $\lambda = 325$  нм) с выходной мощностью до 20 Вт/см<sup>2</sup>.

#### 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Типичные спектры фотолюминесценции (ФЛ) ряда исходных монокристаллов ZnO в диапазоне температур 10—300 К показаны на рис. 1.



Рис. 1. Спектры фотолюминесценции монокристалла ZnO при температурах T = 10 - 300 К.

Спектральный состав экситонной ФЛ оксида цинка обсуждался неоднократно (см., например, [1-8]). Он включает в себя доминирующее излучение экситонов, связанных на мелких донорах (Zn<sub>i</sub>, Li<sub>i</sub>, In<sub>Zn</sub> и т. д.), которое происходит с участием продольных оптических *LO*-фононов при наличии двухэлектронных сателлитов [1, 4] — "около гелиевые" температуры; доминирующую люминесценцию свободных *A*-экситонов и с участием *LO*-фононов — при температурах, близких к температуре жидкого азота (полосы *A*, *A*–*LO*, *A*–2*LO*, *A*–3*LO* и т. д.); размытую общую (почти не разрешенную) полосу ФЛ свободных экситонов при температурах, близких к комнатной. Наиболее интересным оказался диапазон температур 80—300 К. Рассмотрим его на примере полученных спектров катодолюминесценции (рис. 2). Сравним интенсивность и положение в спектре отдельных полос экситонной катодолюминесценции одного из исходных газофазных монокристаллов ZnO (кривые *1*), порошка марки ос. ч. (кривые *2*) и кристалла, термообработанного в насыщенных парах кадмия (кривые *3*) (*T* = 1150 °C, в этих условиях, согласно [5, 6], происходит "очувствление" УФ люминесценции).



Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности I, энергетического положения E и спектрального распределения отдельных полос экситонной катодолюминесценции исходного монокристалла (I), порошка марки ос.ч. (2) и монокристалла, термообработанного в насыщенных парах кадмия при T = 1150 °C (3); сплошные кривые — эксперимент, штриховые — теория; энергия электронов в пучке 7 кэВ, плотность тока  $3 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>.

В случае монокристаллов можно сделать вывод, что если они являются достаточно совершенными — условно назовем их кристаллами группы *a* (степень совершенства можно оценить по данным экситонных спектров отражения [1]), то независимо от метода выращивания в спектрах их ЭФнЛ при обычных уровнях возбуждения в температурном диапазоне 80—350 К доминирующей оказывается полоса *A*, появление которой обусловлено прямой аннигиляцией свободных *A* (*n* = 1) экситонов (отношение интенсивности линий *A* и связанного экситона  $I_{\rm A}$ тем не менее может изменяться от образца к образцу). Возрастание температуры сопровождается снижением интенсивности полосы *A*. Энергия активации этого процесса 0.05—0.055 эВ соответствует энергии связи *A*-экситонов [1]. Одновременно с ростом температуры >80 К заметно уширяются полосы ЭФнЛ, при этом характер температурного тушения для всех полос оказывается одинаков, поскольку определяется главным образом термическим распадом свободных экситонов (рис. 2, кривые *1*). Это согласуется с данными [7], полученными при подробном исследовании температурного поведения ЭФЛ в ZnO.

У порошковых образцов в спектрах ЭФнЛ вплоть до температур ~400 К доминирует полоса A–LO. Любопытно, что резкое снижение интенсивности полос ЭФЛ в интервале температур 80—105 К сменяется ее возрастанием, и на температурной зависимости интенсивности катодолюминесценции при  $T \approx 200$  К возникает небольшой максимум (рис. 2, кривые 2). Подобным образом ведут себя спектры некоторых относительно дефектных монокристаллов — кристаллов группы  $\delta$  (в частности, это характерно и для кристалла, спектр фотолюминесценции которого представлен на рис. 1). В данном случае речь идет об общем совершенстве кристаллической структуры, связанном с нарушением трансляционной симметрии кристаллов. Наблюдаемый эффект характерен и для температурной зависимости интенсивности желто-оранжевой и зеленой полос катодолюминесценции монокристаллических образцов оксида цинка, а также для зависимости от температуры подвижности электронов в ZnO [1]. Это позволяет предположить, что с ростом температуры в диапазоне 105—200 К заметно уменьшается рассеяние электронов на дефектах кристаллической решетки, что ведет к увеличению "активного" времени жизни возбужденных электронов и тем самым к повышению вероятности образования экситонов и их последующей излучательной рекомбинации.

Интересная картина наблюдается при анализе температурной зависимости интенсивности экситонной люминесценции в образцах оксида цинка с большим квантовым выходом ЭФнЛ и одновременно низким удельным сопротивлением 1—10 Ом · см (рис. 2, кривые 3). Подобные монокристаллы могут быть получены, например, в ходе дополнительного "очувствления" ФЛ [5, 6]. У этих образцов с ростом температуры >80 К полоса А-LO быстро исчезает (энергия активации 0.075—0.1 эВ), а у полосы A-2LO начальный спад (хотя и не такой быстрый) сменяется резким подъемом (максимум достигается при ~180 К). При этом в отличие от описанных выше образцов интенсивность полосы А-LO уже не увеличивается (кривые 2, 3). Более того, в узком диапазоне температур (190-220 К) сама форма полосы А-2LO меняет направление асимметрии (кривые 3), что нельзя объяснить температурным изменением формы максвелловского распределения [1] (на рис. 2. теоретическая кривая, соответствующая такому распределению, изображена пунктиром). Еще один факт: при температуре >200 К заметно увеличивается температурный коэффициент смещения этой полосы до 1 · 10<sup>-3</sup> эВ/К (кривая 3) по сравнению с ожидаемым  $(4 \cdot 10^{-4} \text{ B/K})$ , исходя из теоретических соображений [1], и наблюдаемым в эксперименте для полос A и A-LO (кривые 1, 2). Все это позволяет сделать вывод, что в данной группе кристаллов полоса *A*-2*LO* ЭФнЛ имеет сложный характер, переходя при температурах >150 К в высокотемпературную Н-полосу, возникновение которой обусловлено экситонэлектронным взаимодействием (свободный экситон передает часть энергии электрону зоны проводимости и переходит на фотонную ветвь поляритонной кривой с последующим испусканием фотона [1]). Это подтверждается и тем, что с  $T \approx 190$  К и выше температурное смещение *А*-2*LO* ЭФнЛ хорошо описывается предсказываемым теорией поведением именно *H*-полосы [1].

#### Заключение

Описанные особенности температурного поведения спектров экситон-фононной люминесценции кристаллов ZnO следует учитывать не только при объяснении механизма экситонного излучения образцов (особенно в случае возникновения лазерных эффектов), но и при разработке методик оценки совершенства их кристаллической структуры. Так, резкое снижение интенсивности полос ЭФнЛ в интервале температур 80—105 К, которое сменяется максимумом при температурах ~200 К, указывает на общую дефектность кристаллов, что приводит к зависимости подвижности электронов от температуры. Отдельный подъем интенсивности полосы A-2LO в области температур 150—180 К и ее дальнейшее резкое устремление в длинноволновую область при изменении ассиметричной формы на противоположную подтверждают смену механизма экситонной рекомбинации с ЭФнЛ на экситон-электронную, что характерно для кристаллов с низким удельным сопротивлением.

#### Благодарности

Выражаем благодарность П. Г. Пасько (ИФ СО РАН) за любезно предоставленные для исследований монокристаллы ZnO, а также И. А. Каретникову за помощь в изучении спектров катодолюминесценции, отдельная признательность А. Г. Войниловичу (ИФ НАНБ) за проведение исследований спектров фотолюминесценции при низких температурах.

#### Литература

- 1. И. П. Кузьмина, В. А. Никитенко. Окись цинка. Получение и оптические свойства. Москва, Наука. 1984.
- 2. В. А. Никитенко. Журн. прикл. спектр. 1992. Т. 57, № 5-6. С. 367—385.
- 3. V. A. Nikitenko. *Optical and Spectroscopy of Point Defects in ZnO*. Proc. Int. NATO Workshop "Zink Oxide A Material for Micro- and Optoelectronic Applications". Springer, 2005. P. 69–81.
- 4. В. А. Никитенко, С. В. Мухин, С. В. Пыканов. *Роль лития в формировании оптических и электрофи*зических свойств оксида цинка. Сб. ст. 5-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе". Минск. 1—5 июня 2005 г. С. 111—114.
- 5. В. А. Никитенко, С. М. Кокин. Способы усиления ультрафиолетовой люминесценции монокристаллов ZnO. Сб. ст. 9-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе". Минск. 28—31 мая 2013 г. С. 111—114.
- 6. Е. Н. Будилова, В. А. Никитенко, С. М. Кокин. *Очувствление ультрафиолетовой люминесценции ZnO*. Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79, № 2. С. 181—185.
- 7. Ü. Özgur, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Dogan, V. Avrutin, S. I. Chj, H. Morkos. Appl. Phys. 2005. V. 98, N 041301. P. 1–103.
- 8. H. Morkoc, Ü. Özgur. Zinc oxide: Fundamentals, Materials and Device Technology. Viley. 2009.
- 9. M. Zamfirescu, A. Kavokin, B. Gil, G. Malpuech, M. Kaliteevski. *ZnO as a material mostly adapted for the realization of room-temperature polariton lasers*. Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 61205.
- Л. Е. Ли, А. С. Лавриков. Лазерная генерация микрокристаллов ZnO при высоких температурах. Сб. ст. 9-го Белорусско-Российского семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе". Минск. 28—31 мая 2013 г. С. 107—110.

# Anomalous Temperature Behavior of the Exciton-Phonon Luminescence and Exciton-Electron Interaction in ZnO

#### V. A. Nikitenko, S. M. Kokin, S. G. Stouchin, S. V. Mukhin

#### Moscow State University of Railway Engineering, Moscow, Russia; e-mail: nikitenko100@mail.ru

In this work are presented the results of a study of the exciton radiation spectra of crystals of zinc oxide in the temperature range from 10 to 300 K. It is shown that in some samples at temperatures above 150 K is observed anomalous behavior characteristics of the exciton-phonon luminescence (EPL) of free excitons, which can be interpreted as a manifestation of exciton-electron interaction. Features temperature behavior EPL of free excitons are closely associated with deviations of the composition and with the general violations of the translational symmetry of the samples, and it allows to offer a non-destructive method of quality control of such crystals. The revealed regularities help to better understand the mechanisms of laser generation and exciton luminescence of zinc oxide at a temperature close to the room.

Keywords: zinc oxide, luminescence, exciton, the single crystal.

# Люминесцентные среды на основе медьсодержащих калиевоалюмоборатных стекол

П. С. Ширшнёв, Н. В. Никоноров, Д. С. Агафонова, А. И. Сидоров, Д. И. Соболев

<sup>а</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: pavel.shirshnev@gmail.com

Синтезировано калиевоалюмоборатное стекло с ионами и кластерами меди. Показано, что данный материал имеет высокую температуру стеклования, квантовый выход 45 %. Материал перспективен при использовании в качестве дешевого люминофора.

Ключевые слова: люминесценция, квантовый выход, кластер, ионы меди.

#### Введение

В настоящее время существует широкая номенклатура материалов, которые могут использоваться в качестве люминофоров для светодиодов, в том числе белого света. Однако имеется ряд связанных с такими материалами проблем — деградация оптических свойств под действием тепла и ультрафиолетового (УФ) излучения, дороговизна. В данной работе предлагается дешевый материал на основе калиевоалюмоборатного стекла, в качестве люминесцирующего компонента выступают ионы и кластеры меди.

#### 1. Методика и объекты

Спектры люминесценции измерены на спектрофотометре Lambda 650 Perkin Elmer, спектры люминесценции — на спектрофлюориметре LS-11, квантовый выход — на установке Absolute PL Quantum Yield Measurement System Hamamatsu. Методом дифференциальной сканирующей калориметрии измерена температура стеклования 380 °C. Состав стекла:  $25Al_2O_3$ ,  $20K_2O_55B_2O_3$  мол.%;  $2Cu_2O_7$ ,  $7Na_3AlF_6$ ,  $0.5SnO_2$ ,  $1Sb_2O_3$ ,  $1C_{12}H_{22}O_{11}$  вес.%.

#### 2. Результаты и их обсуждение

Получено однородное стекло, прозрачное в видимой области спектра и ближнем УФ (до 320 нм) диапазоне (рис. 1).



Рис. 1. Образец исследуемого стекла без возбуждения (а) и при возбуждении светом на 365 нм (б).



Рис. 2. Спектры возбуждения люминесценции;  $\lambda_{\text{люм}} = 400 \ (1), 460 \ (2), 500 \ (3), 600 \ (4), 640 \text{ нм} (5).$ 



Рис. 3. Спектры люминесценции при  $\lambda_{\text{возб}} = 240 \ (1), 280 \ (2), 300 \ (3), 320 \ (4), 340 \text{ нм} (5).$ 

Измерены спектры поглощения, квантовый выход, а также спектры возбуждения люминесценции и спектры люминесценции данного стекла. Как видно из рис. 2, длина волны возбуждения, при которой наблюдается максимум люминесценции, составляет 320 нм. В таком случае максимум люминесценции наблюдается на  $\lambda_{\text{люм}} = 500$  нм. Из рис. 3 видно, что при возбуждении на длине волны 320 нм наблюдается широкая полоса люминесценции от 380 до 700 нм, т. е. практически весь видимый диапазон. Квантовый выход для данной длины волны составляет 45 %. Согласно [1], такой полосой люминесценции могут обладать ионы меди Cu<sup>+</sup>.

#### Заключение

Синтезирован новый дешевый материал, не содержащий таких дорогих компонентов, как, например, ионы редкой земли. Квантовый выход составляет 45% при возбуждении в стандартные длины волн люминофоров и люминесценции во всем видимом диапазоне спектра.

#### Литература

1. P. Nebolova et al. Solid State Ionics. 2001. V. 141-142. P. 609-615.

# Luminescent Materials Based on Copper-Containing Potassium-Alumina-Borate Glass

P. S. Shirshnev, N. V. Nikonorov, D. S. Agafonova, A. I. Sidorov, D. I. Sobolev

ITMO University, Saint-Petersburg, Russia, e-mail: pavel.shirshnev@gmail.com

Potassium-alumina-borate glass was synthesized with copper ions and clusters. It is shown that this material has a high glass transition temperature, the quantum yield of luminescence is 45 %. The material may be promising for use as inexpensive luminophor.

Keywords: luminescence, quantum yield, cluster, copper ions.

# Сенсор водорода на основе оптоэлектронной пары МОП-диода и ИК светодиода

<u>Ю. П. Яковлев</u><sup>a</sup>, Е. А. Гребенщикова<sup>a</sup>, А. Н. Именков<sup>a</sup>, Н. Д. Ильинская<sup>a</sup>, О. Ю. Серебренникова<sup>a</sup>, А. М. Оспенников<sup>б</sup>, В. В. Шерстнёв<sup>a</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: yakovlev@iropto.ioffe.ru <sup>2</sup> Российский институт радионавигации и время (РИРВ), Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена реализация нового типа малогабаритного сенсора водорода, включающая в себя оптопару: светодиодный ИК-излучатель и МОП диод с палладиевым слоем на основе InP. В основе новой концепции лежит использование сильной зависимости фотоЭДС МОП диода с Pd-слоем от концентрации водорода. Оказалось, что для таких диодов имеется общая закономерность: в газовой смеси с водородом при облучении структур инфракрасным светом изменение фотоЭДС на порядок сильнее, чем изменение электрических характеристик МОП диодов с Pd-слоем без освещения. Рассматриваются электрические и фотоэлектрические свойства МОП диода на основе Pd-оксид—InP, а также быстродействие сенсора водорода с порогом чувствительности 0.01 %.

Ключевые слова: сенсор, водород, МОП диод, концентрация водорода, чувствительность.

В последние годы внимание мирового научного сообщества обращено к поискам альтернативных источников энергии, прежде всего к развитию водородной энергетики. Важность этой проблемы была отмечена в 2006 г. в столетнем меморандуме, обращенном к главам ведущих держав и подписанном ведущими учеными и специалистами в области водородной энергетики [1]. В этом плане важными представляются разработка кислородно-водородных двигателей для мощных и сверхмощных ракет, а также водородных двигателей для автомобилей, проблема транспортировки и хранения водорода, создание различных типов сенсоров водорода, способных как регистрировать утечки водорода, так и обеспечить безопасность окружающей среды. Особое внимание уделяется детектированию взрывоопасных концентраций водорода (4.7 %). В настоящее время уже разработаны или разрабатываются сенсоры водорода на основе следующих физических принципов.

1. Каталитические и электрохимические сенсоры водорода. Такие сенсоры производят, например, RKI Instruments [2] и другие фирмы. Они обладают хорошей чувствительностью, но имеют ряд существенных недостатков: высокую рабочую температуру (до 400—450 °C) и плохое быстродействие (минуты), что связано с протеканием медленных химических процессов.

2. Твердотельные сенсоры водорода на основе пленки SnO<sub>2</sub>, напыленной на керамике или кремнии [3]. Основной недостаток таких сенсоров — высокая рабочая температура (300—400 °C) и плохая селективность.

3. Водородные сенсоры на основе полевых транзисторов и диодов Шоттки с палладиевым слоем, например, фирм General Monitors Inc. [4], Nippon Soken Inc. и др. Основной способ детектирования в таких структурах — регистрация изменения электрических параметров датчика в присутствии водорода (изменение проводимости или емкости чувствительного элемента). Основной их недостаток — низкая чувствительность при комнатной температуре и ее увеличение при нагреве.

В данной работе рассмотрена реализация нового типа малогабаритного сенсора водорода, включающего в себя оптопару: светодиодный ИК-излучатель и диод Шоттки с палладиевым слоем на основе InP. В основе новой концепции лежит использование сильной зависимости фотоЭДС диода Шоттки с Pd-слоем от концентрации водорода. Оказалось, что для таких диодов имеется общая закономерность: в газовой смеси с водородом изменение фотоЭДС при облучении структур ИК светом на порядок сильнее, чем изменение электрических характеристик диодов Шоттки с Pd-слоем без освещения. В ряде исследований установлено, что в палладиевом слое происходит диссоциация молекул водорода на положительные ионы и отрицательные электроны:  $H^2 \rightarrow 2H^+ + 2e^-$ . Вблизи поверхности формируется положительно заряженный слой, который меняет высоту барьера в диодах Шоттки и, как следствие, емкость и ток через переход металл—полупроводник. Однако степень изменения электрических характеристик не обеспечивает необходимой чувствительности. Влияние водорода на электрические характеристики диодов Шоттки усиливается при повышении температуры, прежде всего из-за увеличения степени диссоциации молекул.

На основе анализа факторов, влияющих на чувствительность фотоЭДС к водороду, выяснено, что для получения максимальной чувствительности необходимо иметь максимальную высоту барьера Шоттки, которая зависит от разницы работы выхода полупроводника и работы выхода палладия. Работа выхода Pd и электронные сродства соединений  $A^{III}B^{V}$  представлены на рис. 1. Видно, что GaSb *p*-типа и InAs *n*-типа не образуют барьер Шоттки с палладием. InP *n*-типа образует с Pd барьер Шоттки с обеднением приповерхностного *n*-слоя полупродника. На основании вышесказанного принято решение изготовить диоды Шоттки Pd—*n*-InP. Исследование вольт-амперных характеристик (BAX) таких диодов показало, что диодные характеристики имеют диоды, изготовленные на подложках только с низкой концентрацией носителей (10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>) с напряжением отсечки ~0.1 В. Такое низкое напряжение отсечки диодов резко ограничивает возможность создания сенсоров водорода в широком температурном диапазоне (–50 ÷ +50 °C). Необходимо использовать более широкозонные полупроводники и с большей разницей работы выхода полупроводника и палладия.





Рис.1 Работа выхода Pd, электронное сродство и ширина запрещенной InP, GaSb и InAs.

Рис. 2. Фото чипа сенсорного элемента

Выход найден на пути выращивания оксидного слоя  $(In_2O_3-In_2O_5-InP)$  на поверхности *n*-InP с последующим напылением Pd-слоя на поверхность оксидного слоя. На рис. 2 представлена фотография чипа сенсорного элемента с золотым контактом (крест), напыленным на палладиевый слой (квадрат в центре чипа). На рис. 3 представлена энергетическая диаграмма диода Шоттки с оксидным слоем. Слой оксида получен электрохимическим окислением поверхности InP, в различных экспериментах его толщина 300—1000 Å, слой Pd (250—400 Å) наносился методом термовакуумного напыления.

Исследованы электрические и фотоэлектрические свойства диодов Шоттки на основе Pd-оксид—InP. Исследования проведены как без водорода, так и в присутствии водорода (анализировались смеси с концентрацией водорода 1 %). Исследованы ВАХ в широком интервале температур [7]. Из рис. 4 видно, что ВАХ имеют диодный характер. Напряжение отсечки зависит от температуры. Исходя из анализа температурной зависимости ВАХ, обсудим механизмы протекания тока и проведем оценку высоты барьера Шоттки в рассматриваемых МОП-структурах. На рис. 5 представлен спектр фотоответа одного из типичных образцов диодов Шоттки. Для создания сенсора водорода использована оптопара МОП-диод и светодиод с длиной волны излучения 0.9 мкм. При этом диод освещался со стороны палладиевого слоя. Исследовано быстродействие МОП-диода на основе Pd/оксид-InP, работающего в качестве датчика водорода. Установлено, что время нарастания сигнала до уровня 0.9 составляет 2—5 с, время спада сигнала до уровня 0.1 — 60—80 с (рис. 6).

В данной работе мы демонстрируем создание и исследование компактного сенсора водорода с порогом чувствительности не хуже 0.01 % и быстродействием (2—5 с) при комнатной температуре и низким энергопотреблением (рис. 7).



Рис. 3. Зонная диаграмма структуры Рd-оксид—*n*-InP



Рис. 5. Спектр фотоответа в воздухе (1) и в газовой смеси, содержащей 0.01%  $H_2(2)$ 



Рис. 7. Быстродействие датчика водорода на МОП структуре МОП диода Рd-оксид-*n*-InP



Рис. 4. ВАХ для типичной структуры Pd-оксид *n*-InP в диапазоне температур 80–300 К



*n*-InP при включении/выключении. H<sub>2</sub> (100%)



Рис. 8. Фотография датчика водорода ДВ1.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №1 "Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий", программой фундаментальных исследований ОФН РАН, а также государственным контрактом №11705.004.11.001.

#### Литература

- 1. Столетний меморандум, 13 ноября 2006, Альтернативная энергетика и экология ISJAE, 2007, №3 (47). С. 11.
- 2. http://www.rkiinstruments.com
- 3. Solid State Gas Sensors, Eds. P. T. Moseley, B. C. Tofield. Bristol-Philadelphia, Hilger. 1987. P. 51.
- 4. Х. М. Салихов, Автореф. дис. ... д-ра наук. С.Петербург, ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН. 2010.
- 5. С. В. Слободчиков, Х. М. Салихов, Б. Е. Саморуков. ФТП. 2003. Т. 37, № 5. С. 960.
- 6. Г. Г. Ковалевская, М. М. Мередов, Е. В. Руссу, Х. М. Салихов, С. В. Слободчиков, В. М. Фетисова. ФТП. 1992. Т. 26, № 10. С.1750.

 Е. А. Гребенщикова, В. В. Евстропов, Н. Д. Ильинская, Ю. С. Мельников, О. Ю. Серебренникова, В. Г. Сидоров, В. В.Шерстнев, Ю. П. Яковлев. Электрические свойства структур *Pd-окисел-InP*, Sov. Phys. Semicond. 2015. V. 49(3). P. 376—378.

## **Optoelectronic Hydrogen Sensor Based on MOS Diode and IR LED**

<u>Yu. P. Yakovlev</u><sup>a</sup>, E. A. Grebenshchikova<sup>a</sup>, A. N. Imenkov<sup>a</sup>, N. D.Il'inskaya<sup>a</sup>, O. Yu. Serebrennikova<sup>b</sup>, A. M. Ospennikov<sup>b</sup>, V. V. Sherstnev<sup>a</sup>

 <sup>a</sup> I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; e-mail: yakovlev@iropto.ioffe.ru
<sup>b</sup> Russian Institute of Radionavigation and Time (RIRT), St. Petersburg, Russia

In this paper the realization of a new type of compact hydrogen sensor based on optocoupler: LED IR LED and a MOS diode with a palladium layer on the substrate InP will be discussed. In the base of a new concept, the idea of using strong photovoltage dependence of a Schottky diode with a palladium layer on the hydrogen concentration is laied. It was found that there is general characteristic for such diodes: in gas-hydrogen mixture photovoltage changing under irradiation of structures with infrared light is stronger than the change of the electrical characteristics of the MOS diode with a palladium layer without illumination. Electric and photoelectric properties of MOS diode based on Pd-oxide—InP, as well as the speed of hydrogen sensors with sensitivity threshold of 0.01% were studied.

Keywords: sensors, hydrogen, MOS diodes, concentration of hydrogen, sensitivity.

#### Свойства чувствительных к водороду структур Pd-оксид—InP

Е. А. Гребенщикова <sup>a</sup>, Ю. С. Мельников <sup>б</sup>, <u>В. Г. Сидоров</u> <sup>б</sup>,
В. Шерстнёв <sup>a</sup>, В. А. Шутаев <sup>б</sup>, Ю. П. Яковлев <sup>a</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия <sup>б</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет; e-mail: sidorov@rphf.spbstu.ru

С целью создания датчика водорода, способного эффективно работать при комнатной температуре, изготовлены МОП-структуры Pd-анодный оксид—InP. Изучены механизмы проводимости структур при 100—300 К. Установлено, что оксид ведет себя как омическое сопротивление, а выпрямляющие свойства структур определяются потенциальным барьером на границе оксид—InP с термотуннельным механизмом проводимости. Характеристики структуры существенно изменяются в присутствии водорода в окружающей среде.

Ключевые слова: водород, МОП-структура, вольт-амперная характеристика, механизм проводимости, InP.

В ближайшем будущем водород может стать одним из основных источников энергии, запасы которого в водах Мирового океана практически неисчерпаемы. В настоящее время во многих странах работы по водородной энергетике относятся к приоритетным направлениям социально-экономического развития. В этом направлении работают тысячи научных групп и предприятий, а суммарная мощность водородных установок уже составляет многие мегаватты и ежегодно растет на 20-30 %. Ведутся активные поиски путей перевода энергоемких отраслей промышленности на водородное топливо. Уже созданы и эксплуатируются различные образцы техники, работающие на водородном топливе (ракетные двигатели, двигатели для железнодорожного транспорта, автомобилей, энергетические установки предприятий и др). Несмотря на то что эта отрасль энергетики существует уже более 30 лет, она не стала по-настоящему массовой. Это связано не только с экономической целесообразностью, но и с трудностями по безопасному хранению и транспортировке взрывоопасного газа, поэтому наряду с созданием водородных установок и топливных элементов развиваются разработки приборов для регистрации утечек водорода из этих устройств. Особое внимание уделяется быстрому и надежному определению взрывоопасной концентрации водорода в воздухе (~4.7%). В идеальном случае датчики водорода должны работать при комнатной температуре, обладать высокими избирательностью и чувствительностью к водороду, быстродействием, низкими энергопотреблением и стоимостью, простотой в изготовлении и эксплуатации, минимальными габаритами.

К настоящему времени имеются сообщения о разработках водородных датчиков на основе полевых транзисторов и МДП-структур с диэлектриками из SiO<sub>2</sub> или оксидов металлов — In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SnO<sub>2</sub>, Zr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, а также датчиков, в основе работы которых лежат электрохимические явления [1]. Основной недостаток большинства известных датчиков водорода — необходимость нагрева чувствительного элемента до 200—800°С, что уже само по себе создает повышенную взрывоопасность в водородной среде. Кроме того, к недостаткам существующих датчиков можно отнести низкое быстродействие, зависимость от температуры и влажности окружающей среды и наличия в ней иных углеводородов, высокую стоимость, большие габариты и вес. Отдельную группу составляют приборы с чувствительным слоем из палладия. К ним относятся полевые транзисторы, МДП-структуры и структуры с барьером Шоттки, в которых взаимодействие водорода с палладием приводит к изменению электрических или фотоэлектрических свойств структур [2, 3]. Основные преимущества таких приборов — возможность работы при комнатной температуре, избирательная чувствительность к водороду и малое энергопотребление.

В данной работе исследованы электрические свойства и механизмы проводимости структур металл-оксид-полупроводник (МОП) Pd-анодный оксид—InP с целью оценки возможности создания на их основе датчика водорода, свободного от перечисленных выше недостатков.

В качестве подложки использован *n*-InP ориентации (100), легированный оловом, с концентрациями электронов  $10^{16}$ — $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Перед нанесением палладия на подложке выращивался слой оксида методом анодного оксидирования в электролите на основе фосфорной кислоты в потенциостатическом режиме при 300 К, плотностях тока 1—40 мА·см<sup>-2</sup> и напряжениях 10—100 В. Толщина окисла изменялась от 200 до 1000 Å в зависимости от условий оксидирования. Палладий наносился напылением в вакууме  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  мм рт.ст. Толщина слоёв палладия варьировалась в пределах 200—500 Å. Омические контакты создавались вакуумным напылением композиций Cr/Au-Ge/Au и Cr/Au-Te/Au на слой палладия и подложку *n*-InP. По периметру чипа сенсорный элемент изолирован слоем Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Изготовленные таким способом диоды монтировались подложкой на корпус TO-18.

На рис. 1 для типичной структуры представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) в диапазоне температур 120—270 К (положительный потенциал приложен к палладию), а также эквивалентная схема и температурная зависимость сопротивления структуры в отсутствие на ней напряжения. Для всех исследуемых структур ВАХ имеют диодный вид с коэффициентами выпрямления 10—100. На эквивалентной схеме структуры (рис. 1, вставка *a*)  $R_{Pd}$ ,  $R_{s}$ ,  $R_{D}$ ,  $R_{InP}$  сопротивления слоев палладия, анодного оксида, идеального барьера и подложки n-InP соответственно. Поскольку сопротивления R<sub>Pd</sub> и R<sub>InP</sub> составляют менее 1% от сопротивления всей структуры, при анализе они не учитывались. Дифференциальное сопротивление структуры в отсутствие на ней напряжения  $R_{U=0} = R_s + R_D$  уменьшается от 15 до 6.5 кОм с ростом температуры (рис. 1, вставка  $\delta$ ), причем при T < 200 К слабо изменяется с температурой, а при T > 200 К уменьшается экспоненциально с энергией активации ~0.35 эВ, которая соответствует высоте потенциального барьера, определенного по ВАХ при 270 К. Высота барьера  $eV_{\rm b}$ , определенная путем экстраполяции к I = 0 линейной части ВАХ при больших прямых смещениях, с увеличением температуры уменьшается практически линейно от 0.64 до 0.4 эВ. Поскольку при больших прямых смещениях  $U > V_b$  сопротивление идеального барьера  $R_D$  стремится к нулю, сопротивление всей структуры в этом случае определяется только сопротивлением анодного оксида R<sub>s</sub>, которое в интервале температур 120—270 К увеличивается от 290 до 340 Ом, т. е. слабо зависит от температуры. Аппроксимация прямых ветвей ВАХ при смещениях >0.4 В, согласно уравнению для BAX  $j = j_0 [\exp(eU/\varepsilon) - 1]$ , показывает, что ток через структуру обладает одновременно и туннельными, и термическими признаками (рис. 2). Такой механизм проводимости называется термополевым, или термотуннельным, и наблюдался ранее в *p-n*-структурах полупроводников А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> [4, 5]. Для данного механизма характеристический параметр є изменяется с температурой как  $\varepsilon = \varepsilon_0 \operatorname{cth}(\varepsilon_0 / \beta kT)$  [4].

В нашем случае при низких температурах (T < 200 K) параметр є не зависит от температуры и равен  $\varepsilon_0 \approx 0.16$  эВ, что характерно для туннельного тока, а при высоких температурах (T > 200 K) є =  $\beta kT$ ,  $\beta \approx 8.5$ , что характерно для термического тока (рис. 2, вставка). Для параметра  $j_0$  (рис. 3) при низких температурах получено  $j_0 \propto \exp(mT)$ ,  $m \approx 4 \cdot 10^{-3}$  K<sup>-1</sup>,  $m\varepsilon_0 = d\varepsilon_{g0}/dT \approx 6 \cdot 10^{-4}$  эВ/К — температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны InP. При высоких температурах  $j_0 \propto \exp(-\Delta/kT)$ ,  $\Delta = \varepsilon_{g0}/\beta \approx 0.17$  эВ,  $\varepsilon_{g0} \approx 1.43$  эВ — ширина запрещенной зоны InP. При ческому составляет ~200 K и характеризует степень дефектности слоя объемного заряда (CO3), так как именно концентрация дефектов в CO3 определяет диапазон температур, в котором преобладает туннельный механизм проводимости.



*j*, A/cm<sup>2</sup> 10<sup>4</sup> 10<sup>4</sup> 10<sup>4</sup> 0,0 0,5 1,0 *U*, B

Рис. 1. ВАХ типичной структуры; вставки — эквивалентная схема (*a*) и сопротивление структуры при  $U = 0(\delta)$ .





Рис. 3. Температурная зависимость параметра *j*<sub>0</sub>.

Рис. 4. Реакция диода на импульсную подачу газовой смеси  $N_2 + 2\%$  H<sub>2</sub>.

Таким образом, во всем исследуемом интервале температур и напряжений анодный оксид в структуре Pd-оксид—n-InP ведет себя как омическое сопротивление, а проводимость потенциального барьера, образующегося на границе оксид—n-InP, имеет термотуннельный характер и определяет вид вольт-амперной характеристики всей структуры. При этом туннельный механизм проводимости барьера реализуется при температурах <200 К, а при более высоких температурах преобладает проводимость термической природы.

Все исследованные структуры существенно изменяют свои характеристики в присутствии водорода в окружающей среде. Диоды со слоем Pd толщиной 200—250 Å и оксидом ~1000 Å на подложках *n*-InP с концентрацией электронов  $10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup> показали наилучшие результаты по быстродействию и чувствительности к водороду. На рис. 4 для примера представлен график, характеризующий реакцию диода на импульсную подачу (длительность импульса ~55 с) газовой смеси N<sub>2</sub> + 2% H<sub>2</sub>.

#### Литература

- 1. V. M. Arutyunian. ISJAEE. 2005. V. 3(23). P. 21; ISJAEE. 2007. V. 3(47). P. 33.
- 2. Г. Г. Ковалевская, М. М. Мередов, А. М. Маринова, С. В. Слободчиков, В. М. Фетисова. ФТП. 1992. Т. 26, № 10. С. 1750.
- 3. Х. М. Салихов. Электрические и фотоэлектрические явления в гетероструктурах и диодах Шоттки на основе полупроводников А<sup>3</sup>В<sup>5</sup> и кремния и их применение в сенсорах водорода. Автореф. дис. ... д-ра наук, С.Петербург, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (2010).
- 4. М. Шур. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. М., Мир. 1992. Кн. 1, гл. 2. С. 209. [M.Shur. Physics of Semicoductor Devices. Prentice-Hall, Inc. 1990].
- 5. А. Т. Гореленок, В. Г. Груздов, В. В. Евстропов, В. Г. Сидоров, И. С. Тарасов, Л. М. Федоров. ФТП. 1984. Т. 18, № 6. С. 1032.

# **Properties of Pd-Oxide—InP Structures Sensitive to Hydrogen**

E. A. Grebenshchikova<sup>a</sup>, Yu. S. Mel'nikov<sup>b</sup>, <u>V. G. Sidorov<sup>b</sup></u>, V. V. Sherstnev<sup>a</sup>, V. A. Shutaev<sup>b</sup>, Yu. P. Yakovlev<sup>a</sup>

 <sup>a</sup> A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; e-mail: sidorov@rphf.spbstu.ru
<sup>b</sup> St. Petersburg State Politechnical University, St.Petersburg, Russia

Metal-oxide-semiconductor (MOS) structures (Pd-oxide—InP) have been fabricated to produce hydrogen sensor which can operate efficiently at room temperature. Carrier transport mechanisms of the structures at 100—300 K have been studied. It is established that oxide behaves just as ohmic resistance and oxide–Pd interface potential barrier causes rectification with thermo-tunnel carrier transport mechanism. Characteristics of the structures change essentially when hydrogen is present in environment.

Keywords: hydrogen, MOS structures, current-voltage characteristic, transport mechanisms, InP.

# Высокоэффективные быстродействующие *p-i-n*-фотодиоды для регистрации ИК лазерного излучения

#### <u>И. А. Андреев</u>, В. В. Дюделев, Н. Д. Ильинская, Г. Г. Коновалов, Е. В. Куницына, О. Ю. Серебренникова, Г. С. Соколовский, Ю. П. Яковлев

#### Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: igor@iropt9.ioffe.ru

Впервые созданы быстродействующие фотодиоды для спектрального диапазона 1.2—2.4 мкм на основе гетероструктуры GaSb/GaSbInAs/GaAlAsSb с разделенными чувствительной (диаметр 50 мкм) и контактной мезами, соединенными мостиковым фронтальным контактом. Использование оригинальной конструкции контактной мезы с диэлектрическим подслоем Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> толщиной 0.3 мкм под металлическим контактом позволило снизить как собственную емкость фотодиода, так и значения обратных темновых токов. Фотодиоды имеют низкую собственную емкость 3—5 пФ при нулевом смещении и 0.8—1.5 пФ при обратном смещении 3.0 В. Быстродействие фотодиода, определяемое по времени нарастания импульса фотоотклика на уровне 0.1—0.9, составляет 50—100 пс. Полоса пропускания фотодиодов достигает 2—10 ГГц. Фотодиоды характеризуются низкими обратными темновыми токами  $I_d = 200$ —1500 нА при обратном смещении U = -(0.5—3.0) В, высокими токовой монохроматической чувствительностью  $R_i = 1.10$ —1.15 А/Вт и обнаружительной способностью  $D^*(\lambda_{max}, 1000, 1) = 0.9 \cdot 10^{11} \text{ Br}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \Gamma \text{ц}^{1/2}$  на длинах волн 2.0—2.2 мкм.

Ключевые слова: быстродействующие фотодиоды, гетероструктуры, мостиковые контакты, широкополосные *p-i-n*-фотодиоды.

Созданы и исследованы неохлаждаемые быстродействующие *p-i-n*-фотодиоды с мостиковым фронтальным контактом для регистрации коротких импульсов излучения в спектральном диапазоне 1.3—2.4 мкм. Данные фотодиоды позволяют изучать быстропротекающие процессы в физике лазеров, ядерной физике, физике космических лучей, а также могут использоваться в дальнометрии и локации в безопасном для глаза человека окне прозрачности атмосферы, в системах СВЧ коммуникаций по каналам ВОЛС и в открытом пространстве, в системах диодно-лазерной спектроскопии газов и молекул, в медицине и т. д.

Разработан и оптимизирован технологический цикл создания быстродействующих фотодиодов с мостиковым контактом, включающий в себя выращивание на подложке GaSb(100) изопериодных гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb методом жидкофазной эпитаксии, постростовую технологию, корпусирование фотодиодов в CBЧ разъемы для исследования кинетики фотоотклика и измерения полосы пропускания.

Главная конструктивная особенность фотоприемника с мостиковым контактом — отделение чувствительной мезы от контактной (рис. 1). На поверхности гетероструктуры сформированы две мезы, соединенные мостиковым фронтальным контактом. Чувствительная площадка выполнена в форме круга диаметром 50 мкм, контактная площадка — в форме прямоугольника размерами 50×70 мкм. Тыльный CrAuNiAu омический контакт нанесен на подложку *n*-GaSb и выполнен сплошным. Фронтальный омический контакт сформирован к слою *p*-GaAlAsSb



Рис. 1. Фотография со сканирующего электронного микроскопа фотодиода с мостиковым контактом (чувствительная меза (слева) и контактная (справа)) (*a*), и фронтальная фотография фотодиода (*б*).

и представляет собой мостик шириной 20 мкм и длиной 85 мкм. Мостик сформирован напылением Cr-Au толщиной 2200 Å и нанесением гальванического Au толщиной 3—6 мкм.

Для обеспечения контакта одной стороной мостик заходил на чувствительную площадку на 10 мкм, другой — на контактную площадку, покрытую диэлектриком. Со стороны контактной площадки мостик заканчивался прямоугольной частью размером  $60 \times 40$  мкм. Продольная ось мостика сориентирована под углом  $45^{\circ}$  к кристаллическому направлению  $\{110\}$  подложки. Мезы сформированы мокрым травлением после нанесения контактов. Мостиковый контакт изолирован от контактной площадки двухслойным диэлектриком толщиной 0.3 мкм, состоящим из слоя анодного окисла толщиной 0.2 мкм и слоя  $Si_3N_4$  толщиной 0.1 мкм. Представлены результаты сравнения характеристик фотодиодов с диэлектриком и без диэлектрика в подконтактной области.



Рис.2. Осциллограмма фотоответа фотодиода при засветке импульсом излучения с  $\lambda = 1.3$  мкм.

Достигнуто низкое значение собственной емкости фотодиодов: C = 2.0-3.0 пФ без обратного смещения и C = 0.8-1.0 пФ при обратном смещении U=-(1-3) В при диаметре чувствительной площадки 50 мкм. Осциллограмма фотоответа приведена на рис. 2. Быстродействие GaInAsSb/GaAlAsSb-фотодиодов, определяемое по времени нарастания импульса фотоотклика на уровне 0.1-0.9, составляет  $t_{0.1-0.9} = 90-150$  пс. Ширина полосы пропускания достигает 2-10 ГГц. Фотодиоды характеризуются низкими обратными темновыми токами  $I_D = 200-1500$  нА при обратном смещении U = -(0.5-3.0) В, высокими токовой монохроматической чувствительностью  $S_1 = 1.10-1.15$  А/Вт и обнаружительной способностью  $D^*(\lambda_{max}, 1000, 1) = 9.0 \cdot 10^{10}$  Вт<sup>-1</sup> · см · Гц<sup>1/2</sup> на длинах волн 2.0-2.2 мкм.

# High-Performance High-Speed *p-i-n* Photodiodes to Register IR Laser Radiation

I. A. Andreev, V. V. Dudelev, N. D. Ilynskaya, G. G. Konovalov, E. V. Kunitsyna, O. Yu. Serebrennikova, G. S. Sokolovskii, Yu. P. Yakovlev

### A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St-Petersburg, Russia; e-mail: igor@iropt9.ioffe.ru

High-efficiency, broad bandwidth (2—5 GHz) GaInAsSb/GaAlAsSb *p-i-n*-photodiodes with air-brigde frontal contact operating in the 1.2—2.4 µm spectral range at room temperature have been developed for the first time. The distinguishing feature of photodiodes with air- brigde frontal contact is separation of photosensitive and contact areas. "Air-bridge" contact was isolated from contact area by 0.3 µm thick Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dielectric layer. The best results on value capacity and reverse dark current were obtained for photodiodes with dielectric layers under frontal contact at contact mesa. The GaInAsSb/GaAlAsSb photodiodes demonstrate the capacitance as low as C = 3.0—5.0 pF at reverse bias U = 0 V and C = 0.8—1.5 pF at U = -3 V, respectively. The response time of *p-i-n*-photodiode is estimated at  $t_{0.1-0.9} = 50$ —100 ps, a FWHM is about 220 ps. The photodiode bandwidth of 5—10 GHz was reached. The photodiodes are characterized by low level of the reverse dark current (200—1500 nA at reverse bias U = -(0.5-3.0) V), high monochromatic current sensitivity (1.10—1.15 A/W at  $\lambda = 2.0$ —2.2 µm) and high detectivity  $D^*(\lambda_{max}, 1000, 1) = 0.9 \cdot 10^{11}$  W<sup>-1</sup> · cm · Hz<sup>1/2</sup>).

Keywords: ultrafast photodiodes, heterostructures, air-brigde frontal contact, bandwidth.

# Определение температуры кристаллов InGaN-светодиодов в матрице с высокой плотностью мощности излучения

<u>А. В. Данильчик</u><sup>a</sup>, А. Г. Войнилович<sup>a</sup>, Н. В. Ржеуцкий<sup>a</sup>, П. В. Шпак<sup>a</sup>, Е. В. Лебедок<sup>a</sup>, В. В. Борушко<sup>б</sup>, Ю. В. Трофимов<sup>B</sup>, В. И. Цвирко<sup>B</sup>, Е. В. Луценко<sup>a</sup>, Г. П. Яблонский<sup>a</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

<sup>6</sup> Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина, Брест, Беларусь <sup>6</sup> Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Разработаны и созданы матрицы светодиодов с высокой плотностью мощности излучения на основе миниатюрных светодиодов Rebel Z-серии с плотной посадкой на печатную плату с алюминиевым основанием. Плотность мощности излучения матрицы, состоящей из 33 излучающих в сине-зеленой области светодиодов, составляла ~18 Вт/см<sup>2</sup> при постоянном токе инжекции 1 А. Создана модель, описывающая распределение тепла при работе матрицы в зависимости от подаваемой на светодиоды электрической мощности. Показано, что результаты моделирования соответствуют результатам измерений температуры матрицы.

Ключевые слова: матрица светодиодов, температура активной области.

#### Введение

Создание светодиодных модулей с высокой плотностью мощности излучения предполагает использование светодиодов (СД) малых размеров с низким тепловым сопротивлением [1]. Матрицы современных СД могут иметь суммарную мощность излучения, достаточную для накачки активных лазерных сред [2]. Использование в лазерах гибридной поперечно-продольной полихроматической накачки в перспективе позволит создать мощные твердотельные лазеры с высоким качеством лазерного пучка [3]. Кроме того, матрицы СД могут применяться в качестве мощных источников света, например, при высокоскоростной видеосъемке. Одним из важнейших параметров, влияющих на эффективность и срок службы СД, является температура активной области. Однако определение температуры активных областей большого количества СД, расположенных плотно на монтажной плате, представляет значительные трудности.

#### Эксперимент и моделирование

Создана светодиодная матрица  $1.5 \times 0.5 \text{ см}^2$ , которая представляет собой набор 33 СД, посаженных методом поверхностного монтажа на плату с алюминиевым основанием. Использованы СД марки Rebel LXZ1-PE01-0048 [4], излучающие на длине волны ~500 нм и соединенные электрически последовательно. Питание СД осуществлялось непрерывным током от 1 до 1000 мА. Площадь основания таких СД 2.2 мм<sup>2</sup>. Стабилизация температуры основания матрицы осуществлялась с помощью температурного контроллера мощностью 60 Вт и элемента Пельтье. Такая система стабилизации температуры эффективна только до тока 200 мА, что обусловлено как недостаточной мощностью контроллера, так и малыми размерами охлаждаемой матрицы в сравнении с площадью охлаждающего элемента, которая составляет 4×4 см<sup>2</sup>. Для стабилизации температуры основания матрицы СД при больших токах инжекции использован или радиатор охлаждения с тепловым сопротивлением ~0.08 К/Вт, или медный водоблок, охлаждаемый проточной водой.

Разработана математическая модель, описывающая матрицу 33 СД Rebel LXZ1-PE01-0048. Данная модель состоит из следующих элементов: алюминиевого основания, слоя диэлектрика, островков медной металлизации, слоя припоя (паяльной пасты), корпусов СД и активных областей СД. Модель учитывает физические свойства материалов, размеры элементов и позволяет рассчитать распределение температуры в стационарном режиме для известной объемной плотности мощности, которая определяется как отношение электрической мощности, подаваемой на СД и идущей на его разогрев  $P_{\text{нагр}}$ , к объему активной области светодиодных кристаллов. Площадь кристаллов 1×1 мм<sup>2</sup>, толщина активной области принята равной 10 мкм, таким образом, объем активной области  $V_{\text{акт обл}} = 10^{-11} \text{ м}^3$ . Также в данной модели учтены толцины слоев и тепловые сопротивления всех материалов, которые соответствуют справочным данным. Система уравнений теплопроводности для определения распределения температуры разогрева матрицы СД решена методом конечных элементов. В качестве источников тепла выступали верхние слои СД, собственно кристаллы. Граничные условия заданы таким образом, что температура основания алюминиевой платы принималась за постоянную величину T = 20 °C, моделируя условия стабилизации температуры, а все остальные поверхности задавались как термоизолированные.

#### Результаты и их обсуждение

На рис. 1 (вставка) представлена фотография созданной матрицы СД. При токе 1 А потребляемая матрицей СД электрическая мощность ~100 Вт. Оптическая мощность излучения СД  $P_{\text{опт}}$  в зависимости от тока инжекции измерена с помощью интегрирующей сферы. Зависимость КПД СД  $\eta$  от тока представлена на рис. 1, где также приведена зависимость плотности мощности излучения *I* матрицы СД от тока инжекции при стабилизации температуры алюминиевого основания при 20 °С. Максимальная плотность мощности излучения 18 Вт/см<sup>2</sup> достигнута при токе 1 А, при этом КПД СД  $\eta = 13.4$  %.



Рис. 1. Зависимость плотности мощности излучения *I* и КПД η матрицы светодиодов от тока инжекции; на вставке — фотография матрицы светодиодов.

Рис. 2. Результаты моделирования распределения тепла в матрице светодиодов при токе инжекции 350 мА.

На основании измерений оптической мощности и вольт-амперной характеристики рассчитана мощность  $P_{\rm harp}$ , которая шла на нагрев активной области СД, как разность между потребляемой электрической мощностью и мощностью излучения. На рис. 2 приведены результаты моделирования распределения тепла в матрице СД при объемной плотности мощности нагрева  $7.86 \times 10^{10}$  Вт/м<sup>3</sup> в приближении отсутствия существенных градиентов температуры внутри СД. Данное значение плотности мощности тепла получено как отношение  $P_{\rm harp}$  при токе 350 мА к  $V_{\rm akt.oбл}$ . Как видно, максимальный нагрев составляет 332 К. Однако следует отметить, что такая температура достигается в СД, расположенных в середине структуры, при том что расположенные на краях СД испытывают меньший нагрев. Такое поведение обусловлено наличием на краях матрицы дополнительных площадок медной металлизации, которые отводят тепло от корпусов СД.

Также проведены расчеты распределения температуры в матрице для объемных плотностей мощности, которые соответствуют токам инжекции 500 и 1000 мА. Полученные зависимости максимальных температур нагрева светодиодных кристаллов от плотностей мощности представлены на рис. 3 (кривая 2). Для непосредственного определения температуры на поверхности матрицы СД использован стационарный тепловизор FLIR A655sc [5]. На рис. 3 представлены результаты измерений температуры матрицы тепловизором (кривая *I*) в зависимости от тока инжекции. На рис. 4 показано изображение, полученное с помощью FLIR A655sc, для тока инжекции 350 мА. Курсорами 1—4 обозначены точки, в которых измерялись температуры  $T_1 - T_4$ :  $T_1 = 59.1$ °C,  $T_2 = 59.2$ °C,  $T_3 = 56.8$ °C,  $T_4 = 64.4$  °C.Для определения температуры выбирались кристаллы СД, расположенных на краю и в центре матрицы. Температура на поверхности матрицы светодиодов зависит от расположения СД и варьирует от  $T_3 = 56.8$  °C до  $T_4 = 64.4$  °C.



Рис. 3. Измеренные тепловизором (1) и полученные в результате расчетов (2) температуры нагрева матрицы светодиодов в зависимости от тока инжекции.



Рис. 4. Изображение матрицы светодиодов при токе инжекции 350 мА, полученное с помощью тепловизора;

Как видно из рис. 3 и 4, рассчитанные температуры нагрева СД в матрице (кривая 2) практически идентичны полученным при непосредственных измерениях на различных областях матрицы СД. Это свидетельствует о хорошем соответствии разработанной модели и высоком качестве изготовленной матрицы СД.

#### Заключение

Разработан и изготовлен макет светодиодного модуля из 33 светодиодов, излучающий в зеленой области спектра. Максимальная оптическая мощность излучения светодиодной матрицы 13.8 Вт при токе инжекции 1 А, что соответствует плотности мощности ~18 Вт/см<sup>2</sup>. Создана модель, описывающая распределение тепловых потоков в матрице светодиодов. Показано, что температуры кристаллов светодиодов в модели близки к полученным при непосредственных измерениях тепловизором.

#### Литература

- 1. www.eetimes.com/design/smart-energy-design/4238275/Liquid-cooled-LED-arrays-as-bright-as-30-headlights?pageNumber=0
- 2. K. Lee. J. Korean Phys. Soc. 2011. V. 59. P. 3239-3245.
- Е.В. Луценко. Характеристики инжекционных лазеров видимого диапазона спектра и их возможные применения. Тез. докл. 4-й Всерос. симпозиума с международным участием "Полупроводниковые лазеры: физика и технология", 10—13 ноября 2014 г. СПб, Россия. С. 40.
- 4. www.philipslumileds.com/uploads/375/DS105-pdf
- E. V. Lutsenko. Annual Proceedings the Technical University of Varna 2010. International Scientific and Applied Conference Opto-Nano Electronics and Renewable Energy Sources 2010. Proceedings, p 38-42. ISSN 1312-1839. 21—25 September 2010, St. Constantine and Helena Resort, Varna, Bulgaria
- 6. www.flir.com/WorkArea/linkit.aspx?LinkIdentifier=id&ItemID=30801&libID=39364

# Determination of Crystal Temperature of InGaN LEDs in Matrix with High Emission Power Density

<u>A. V. Danilchyk</u><sup>a</sup>, A. G. Vainilovich<sup>a</sup>, M. V. Rzheutski<sup>a</sup>, P. V. Shpak<sup>a</sup>, E. V. Lebiadok<sup>a</sup>, V. V. Borushko<sup>b</sup>, Y. V. Trofimov<sup>c</sup>, V. I. Tsvirko<sup>c</sup>, E. V. Lutsenko<sup>a</sup>, G. P. Yablonskii<sup>a</sup>

<sup>1</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

<sup>2</sup> Brest State University by A. S. Pushkin, Brest, Belarus

<sup>3</sup> Center of LED and Optoelectronic Technologies, National Academy of Sciences of Belarus,

Minsk, Belarus

To create a matrix with high-density of radiation miniature light-emitting diodes (LEDs) Rebel Z-series was used with a tight fit on the printed aluminum circuit board. Matrix, consisting of 33 LEDs, emitting in the blue-green region of the spectrum, and radiation power density was about  $18 \text{ W/cm}^2$  at injection current of 1 A. A model describing the distribution of heat during operation of the matrix was created. It is shown that the results of measurements of the temperature of the matrix of LEDs using a thermal imager are consistent simulation results and measurements of the temperature of the *p-n*-junction LED performed by optical method.

Keywords: matrix light emitting diode, temperature of the active region.

## Параметры и характеристики мощных светодиодов типа Cree XPE-HEW

О. С. Васьков<sup>а</sup>, <u>В. К. Кононенко<sup>6</sup></u>, В. С. Нисс<sup>а</sup>, А. Л. Закгейм<sup>в</sup>, А. Е. Черняков<sup>в</sup>

<sup>а</sup> Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь <sup>б</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь <sup>в</sup>НТЦ микроэлектроники Российской АН, С.-Петербург, Россия; *e-mail: vklavik@gmail.com* 

Проведен анализ профиля теплового сопротивления мощных светоизлучающих диодов (СИД) типа Cree XPE-HEW. Методом тепловой релаксационной дифференциальной спектрометрии (ТРДС) определены компоненты теплового сопротивления и другие тепловые параметры СИД, установлена их зависимость от структуры и конфигурации СИД, найдены активная площадь и ее изменение при распространении теплового потока вдоль сечения излучателей. Для конфигураций данного типа обнаружено явление "бутылочного горлышка", существующее в области границ раздела слоев СИД, и установлено изменение теплового сопротивления с током возбуждения диодов.

Ключевые слова: светодиод, тип Cree XPE-HEW, тепловое сопротивление, тепловое время релаксации, эффективность.

#### Введение

Мощные светодиоды (СИД) изготавливаются различными технологиями, в том числе типа thin-film flip-chip (TFFC) – Rebel и vertical thin-flip (VTF) – Cree. Как правило, СИД имеют керамическую металлизированную подложку со структурой DBC (Direct Bonded Copper), состав материалов и толщина которых определяют полное внутреннее тепловое сопротивление  $R_{jc}$  и эффективность излучателей [1—4]. Внешний вид и схематичное изображение мощного СИД типа Cree XPE-HEW на алюминиевой печатной плате "звезда" представлены на рис. 1.



Рис. 1. Схематичное поперечное сечение СИД (а) на плате МСРСВ в конфигурации "звезда" (б).

#### Методика и параметры СИД

Детальные исследования тепловых характеристик СИД выполнены методом тепловой релаксационной дифференциальной спектрометрии (ТРДС), хорошо зарекомендовавшим себя при анализе тепловых параметров внутренних элементов гетеролазеров, СИД и транзисторов [5]. Из временной зависимости температуры перехода при нагреве прямым током находятся дискретный и дифференциальный спектры теплового сопротивления  $R_{th}$  приборов, тепловая емкость  $C_{th}$  и постоянная времени тепловой релаксации  $\tau$ . Для уточнения оценок  $R_{jc}$  использован также метод структурных функций согласно транзисторному стандарту JESD51-14. Кроме того, измерения тепловых параметров и характеристик СИД проведены с помощью распространенного T3Ster-оборудования [6].

СИД Стее XPE-HEW изготовлены на серии кристаллов DA1000 с оригинальной технологией прямой посадки (Direct Attach) кристалла на AlN DBC [7]. Такие излучатели оснащены верхним слоем SiC и имеют типично площадь чипа  $S_{ch} = 1 \text{ мм}^2$  (рис. 2).

Параметры слоев структуры СИД типа Сгее XPE-HEW представлены в табл. 1. Угол растекания характеризует расширение сечения теплового потока при релаксации теплоты по структуре светодиодов. Для сравнения параметры в табл. 2 указаны для СИД типа Rebel ES.



Рис. 2. Изображение кристалла СИД типа Cree XPE-HEW без линзы и люминофора в собственных лучах и конфигурация кристалла серии Direct Attach DA1000.

Слой	Материал	Теплопроводность	Толщина	Угол растекания,
		(Вт/см · К)	(мкм)	град
Подставка	SiC	3.50	330	45
Чип СИД	GaN	1.30	3.5	45
Эвтектика	Au-20Sn	0.57	50	0
	Cu	3.98	75	60
DBC подложка	AlN	1.00-2.00	500	0
	Cu	3.98	75	60
Припой	SnAgCu	0.58	75	0
Прослойка	Cu	3.98	70	0
РСВ диэлектрик		2.2	100	0
Al пластина	Al	1.20-2.40	1588	60

Таблица 1. Параметры слоев структуры СИД типа Cree XPE-HEW.

Таблица 2. Параметры и характеристики	СИД типа (	Cree XPE-HEW	и Rebel ES.
---------------------------------------	------------	--------------	-------------

СИД	<i>I</i> , мА	<i>U</i> , В	КПД, %	$P_{\rm opt}$ , Вт	Светоотдача, лм	эффективность , лм/Вт
Cree XPE-HEW	350	3.058	33.55	0.359	120.4	112.47
Rebel ES	350	2.819	33.24	0.328	114	115.54

#### Результаты

Результаты измерений методом тепловых компонентов и параметров СИД показаны на рис. 3. В рамках метода ТРДС электротепловые модели Кауэра и Фостера ограничены пятью компонентами теплового сопротивления в соответствии с разрешением метода T3Ster. В областях  $R_2$  и  $R_4$  обнаружен эффект теплового «бутылочного горлышка», который обусловлен переходными сопротивлениями слоя посадки GaInN-чипа на подложку DBC и интерфейсной области подложка DBC–Al плата. Аналогичное явление обнаружено и для других типов и конфигураций СИД [6]. В исследуемых образцах Cree 1 и Cree 2 наибольший разброс теплового сопротивления выявлен в области  $R_4$ .

Внутреннее тепловое сопротивление СИД к внешней границе подложки DBC для образца Сгее 1 составляет 5.1 К/Вт, а для Сгее 2 — 5.2 К/Вт, что в пределе паспортных данных – 6 К/Вт. Полное тепловое сопротивление  $R_1 - R_5$  системы СИД–плата МСРСВ составляет 14.1 и 16.3 К/Вт для образцов Сгее 1 и Сгее 2. Полученные методом T3Ster сопротивление системы  $R_1$ –  $R_5$  для образца Сгее 1 составляет 13.9 и для Сгее 2 — 15 К/Вт. Из рис. 3, *а* и *б* видно, что переходное сопротивление слоя  $R_4$  (интерфейс между платами DBC и МСРСВ) существенно превышает внутреннее сопротивление СИД  $R_1 - R_3$ . В структурах такого типа преимущества, получаемые путем использования нитридных DBC с высокой теплопроводностью, теряются изза плохого теплового согласования плат DBC-МСРСВ, что приводит к низкой эффективности системы охлаждения светодиодов в целом.



Рис. 3. Зависимости ТРДС: дифференциальный спектр теплового сопротивления (*a*), связь компонентов теплового сопротивления и тепловой емкости (*б*), дифференциальная структурная функция по методу T3Ster (*в*), импульсная ВАХ и сравнение с Rebel ES (*г*).

#### Заключение

Методами ТРДС и T3Ster определены тепловые параметры мощных СИД типа Cree XPE-HEW. Проведенный анализ позволил установить особенности распространения теплового потока вдоль структуры СИД и связать компоненты теплового сопротивления с конфигурацией излучателей.

#### Литература

- 1. А. В. Аладов, Е. Д. Васильева, А. Л. Закгейм, Г. В. Иткинсон, В. В. Лундин, М. Н. Мизеров, В. М. Устинов, А. Ф. Цацульников. *О современных мощных светодиодах и их светотехническом применении*. Светотехника. 2010. № 3. С. 8—16.
- 2. R.-J. Xie, Y. Q. Li, N. Hirosaki, H. Yamamoto. Nitride Phosphors and Solid-State Lighting. N.Y. 2011.
- 3. Led Lighting: Technology and Perception. Eds. Khanh T. Q., Bodrogi P., Vinh Q. T., Winkler H. Weinheim. 2014.
- 4. А. Л. Закгейм. Светодиодные системы освещения: энергоэффективность, зрительное восприятие, безопасность для здоровья (обзор). Светотехника. 2012. № 6. С. 12—21.
- 5. Yu. A. Bumai, A. S. Vaskou, V. K. Kononenko. *Measurement and analysis of thermal parameters and efficiency of laser heterostructures and light-emitting diodes*. Metrology and Measurement Systems. 2010. V. 17, N 1. P. 39–46.
- A. L. Zakgeim, A. E. Chernyakov, A. S. Vaskou, V. K. Kononenko, V. S. Niss. *Comparative analysis of the thermal resistance profiles of power light-emitting diodes Cree and Rebel types.* Proc. 14<sup>th</sup> Int. Conf. Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, EuroSimE 2013. Wroclaw, 2013. P. 1/7–7/7.
- 7. http://www.cree.com/~/media/Files/Cree/Chips%20and%20Material/Data%20Sheets%20Chips/C PR3ES.

# Parameters and Characteristics of Powerful Light-Emitting Diodes Types Cree XPE-HEW

A. S. Vaskou<sup>a</sup>, <u>V. K. Kononenko<sup>b</sup></u>, V. S. Niss<sup>b</sup>, A. L. Zakgeim<sup>c</sup>, A. E. Chernyakov<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus <sup>b</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus <sup>c</sup>NTC Microelectronics, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; e-mail: vklavik@gmail.com

The analysis of the profile of thermal resistance of powerful light-emitting diodes (LEDs) type Cree XPE-HEW is approved. Thermal relaxation method of differential spectrometry (TRDS) is used for identifications of LED components of thermal resistance and other thermal parameters of LEDs, their dependence on the structure and configuration of the LED is obtained, the active area and its modification at redistribution of heat flow along the section of the emitters is found. For this type of LED configuration the phenomenon of "bottleneck" occurs, which exists within the boundaries of layers of the LED, and the change of the thermal resistance with current excitation of the diodes is examined.

Keywords: light-emitting diode, type Cree XPE-HEW, thermal resistance, thermal time relaxation, efficiency.

# Особенности анализа газовых и водонефтяных сред на основе оптоэлектронных пар светодиод—фотодиод ИК диапазона спектра

Т. В. Безъязычная<sup>a</sup>, М. В. Богданович<sup>a</sup>, <u>Д. М. Кабанов<sup>a</sup></u>, В. В. Кабанов<sup>a</sup>, Е. В. Лебедок<sup>a</sup>, А. Г. Рябцев<sup>a</sup>, Г. И. Рябцев<sup>a</sup>, П. В. Шпак<sup>a</sup>, Е. В. Куницына<sup>б</sup>, В. В. Шерстнев<sup>б</sup>, Ю. П. Яковлев<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: y.lebiadok@dragon.bas-net.by <sup>б</sup> ФТИ им. А. Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы особенности применения свето- и фотодиодов среднего ИК диапазона спектра для анализа газовых и водонефтяных сред.

Ключевые слова: светодиоды среднего ИК диапазона, анализ газовых сред.

#### Введение

Детектирование углекислого и угарного газов, а также нефтепродуктов — актуальная задача современной экологии. Один из современных методов решения поставленной задачи применение оптических методов детектирования в ИК области спектра, поскольку углекислый и угарный газы, а также нефть и нефтепродукты имеют основные линии поглощения с центрами 4.27, 4.67 [1] и 1.7 мкм [2] соответственно. В качестве источников и приемников излучения для целей обнаружения и определения концентраций перечисленных выше веществ выбраны свето- и фотодиоды, разработанные в лаборатории ИК-оптоэлектроники ФТИ им. А. Ф. Иоффе, на основе гетероструктур в системе GaSb–InAs, перекрывающие спектральный диапазон 1.6—5 мкм [3—5]. В настоящем докладе рассматриваются особенности применения указанных диодов для разработки компактных приборов детектирования углекислого газа и анализа водонефтяных эмульсий.

#### 1. Методика эксперимента

Спектры излучения светодиодов (СД) зарегистрированы с помощью сканирующего монохроматора Solar TII MS2004i со спектральным разрешением не хуже 10 нм. СД возбуждались импульсами тока с амплитудой 0.5—2 А, длительностью 8—20 мкс и частотой следования импульсов тока 16 кГц. Экспериментальные спектры излучения СД LED-17 (производства ФТИ им. А.Ф. Иоффе) при различных токах инжекции и длительности импульса 20 мкс на приведены рис. 1. *а.* Указанный СД применяется для обнаружения нефти (определения концентрации нефти в водонефтяной эмульсии), поскольку максимум его спектра излучения совпадает с пиком поглощения нефти [2]. Максимум спектра LED-17 смещается с увеличением тока инжекции с постоянной 16 нм/А. Для целей анализа водонефтяных эмульсий также экспериментально исследованы СД LED-19 и LED-23. Максимумы длины волны излучения данных СД попадают на пик поглощения воды (который не пересекается со спектром поглощения воды) и область равномерного пропускания воды и нефти.





Для определения концентраций углекислого и угарного газа в атмосферы воздуха исследованы характеристики СД LED-43 и LED-46. Спектры излучения СД LED-43 при различных токах инжекции и длительности импульса тока 20 мкс приведены на рис. 1, *б*. Максимум спектра LED-43 смещается с увеличением тока инжекции с постоянной 35 нм/А.

#### 2. Обсуждение результатов

Применение СД LED-17, LED-19 и LED-23 требует установления режимов работы (ток, длительность и частота следования импульсов), которые обеспечивают надежное перекрытие спектров излучения СД и спектров поглощения нефти и воды. Для повышения точности измерений содержания, например, воды в нефти необходимо использовать фильтры излучения, а также синхронную работу СД- и фотодиодов. Особенностью применения СД LED-43 и LED-46 для определения концентрации углекислого и угарного газов — необходимость термостабилизации, поскольку разогрев светодиодов дает дополнительные сигнал в данной ИК области. Для повышения точности измерений также следует использовать фильтры излучения. Так, применение фильтра в диапазоне 4100-4400 для СД LED-43 позволяет существенно увеличить соотношение сигнал-шум, а также снизить необходимость термостабилизации, что важно для разработки компактных приборов с малым энергопотреблением.

#### Заключение

Проведены экспериментальные исследования светодиодов, созданных в лаборатории ИКоптоэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе, для целей применения в приборах анализа газовых (углекслый и угарный газы) и водонефтяных смесей. Выявленные особенности характеристик излучения и режимов работы данных светодиодов позволили разработать компактные приборы анализа углекислого газа и определения содержания воды в нефти.

#### Благодарности

Работа частично поддержана государственным контрактом РФ № 11705.004.11.001 и договором №1-Прамень/2011 от 22.11.2011 г. между Институтом физики НАН Беларуси и Национальной академией наук Беларуси.

#### Литература

- L. S. Rothman et al. The *HITRAN 2008 Molecular Spectroscopic Database*. J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 2009. V. 110. P. 533—572.
- К. В. Калинина, С. С. Молчанов, Н. Д. Стоянов, А. П. Астахова, Х. М. Салихов, Ю. П. Яковлев. Портативный оптический анализатор содержания воды в нефти на основе оптопары "светодиодная матрица–широкополосный фотодиод" среднего ИК диапазона (1.6–2.4 µm). ЖТФ. 2010. Т. 80. №. 2. С. 99—104.
- 3. Н. Д. Стоянов, Б. Е. Журтанов, А. П. Астахова, А. Н. Именков, Ю. П. Яковлев. Электролюминесцентные характеристики светодиодов среднего ИК-диапазона на основе гетероструктур InGaAsSb/GaAlAsSb при высоких рабочих температурах. ФТП. 2003. Т. 37. №. 8. С. 996—1009.
- 4. А. С. Головин, А. А. Петухов, С. С. Кижаев, Ю. П. Яковлев. Светодиоды на основе гетероструктур InAsSbP/InAsSb (λ = 4.7 μm) для детектирования угарного газа. Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. С. 15—19.
- А. Н. Именков, Е. А. Гребенщикова, Д. А. Старостенко, В. В. Шерстнев, Г. Г. Коновалов, И. А. Андреев, Ю. П. Яковлев. Повышение квантовой чувствительности фотодиодов на основе гетероструктуры InAs/InAsSb/InAsSbP. ФТП. 2013. Т.47. С. 690—695.

# Peculiarities of Gas and Water-Oil Media Analysis on the Basis of LED-Photodiode Optocoupler of IR Spectral Range

T. V. Bezyazychnaya<sup>a</sup>, M. V. Bogdanovich<sup>a</sup>, <u>D. M. Kabanau</u><sup>a</sup>, V. V. Kabanov<sup>a</sup>, Y. V. Lebiadok<sup>a</sup>, A. G. Ryabtsev<sup>a</sup>, G. I. Ryabtsev<sup>a</sup>, P. V. Shpak<sup>a</sup>, E. V. Kunitsyna<sup>b</sup>, V. V. Sherstnev<sup>b</sup>, Yu. P. Yakovlev<sup>b</sup>

<sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: y.lebiadok@ifanbel.bas-net.by <sup>b</sup> A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg, Russia

The report focuses on the investigation of the peculiarities of light emitting diodes and photodiodes application to the gas and water-oil media analysis.

Keywords: light emitting diodes for IR spectral range, gas media analysis.

# Влияние уровня возбуждения в интервале 10<sup>4</sup>—10<sup>8</sup> Вт/см<sup>2</sup> на спектры, кинетики и эффективности фотолюминесценции активированного ионами Eu<sup>3+</sup> халькогенидного полупроводника CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>

<u>М. С. Леоненя</u><sup>a</sup>, Е. В. Луценко<sup>a</sup>, Н. В. Ржеуцкий<sup>a</sup>, В. Н. Павловский<sup>a</sup>, Г. П. Яблонский<sup>a</sup>, Т. Г. Нагиев<sup>б</sup>, Б. Г. Тагиев<sup>б</sup>, С. А. Абушов<sup>б</sup>, О. Б. Тагиев<sup>б, в</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: max.leanenia@gmail.com <sup>б</sup> Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан <sup>в</sup> Бакинский филиал МГУ им. М. В. Ломоносова., Баку, Азербайджан

Изучена фотолюминесценция (ФЛ) соединения CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>, активированного ионами Eu<sup>3+</sup>, в интервале уровней импульсного возбуждения  $10^4 - 10^8$  BT/см<sup>2</sup> при температуре 300 К. Спектр ФЛ CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> состоит из набора линий в красной области, наиболее интенсивные из которых при 612 и 615 нм соответствуют электронным переходам  ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$  в ионах Eu<sup>3+</sup>. Обнаружена устойчивость положения и формы спектра ФЛ при уровнях накачки от  $10^4$  до  $10^8$  BT/см<sup>2</sup>. Выявлено, что эффективность ФЛ CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> постоянна при интенсивностях возбуждения от  $10^4$  до  $2\cdot10^7$  BT/см<sup>2</sup> и обладает обратимым падением всего на 50 % при увеличении уровня накачки до  $10^8$  BT/см<sup>2</sup>. Установлено, что ФЛ CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> затухает моноэкспоненциально с постоянными времени в интервале 1.12–1.29 мс. С ростом уровня возбуждения от  $10^6$  до  $7\cdot10^7$  BT/см<sup>2</sup> происходит незначительное сокращение времен затухания ФЛ на 612 нм на 60 мкс.

Ключевые слова: оксогаллат кальция, трехвалентные ионы европия, фотолюминесценция, эф-фективность.

#### Введение

Активированные ионами Eu<sup>3+</sup> бораты, индаты, алюминаты и галлаты щелочноземельных металлов являются перспективными средами для создания на их основе люминофоров красного спектрального диапазона [1, 2]. Оксогаллат кальция (CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>), активированный ионами Eu<sup>3+</sup>, обладает интенсивной ФЛ в диапазоне 570—710 нм [1]. В последнее время появились работы по получению генерации лазерного излучения на 620 и 703 нм на переходах в ионах Eu<sup>3+</sup> в различных матрицах [3, 4]. В литературе представлены лишь общие данные по ФЛ свойствам соединения CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup>. Для установления возможности его использования в качестве активной среды и люминофора для светоизлучающих приборов и лазеров необходимо изучение стабильности его спектров, кинетик свечения и интенсивностей линий в широком интервале уровней возбуждения, чему и посвящена настоящая работа.

#### 1. Методика эксперимента

Халькогенидное соединение CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup>(3 ат.%) синтезировано методом Печини. Поликристаллы CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> измельчались в планетарной шаровой мельнице. Образцы изготовлены нанесением слоев полученных порошков CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> на кварцевые пластинки. Спектры возбуждения ФЛ измерены при возбуждении монохроматизированным излучением ксеноновой лампы при температуре 300 К. Влияние уровня возбуждения на спектры, кинетики и эффективности ФЛ в интервале  $10^4$ — $10^8$  BT/см<sup>2</sup> проанализировано по интегральным (регистрация на спектрометре) и разрешенным во времени (регистрация на стрик-камере) спектрам ФЛ образцов CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> при возбуждении излучением второй гармоники перестраиваемого Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-лазера на 393 нм с длительностью импульсов 15 нс. Спектральное и временное разрешение в экспериментах 0.07 нм и 0.1 мкс.

#### 2. Результаты и их обсуждение

Соединение CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup>(3 ат.%) при температуре 300 К обладает свечением в красной области спектра с наиболее интенсивными линиями на 612 и 615 нм (рис. 1, кривая 1'). Полученный спектр в диапазоне 570—710 нм характерен для ионов трехвалентного европия в раз-

личных матрицах [1, 2]. Ионы Eu<sup>3+</sup> в процессе роста занимают положения в кристаллической решетке CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub> без центра инверсии, что приводит к наличию двух линий в спектре ФЛ для каждого из переходов  ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{j}$  (j = 1—4) [1]. Таким образом, ФЛ на длинах волн 612 и 615 нм связана с электрическим дипольным переходом  ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{2}$  в ионах Eu<sup>3+</sup>. Линии значительно более слабой интенсивности около 587, 655 и 700 нм обусловлены переходами с уровня  ${}^{5}D_{0}$  на уровни  ${}^{7}F_{1}$ ,  ${}^{7}F_{3}$  и  ${}^{7}F_{4}$  соответственно (рис. 1, кривая I').



Рис. 1. Спектры ФЛ (1') при  $\lambda_{B036} = 393$  нм и возбуждения ФЛ при  $\lambda_{per} = 612$  (1), 700 (2) и 587 нм (3) соединения CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> при температуре 300 К.

Спектры возбуждения ФЛ при  $\lambda_{per} = 587, 612$  и 700 схожи по структуре и состоят из широкой полосы с максимумом на 275 нм и серии линий в диапазоне 350—475 нм (рис. 1, кривые *1*—3). Широкая полоса обусловлена поглощением излучения полупроводниковой матрицей СаGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub> и последующей передачей энергии ионам Eu<sup>3+</sup>. Наиболее интенсивные линии при 363, 393 и 466 нм связаны с переходами  ${}^{7}F_{0} \rightarrow {}^{5}D_{4}, {}^{7}F_{0} \rightarrow {}^{5}L_{6}$  и  ${}^{7}F_{0} \rightarrow {}^{5}D_{2}$  в ионах Eu<sup>3+</sup> соответственно.

При возбуждении импульсным излучением перестраиваемого Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-лазера на длине волны 393 нм в интервале плотностей мощности  $10^4$ — $10^8$  BT/см<sup>2</sup> спектры ФЛ СаGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> неизменны по форме и спектральному положению (рис. 2, *a*). Вплоть до интенсивности возбуждения  $2 \cdot 10^7$  BT/см<sup>2</sup> соединение CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> имеет постоянную эффективность ФЛ  $\eta_{\Phi\Pi}$  на длинах волн 587, 612, 615 и 700 нм, определенную как отношение интегральной интенсивности ФЛ к уровню накачки  $I_{\Phi\Pi}/I_{B035}$  (рис. 2, *б*). Дальнейший рост интенсивности возбуждения до  $10^8$ Вт/см<sup>2</sup> приводит к падению эффективности ФЛ не более чем на 50 %. Последующее уменьшение плотности мощности возбуждения с  $10^8$  до  $10^4$  BT/см<sup>2</sup> приводит к восстановлению интенсивности ФЛ на прежнем уровне. Таким образом, деградация материала отсутствует.



Рис. 2. Спектры ФЛ СаGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> при различных уровнях возбуждения в интервале  $10^4$ — $10^8$  BT/см<sup>2</sup> (*a*) и зависимости эффективностей ФЛ на 587 (*1*), 612 (*2*), 615 (*3*) и 700 нм (*4*) от плотности мощности возбуждения на 393 нм (*б*).



Рис. 3. Кинетики затухания ФЛ СаGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> на длинах волн 587 (*1*), 612 (*2*), 615 (*3*) и 700 нм (*4*) при 1 МВт/см<sup>2</sup> (*a*) и кинетики затухания ФЛ на 612 нм при уровнях возбуждения 1 (*1*), 13 (*2*), 28 (*3*), 38 (*4*), 49 (*5*), 63 (*6*) и 72 МВт/см<sup>2</sup> (*7*) на 393 нм (*6*).

Кинетики затухания ФЛ соединения CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> аппроксимируются моноэкспоненциальной зависимостью, а постоянные затухания ФЛ на длинах волн 587, 612, 615 и 700 нм находятся в интервале 1.12—1.29 мс (рис. 3, *a*).

Повышение уровня возбуждения от  $10^4$  до  $7 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> сопровождается слабым сокращением времен затухания ФЛ на длине волны 612 нм на ~60 мкс без изменений формы кривых затухания (рис. 3,  $\delta$ ).

#### Заключение

ФЛ соединения CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup>(3 ат.%) состоит из группы линий в диапазоне 570—710 нм, наиболее интенсивные из которых на 612 и 615 нм обусловлены переходом  ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{2}$  в ионах Eu<sup>3+</sup>. В спектрах возбуждения ФЛ CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> при температуре 300 К присутствует широкая полоса с максимумом на 260 нм и серия интенсивных линий на 363, 393 и 466 нм. Выявлена чрезвычайная устойчивость положения и формы спектра ФЛ соединения CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> при уровнях накачки от 10<sup>4</sup> до 10<sup>8</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Обнаружено, что эффективность ФЛ постоянна в интервале 10<sup>4</sup>—2·10<sup>7</sup> Вт/см<sup>2</sup>, а дальнейший рост интенсивности возбуждения до 10<sup>8</sup> Вт/см<sup>2</sup> приводит к обратимому падению эффективности ФЛ не более чем на 50 %. ФЛ СаGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> на длинах волн 587, 612, 615 и 700 нм затухает моноэкспоненциально с постоянными времени в интервале 1.12—1.29 мс. Повышение уровня возбуждения от 10<sup>4</sup> до 7 · 10<sup>7</sup> Вт/см<sup>2</sup> приводит к слабому сокращению времен затухания ФЛ на длине волны 612 нм на 60 мкс.

#### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской Республики (грант № EIF-BGM-2-BRFTF-1-2012/2013-07/02/1) и Белорусско-го республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф13АЗ-020).

#### Литература

- 1. M. Puchalska, E. Zych. *Effect of Na+ co-dopant and activator concentration on luminescent properties of CaGa*<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:*Eu*<sup>3+</sup>. J. Lumin. 2012. V. 132. P. 2879–2884.
- F. Du, Y. Nakai, T. Tsuboi, Y. Huang, H. Seo. Luminescence properties and site occupations of Eu<sup>3+</sup> ions doped in double phosphates Ca<sub>9</sub>R(PO<sub>4</sub>)<sub>7</sub> (R = Al, Lu). J. Mater. Chem. 2011. V. 21. P. 4669—4678.
- P. A. Loiko, V. I. Dashkevich, S. N. Bagaev, V. A. Orlovich, A. S. Yasukevich, K. V. Yumashev, N. V. Kuleshov, E. B. Dunina, A. A. Kornienko, S. M. Vatnik, A. A. Pavlyuk. *Spectroscopic characterization and pulsed laser operation of Eu<sup>3+</sup>:KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystal. Laser Phys. 2013. V. 23. P. 105811—105818.*
- 4. J. H. Park, A. J. Steckl. *Laser action in Eu-doped GaN thin-film cavity at room temperature*. Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 4588–4590.

# Effect of Excitation Level in the Range of $10^4 - 10^8$ W/cm<sup>2</sup> on the Photoluminescence Spectra, Kinetics and Efficiency of Eu<sup>3+</sup> Doped CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub> Chalcogenide Semiconductor

<u>M. S. Leanenia</u><sup>a</sup>, E. V. Lutsenko<sup>a</sup>, N. V. Rzheutskij<sup>a</sup>, V. N. Pavlovskii<sup>a</sup>, G. P. Yablonskii<sup>a</sup>, T. G. Nagiev<sup>b</sup>, B. G. Tagiev<sup>b</sup>, S. A. Abushev<sup>b</sup>, O. B. Tagiev<sup>b,c</sup>

<sup>1</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: max.leanenia@gmail.com;

<sup>b</sup> Institute of Physics, National Academy of Sciences of Azerbaijan, Baku, Azerbaijan; <sup>c</sup> Department of M. V. Lomonosov Moscow State University in Baku, Baku, Azerbaijan

The photoluminescence (PL) of CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub> compound doped with Eu<sup>3+</sup> ions is studied over a range of pulsed excitation levels from 10<sup>4</sup> to 10<sup>8</sup> W/cm<sup>2</sup> at 300 K. The CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> PL spectrum consists of a set of lines in the red spectral region with the most intensive at 612 and 615 nm due to electronic transitions  ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{2}$  in Eu<sup>3+</sup> ions. Drastic stability of the PL spectra position and shape is obtained at excitation levels from 10<sup>4</sup> to 10<sup>8</sup> W/cm<sup>2</sup>. It is shown that PL efficiency of the CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> is constant for excitation intensities from 10<sup>4</sup> to  $2 \cdot 10^{7}$  W/cm<sup>2</sup> and has a reversible fall only by 50% while increasing the pump level up to  $10^{8}$  W/cm<sup>2</sup>. It was established that the PL of CaGa<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Eu<sup>3+</sup> has monoexponential decays with time constants in the range of 1.12—1.29 ms. PL decay times at 612 nm exhibit slight reduction at 60 mks while increasing excitation level from  $10^{6}$  to  $7 \cdot 10^{7}$  W/cm<sup>2</sup>.

Keywords: calcium oxogallat, trivalent europium ions, photoluminescence, efficiency.

# Кинетика перегрева активной области InGaN-лазерного диода с наносекундным разрешением в режиме работы при повышенных токах инжекции

<u>H. В. Ржеуцкий</u><sup>a</sup>, Е. В. Луценко<sup>a</sup>, А. В. Данильчик<sup>a</sup>, В. Н. Павловский<sup>a</sup>, Г. П. Яблонский<sup>a</sup>, М. Aljohenii<sup>6</sup>, А. Aljerwii<sup>6</sup>, А. Alyamani<sup>6</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by <sup>б</sup> Научно-технологический центр имени короля Абдулазиза, Эр-Рияд, Саудовская Аравия

Предлагается метод оценки кинетики перегрева активной области лазерных диодов, основанный на измерении кинетики спектра излучения при подаче прямоугольного импульса тока. Исследован коммерческий InGaN лазерный диод ( $\lambda_{_{H3Л}} \sim 439$  нм) при работе в режимах тока инжекции, многократно превышающего паспортное значение. Предложенный метод может быть полезен при определении оптимальных параметров импульсного режима работы инжекционных лазеров в применениях, требующих высокой пиковой оптической мощности.

Ключевые слова: InGaN лазерный диод, перегрев активной области, кинетика перегрева, импульсный режим работы.

#### Введение

Прогресс, достигнутый в последние годы в создании и улучшении характеристик полупроводниковых лазеров с активной областью на основе InGaN, обусловил появление новых областей их применения. Так, компактные источники когерентного излучения фиолетовозеленого диапазона спектра востребованы в системах отображения информации, системах записи и считывания информации высокой плотности, в области телекоммуникации, при проведении химического и биологического анализа и др. Кроме того, современные InGaN-лазеры также вызывают интерес как источники накачки полупроводниковых [1] и твердотельных [2, 3] лазерных сред. Эти и другие применения требуют высокой выходной оптической мощности лазерных диодов, для достижения которой чаще всего применяют импульсный режим работы лазера при токах инжекции выше паспортного значения. В то же время основной фактор, определяющий долговечность полупроводниковых оптоэлектронных приборов, — температура активной области. Таким образом, корректная оценка и контроль температуры активной области являются необходимым условием выбора оптимального режима работы лазерных диодов.

#### 1. Эксперимент

Исследован коммерческий лазерный диод, имеющий следующие характеристики: длина волны излучения  $\lambda_{_{\rm H3Л}} \sim 439$  нм, номинальная выходная оптическая мощность 1 Вт, номинальный рабочий ток 1.5 А, пороговый ток ~0.22 А, корпус ТО-18 5.6 мм. Температура перегрева активной области лазерного диода определялась по смещению спектра излучения, обусловленному температурным изменением ширины запрещенной зоны материала активной области In-GaN. Кинетика температуры перегрева активной области лазерного диода оценивалась по кинетике его спектра излучения при подаче на диод прямоугольной ступеньки тока. Система возбуждения, состоящая из генератора импульсов Keithley 3390, источника питания Agilent N5770A и формирователя, построенного на лавинном транзисторе и отрезке коаксиального кабеля в качестве формирующей линии, использована для формирования импульсов тока в нагрузке длительностью 100 нс, током до 5 А, и частотой следования импульсов 100 Гц. Температура корпуса исследуемого InGaN-лазера устанавливалась с помощью температурного контроллера Arrovo 5310 и элемента Пельтье с воздушным охлаждением. Импульсное излучение InGaN лазера заводилось на входную щель монохроматора М266 (спектральное разрешение не хуже 0.1 нм), на выходе которого смонтирована стрик-камера Hamamatsu C4334-01. Стрик-камера в используемом режиме работы обеспечивала регистрацию спектров с временным разрешением не хуже 1 нс. Синхронизация запуска кадра стрик-камеры с импульсом возбуждающего тока через InGaN лазер осуществлялась с помощью генератора задержки DG645. Измерения кинетики спектров электролюминесценции проведены при токах инжекции 1, 2, 3, 4, 5 А и температурах корпуса лазерного диода 15С, 20, 30 °C.

#### 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 для примера приведена серия моментальных спектров в различные моменты времени после начала импульса тока 5 А. Каждый моментальный спектр определялся интегрированием по временному интервалу шириной 1 нс. Видно заметное смещение спектра излучения лазера в длинноволновую сторону с увеличением времени возбуждения, связанное с разогревом активной области. Таким образом, способность используемой измерительной установки регистрировать спектральное смещение дает возможность оценить величину перегрева.

Временные зависимости спектрального положения излучения генерации лазерного диода  $\lambda_{_{\rm ИЗЛ}}$  определялись для различных токов инжекции (I = 1-5 A) и температур корпуса диода ( $t_{\kappa} = 15-30$  °C) как средневзвешенные значения. На рис. 2 приведены кинетики  $\lambda_{_{\rm ИЗЛ}}$ , измеренные при токе 4 A и различных температурах корпуса.



Рис. 1. Выборка из серии моментальных спектров излучения InGaN лазерного диода, измеренных в различные моменты времени после начала импульса тока 5 A при температуре корпуса диода 20 °C.







Рис. 3. Кинетики температуры перегрева активной области лазерного диода при различных токах инжекции.

По измеренным зависимостям  $\lambda_{\mu_{3,1}}$  при различных температурах найден коэффициент температурного смещения спектрального положения излучения лазерного диода k = 0.04 нм/К. Из временных зависимостей спектрального положения излучения лазера определены кинетики перегрева активной области лазерного диода при различных токах инжекции (рис. 3). Учитывая, что большинство производителей светоизлучающих полупроводниковых приборов на основе GaN ограничивают температуру активной области на уровне ~150 °C, можно сделать вы-

вод о допустимости работы лазерного диода при токе 5 А в импульсном режиме с длительностью импульса 100 нс, ограничив соответствующим значением температуру корпуса диода.

#### Заключение

Продемонстрирован способ оценки кинетики перегрева активной области лазерного диода для выбора допустимых условий импульсного режима работы с длительностью импульсов до 100 нс. Показано, что коммерческий InGaN лазерный диод в импульсном режиме работы ( $\tau_{имп} = 100$  нс) при токе, пятикратно превышающем номинальное значение, испытывает перегрев активной области относительно температуры корпуса всего 23 К, что позволяет использовать его в таком режиме работы для применений, требующих высоких значений импульсной мощности.

#### Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф14Р-074).

#### Литература

- E. V. Lutsenko, S. V. Sorokin, I. V. Sedova, A. G. Vainilovich, N. P. Tarasuk, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii, S. V. Gronin, P. S. Kop'ev, S. V. Ivanov. *Violet–green laser converter based on MBE grown II–VI green lasers with multiple CdSe quantum dot sheets, pumped by InGaN laser diode.* Phys. Stat. Sol. (b). 2010. V. 247, N 6. P. 1557–1560.
- S. Sawai, A. Hosaka, H. Kawauchi, K. Hirosawa, F. Kannari. Demonstration of a Ti:sapphire mode-locked laser pumped directly with a green diode laser. Appl. Phys. Express. 2014. V. 7, N 2. P. 022702.
- J. Kojou, Y. Watanabe, P. Agrawal, T. Kamimura, F. Kannari. Wavelength tunable Q-switch laser in visible region with Pr<sup>3+</sup>-doped fluoride-glass fiber pumped by GaN diode laser. Opt. Commun. 2013. V. 290. P. 136—140.

# Kinetics of Active Region Overheat Temperature of InGaN Laser Operating at High Injection Currents Measured with Nanosecond Resolution

<u>M. V. Rzheutski</u><sup>a</sup>, E. V. Lutsenko<sup>a</sup>, A. V. Danilchyk<sup>a</sup>, V. N. Pavlovskii<sup>a</sup>, G. P. Yablonskii<sup>a</sup>, M. Aljohenii<sup>b</sup>, A. Aljerwii<sup>b</sup>, A. Alyamani<sup>b</sup>

<sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by <sup>b</sup> KACST, National Nanotechnology Center, Riyadh, Saudi Arabia

A method of estimation of laser diode junction temperature at different time after starting of injection current pulse is demonstrated. The method is based on measurement of lasing spectra kinetics with nanosecond resolution using a streak-camera. A commercial InGaN laser diode ( $\lambda_{las} \sim 439$  nm) was investigated at injection current highly exceeding the nominal value.

Keywords: InGaN laser diode, junction temperature, kinetics of junction temperature, pulsed operation mode.
## О применении тепловых труб в конструкции светодиодных светильников

Ю. В. Трофимов<sup>а</sup>, О. Г. Пенязьков<sup>б</sup>, <u>С. И. Лишик</u><sup>а</sup>, П. П. Першукевич<sup>а</sup>, Л. Л. Васильев<sup>б</sup>

<sup>a</sup> Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: sergey.lishik@gmail.com <sup>б</sup> Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Представлены результаты применимости тепловых труб в качестве теплоотвода для мощных светодиодных светильников, предназначенных для внутреннего освещения промышленных объектов: цехов, складов, спортивных комплексов и т.п. Исследованы различные конструкции светодиодных светильников с точки зрения оптимального теплового дизайна, технологичности, простоты изготовления и минимизации себестоимости. Разработан светодиодный светильник, отличающийся низким энергопотреблением, небольшим весом и габаритными размерами. Партия разработанных светодиодных светильников проходит опытную эксплуатацию на реальном объекте.

Ключевые слова: светодиодный светильник, тепловая труба.

#### Введение

В настоящее время для освещения цехов, производственных помещений, складов, спортивных комплексов, арен и т.п. применяются преимущественно светильники на основе газоразрядных ламп типа ДНаТ, ДРЛ мощностью от 400 Вт и выше. Кроме большой потребляемой электрической мощности такие светильники имеют еще один недостаток — наличие ртутьсодержащих компонентов. Ртуть относится к классу особо опасных химических веществ, вредных для здоровья человека и экологии, Поэтому после завершения эксплуатации такие лампы подлежат утилизации. Следует также отметить, что с ростом эффективности светодиодов на рынке начали появляться светодиодные промышленные светильники. В основе конструкции корпуса таких светодиодных светильников лежат алюминиевые детали, полученные методом литья или экструзии. Корпус светильника выступает в качестве теплового радиатора, поэтому для обеспечения оптимальных температурных режимов работы светодиодов вышеупомянутые алюминиевые детали имеют большие габаритные размеры и масса. Например, длина 200-Вт светодиодного светильника может достигать 0.7 м, а масса — свыше 15 кг. Очевидно, что конструкция таких светильников не оптимальна с точки зрения рационального расходования материалов, сырья и комплектующих.

Цель настоящей работы — разработка светодиодного промышленного светильника, характеризующегося низким энергопотреблением, компактными размерами, небольшим весом и высокой технологичностью изготовления.

#### 1. Описание образцов

Для достижения поставленной цели применена инновационная система отведения тепла на основе тепловых труб, разработка которой осуществлялась совместно Центром светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси и Институтом тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси. Фотографии макетных и экспериментальных образцов созданных светодиодных светильников с теплоотводом на основе тепловых труб приведены на рис. 1.

На рис. 1, a представлены фотографии одного из первых макетных образцов светодиодных светильников с теплоотводом на основе тепловых труб. В данном случае тепловой радиатор состоял из шести отдельных модулей рассчитанных на отведение мощности 35 Вт. Каждый теплоотводящий модуль имеет медное основание с запрессованными в него двумя тепловыми трубами, на которых закреплено N теплорассеивающих ребер (пластин). Все шесть теплоотводящих модулей прикреплены к тыльной стороне алюминиевой пластины, на лицевой стороне которой смонтированы две матрицы дискретных светодиодов суммарной мощностью не более 220 Вт.



Рис. 1. Фотографии макетных и экспериментальных образцов промышленного светодиодного светильника.

Наличие большого количества теплоотводящий модулей и потенциально высокая сложность их сборки послужили причиной изготовления более технологичной конструкции светильника (рис. 1, б). В отличие от предыдущей конструкции в данном случае тепловой радиатор состоит только из двух теплоотводящих модулей, расположенных по обе противоположные стороны от верхнего алюминиевого основания. Каждый светодиод используется совместно с оптическим элементом — линзой. Это существенно усложняет технологию сборки светильника при серийном производстве.

На рис. 1, в представлена третья версия светодиодного светильника, лишенная вышеописанных недостатков. Светильник состоит из двух 100-Вт светодиодных СОВ-модулей, линз, теплового радиатора, блока питания, присоединительного отсека, декоративного кожуха и крепления типа лиры. Тепловой радиатор состоит из основания и двух блоков теплорассеивающих ребер, расположенных по обе противоположные стороны от него и соединенных с основанием посредством тепловых труб. Основание предназначено для монтажа светодиодных СОВ-модулей. Каждый блок теплорассеивающих ребер представляет собой набор из 17 теплорассеивающих ребер (пластин), соединенных друг с другом и с основанием посредством четырех тепловых труб. Суммарная теплорассеивающая площадь ребер радиатора такова, что вместе с характеристиками тепловых труб обеспечивает оптимальные температурные режимы работы светодиодных модулей. В такой конструкции отношение массы теплового радиатора к площади его теплорассеивающей поверхности в несколько раз меньше, чем в случае традиционной конструкции, основанной на использовании литых или экструзированных алюминиевых деталей, где существуют технологические ограничения на изготовление тонких и длинных теплорассеивающих ребер. Следует отметить, что в отличие от известных конструкций светодиодных светильников с теплоотводом на основе тепловых труб в описанной конструкции оба блока из теплорассеивающих ребер расположены не над, а сбоку от светодиодных модулей. Такая система более эффективна с точки зрения теплоотвода, поскольку расположение светодиодных модулей не препятствует перемещению восходящих воздушных потоков.

#### 2. Результаты исследований

Результаты тепловизионных измерений получены на оборудовании аккредитованной испытательной лаборатории ЦСОТ НАН Беларуси с использованием тепловизора FLIR A325. Необходимо отметить, что открытые металлические поверхности (неокрашенные алюминиевые детали, облуженные контактные площадки печатных плат) имеют на порядок меньшую излучательную способность в ИК диапазоне, поэтому они выглядят на данном рисунке гораздо холоднее других деталей корпуса и электронных компонентов, в том числе светодиодов.

На рис. 2, *а* представлена термограмма теплоотводящего модуля со светодиодной печатной платой, установленной на его медное основание. Как видно из рис. 2,  $\delta$ , стабилизация температуры печатной платы наступила на 25 мин эксперимента на отметке ~55 °C, что соответст-



Рис. 2. Термограмма печатной платы, установленной на основание теплоотводящего модуля (*a*) и зависимость ее температуры от времени эксперимента (б)

вует рекомендованному производителем допустимому температурному режиму работы светодиодов (<65°C).

На рис. 3 представлены термограммы светодиодного светильника, собранного с использованием теплоотводящих модулей в соответствии с описанием, приведенным в разделе 1. Как следует из рис. 3, *a*, температура в контрольных точках не превысила 59 °C, что является достаточно хорошим показателем для светильника с такими габаритными размерами (420×285×100 мм) и потребляемой электрической мощностью (~190 Вт). Стабилизация теплового режима работы светодиодов произошла за ~50 мин.

Так как тепловое сопротивление использованных светодиодов 1.25 °C/Вт, температура *pn*-перехода светодиодов лежит предположительно в диапазоне 75—80 °C.



Рис. 3. Термограммы печатных плат (а) и блока питания (б) светильника

Важной целью теплового дизайна светодиодных светильников является также обеспечение оптимальных температурных режимов работы других элементов его конструкции, в том числе блоков электрического питания, преобразователей. На рис. 3,  $\delta$  показана термограмма корпуса светильника в направлении места установки его двух блоков питания, из которой следует, что температура блока питания ~57 °C.

На рис. 4 представлена термограмма основания теплового радиатора с установленными на нем светодиодными СОВ-модулями мощностью по 100 Вт каждый. Из нее следует, что максимальная температура, до которой нагрелась поверхность светодиодных СОВ-модулей в точках SP01 и SP02, составила 58.8 °C при комнатной температуре 20.7 °C. Максимальная допустимая температура для используемых СОВ-модулей 120 °C.

Прочие технические характеристики разработанного светодиодного промышленного светильника приведены в табл. 1.

Класс светораспределения	П — прямого света (СТБ 1944)
Тип кривой силы света (КСС)	Г — глубокая
Напряжение питания:	~ 170 264 В (номинальное напряжение 230 В)
Частота	$50 \pm 1$ Гц (номинальная частота 50 Гц)
Коэффициент мощности	0.95
КПД светильника	не менее 70%
Класс энергетической эффективности	А (ГОСТ 8045)
Класс защиты	I (СТБ IEC 60598-1)
Цветовая температура	4000 К
Индекс цветопередачи, не менее	70
Диапазон рабочих температур	–35… +45 °С (У1*, ГОСТ 15150)
Степень защиты	IP 66
Масса, не более, кг	7
Габаритные размеры, мм	405×215×230
Срок службы	10 лет
Гарантийный срок эксплуатации	3 года
Способы установки:	потолочный — на цепях, на лире

Таблица 1. Технические характеристики разработанного светильника



Рис. 4. Термограмма теплового радиатора с установленными на нем светодиодными модулями.

#### 1. Внедрение

Опытная партия светодиодных промышленных светильников с теплоотводом на основе тепловых труб (рис. 1, б) установлена в производственном цехе Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси.

На рис. 5 представлены результаты светотехнического моделирования освещения производственного цеха. Размеры цеха 60×18 м. Высота подвеса светильников 9 м. В производственном цеху выполняются преимущественно сварочные и сборочные работы крупных металлоконструкций. Требуемый уровень освещенности в соответствии с ТКП составляет 300 лк.



Рис. 5. 3D-визуализация освещения производственного цеха.

Фотографии освещения цеха до и после его модернизации представлены на рис. 6. В рамках модернизации цехового освещения произведена замена 12 светильников на основе ламп накаливания мощностью 1000 Вт на 12 светодиодных светильников с теплоотводом на основе тепловых труб мощностью 200 Вт. Низкое энергопотребление и практически полное отсутствие эксплуатационных затрат обеспечивают быструю окупаемость инвестиций. Следует отметить, что уровень освещенности приведен в соответствие с действующими нормами, обеспечено высокое качество освещения, отсутствует эффект ослепления, отрицательные отзывы работников цеха не поступали.



Рис. 6. Фотографии цеха до (*a*) и после модернизации ( $\delta$ ) его системы электроосвещения.

Разработанный светильник занял первое место в номинации "Промышленные технологии и продукция машиностроения, приборостроения, металлургии, электротехнической, оптикомеханической, электронной промышленности" на 11-м международном конкурсе энергоэффективных и ресурсосберегающих технологий и оборудования, проходившем 20—23 мая 2014 г. в рамках Белорусского промышленного форума-2014.

#### Заключение

Разработан светодиодный промышленный светильник, отличающийся использованием инновационной системы отведения тепла, низким энергопотреблением и небольшими массой и габаритными размерами. Результаты эксплуатации опытной партии разработанных светодиодных светильников свидетельствуют о возможности их применения для внутреннего освещения производственных, промышленных помещений, складских комплексов и т. п.

## On application of heat pipes in design of LED lights

Y. V. Trofimov<sup>a</sup>, O. H. Penyazkov<sup>b</sup>, <u>S. I. Lishik<sup>a</sup></u>, P. P. Pershukevich<sup>a</sup>, L. L. Vasiliev<sup>b</sup>

 <sup>a</sup> Center of LED and optoelectronics technologies, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: sergey.lishik@gmail.com
 <sup>b</sup> Institute of Heat and Mass Transfer, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

The results of the applicability of the heat pipes as a heat sink for high-power LED lights designed for indoor lighting industrial facilities (shops, warehouses, sports complexes, etc.) are presented. Different designs of LED lights in terms of optimum thermal design, manufacturability, ease of manufacture and cost reduction are investigated. LED light with low power consumption, low weight and small dimensions are developed. The batch of developed LED lights is now undergoing a trial operation on the real object.

Keywords: LED light, heat pipe.

# Выращивание и структуры на основе монокристаллов твердых растворов (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub>

<u>И. В. Боднарь</u><sup>а</sup>, М. А. Новикова<sup>а</sup>, В. Ю. Рудь<sup>б</sup>, Ю. В. Рудь<sup>в</sup>

<sup>а</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь, e-mail: chemzav@bsuir.by <sup>б</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

<sup>6</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской АН,

Санкт-Петербург, Россия

Исследованы стационарные вольт-амперные характеристики структур, созданных на основе выращенных монокристаллов твердых растворов  $(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$ .

Ключевые слова: выращивание монокристаллов, твердые растворы, вольт-амперная характеристика.

#### Введение

Соединение In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, которое образуется на разрезе In-S, относится к дефектным полупроводникам типа  $A_2^{II}B_3^{VI}$ , может существовать в нескольких структурных модификациях, является широкозонным полупроводником и в последнее время к нему привлечено внимание исследователей как к материалу "окна" в тонкопленочных фотовольтаических приборах с целью замещения CdS, что связано с его токсичностью.

Соединение FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> относится к магнитным полупроводникам  $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$  (где  $A^{II}$  — Mn, Fe, Ni, Co;  $B^{III}$  — Al, Ga, In;  $C^{VI}$  — S, Se, Te), интерес к которым постоянно возрастает. Указанное соединение является перспективным материалом для создания приборов различного назначения: модуляторов света, диодов Шоттки, переключателей, лазеров, управляемых магнитным полем и других устройств [1—7]. Хотя свойства соединений In<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> достаточно изучены, твердые растворы на их основе до настоящего времени практически не исследовались. В данной работе выращены кристаллы твердых растворов (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub> и исследованы их свойства.

#### 1. Методика эксперимента

Предварительно твердые растворы (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub> (0 < x < 1) получены двухтемпературным методом из элементарных компонентов полупроводниковой степени чистоты. Полученные слитки двухтемпературным методом измельчали и перегружали в двойные кварцевые ампулы. Внутренняя ампула заканчивалась цилиндрическим капилляром, который обеспечивал формирование монокристаллической затравки. После вакуумирования внутренней ампулы до остаточного давления ~10<sup>-3</sup> Па ее помещали во вторую ампулу, которую также вакуумировали. К наружной ампуле снизу приваривали кварцевый стержень, служивший держателем. Подготовленную ампулу помещали в вертикальную однозонную печь с заданным градиентом температуры, в которой проводили выращивание монокристаллов.

Температуру в печи повышали со скоростью ~100 К/ч до 1380—1420 К и для гомогенизации расплава выдерживали при этой температуре в течение 2 ч, после чего проводили направленную кристаллизацию расплава, понижая температуру печи со скоростью ~2—3 К/ч до полного затвердевания расплава. Для гомогенизации полученных слитков их отжигали при ~1020 К в течение 250 ч. Выращенные в таких условиях монокристаллы имели диаметр ~1620 мм и длину ~40 мм, были однородными и гомогенными, что установлено методами микрорентгеноспектрального и рентгеновского анализов.

Состав выращенных твердых растворов (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub> определен с помощью микрорентгеноспектрального анализа, гомогенность монокристаллов (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub> — рентгеновским методом. Угловые положения линий на дифрактограммах регистрировали на аппарате ДРОН-3М в CuK<sub>a</sub>-излучении с графитовым монохроматором. Для создания фоточувствительных структур из выращенных монокристаллов вырезали плоскопараллельные пластинки размерами 0.1×5.0×5.0 мм, которые механически шлифовали и полировали. Структуры получали вакуумным термическим напылением металлического индия (толщина слоя 1—2 мкм) на поверхность кристаллов. Омический контакт создавался химическим осаждением меди из водного раствора CuSO<sub>4</sub>.

#### 2. Результаты и их обсуждение

Результаты микрозондовых рентгеноспектральных измерений показывают, что содержание компонентов в выращенных монокристаллах удовлетворительно согласуется с заданным составом в исходной шихте. Согласно рентгеновским исследованиям, на дифрактограммах как соединений  $In_2S_3$ ,  $FeIn_2S_4$ , так и твердых растворов на их основе присутствуют индексы отражений, характерные для кубической структуры шпинели. Разрешение высокоугловых линий на указанных дифрактограммах свидетельствует о равновесности соединений и гомогенности твердых растворов.



Рис. 1. Концентрационная зависимость параметра элементарной ячейки a для твердых растворов·(FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub>



Рис. 2. Спектры относительной квантовой эффективности фотопреобразования поверхностно-барьерных структур на основе твердых растворов  $(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$  при 300 К; x = 0.8 (1), 0.6 (2) и 0.4 мол. % (3)

Методом наименьших квадратов рассчитаны параметры элементарной ячейки  $a = 10.612 \pm 0.005$  Å для соединения FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> и  $a = 10.772 \pm 0.005$  Å для In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Изменение параметра *a* с составом *x* осуществляется линейно в соответствии с законом Вегарда (рис. 1).

Исследование стационарных вольт-амперных характеристик структур, созданных на основе выращенных монокристаллов, показывает, что они обладают коэффициентом выпрямления  $K \approx 5$  при напряжениях смещения  $U \approx 5$  В (T = 300 K). Пропускное направление в этих структурах всегда реализуется при подаче положительной полярности внешнего смещения на подложку твердого раствора (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub>.

При освещении поверхностно-барьерных структур  $In/(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$  со стороны барьерного контакта возникает фотовольтаический эффект. Полученные результаты служат основанием для того, чтобы наблюдаемый фотовольтаический эффект приписать возникновению энергетического барьера на контакте металла (In) с монокристаллами твердых растворов (FeIn\_2S\_4)\_{1-x}(In\_2S\_3)\_x. Спектры относительной квантовой эффективности фотопреобразования  $\eta(\hbar\omega)$  для поверхностно-барьерных структур In/(FeIn\_2S\_4)\_{1-x}(In\_2S\_3)\_x представлены на рис. 2. Видно, что созданные структуры проявляют фоточувствительность в широком спектральном диапазоне 1—3.5 эВ.

#### Заключение

Результаты исследования поверхностно-барьерных структур на основе твердых растворов (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub> показали, что созданные структуры обладают коэффициентом выпрямления  $K \cong 5$  при напряжениях смещения  $U \cong 5$  В при T = 300 К. Установлено, что при освеще-

нии структур  $In/(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$  со стороны барьеров спектры фоточувствительности широкополосные и обеспечивают фоторегистрацию в диапазоне 1—3.7 эВ при 300 К. Созданные структуры могут использоваться в качестве широкополосных фотопреобразователей оптических излучений.

#### Литература

- K. Ramanathan, M. A. Contreras, C. L. Parkins et al. *Properties of 19.2% efficiency ZnO/CdS/CuInGaSe<sub>2</sub> thin-film solar cells*. Progr. Photovolt. Res. Appl. 2003. V. 11. N 4. P. 225–230.
- T. T. John, C. S. Kartha, K. P Vijayakawa et al. *Modification in cell structure for better performance of spray pyrolysed CuInS*<sub>2</sub>/*In*<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Appl. Phys. A. Mater. Sci. Processing. 2006. V. 82. P. 703—707.
- B.Asenjo, A. M. Chaparro, M. T. Gutierrez, J. Herrero et al. *Influence of In<sub>2</sub>S<sub>3</sub> film properties on the behavior of CuInS<sub>2</sub>/In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>/ZnO type solar cells.* Sol. Energ. Mater. Sol. Cells. 2005. V. 480-481. P. 151–156.
- 4. И. В. Боднарь, В. Ф. Гременок. *Выращивание, структура и свойства монокристаллов In*<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Неорг. матер. 2008. Т. 44. № 4. С. 1—5.
- 5. R. J. Hill, J. R. Craig, G. V. Gibbs. *Cation ordering in the tetrahedral sites of the thiospinel FeIn*<sub>2</sub>S<sub>4</sub>. J. Phys. Chem. Sol. 1978. V. 39, N 10. P. 1105–1111.
- 6. И. В. Боднарь, В. Ю. Рудь, Ю. В. Рудь. Фоточувствительные структуры на монокристаллах MnIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>: создание и свойства. ФТП. 2009. Т. 43. № 11. С. 1549—1552.
- И. В. Боднарь, С. А. Павлюковец, В. Ю. Рудь, Ю. В. Рудь. Выращивание монокристаллов FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> и создание фоточувствительных структур на их основе. ФТП. 2009. Т. 43. № 11. С. 1553—1556.

## Growth and Structures Based on the Single Crystals of Solid Solutions (FeIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub>(In<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>x</sub>

I. V. Bodnar<sup>a</sup>, M. A. Novikova<sup>a</sup>, V. U. Rud<sup>b</sup>, U. V. Rud<sup>c</sup>

 <sup>a</sup> Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus; e-mail: chemzav@bsuir.by
 <sup>b</sup> Saint-Petersburg polytechnic University, Russia
 <sup>c</sup> I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg, Russia

We present the results of growing crystals of solid solutions  $(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$  and study stationary current-voltage characteristics of the structures based on the single crystals.

Keywords: growing single crystals, solid solutions, stationary current-voltage characteristics.

#### Инфракрасные спектры отражения монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>

И. В. Боднарь<sup>а</sup>, <u>С. А. Павлюковец</u><sup>а</sup>, Г. Ф. Смирнова<sup>а</sup>, А. Г. Кароза<sup>б</sup>, Т. В. Смирнова<sup>в</sup>

<sup>а</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь; e-mail: s.pauliukavets@bsuir.by <sup>6</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь <sup>8</sup> Международный государственный экологический университет им. А. Д. Сахарова, Минск, Беларусь

Исследованы ИК спектры отражения монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> в поляризациях E||c и  $E \perp c$ . Определены частоты продольных и поперечных фононов, коэффициенты затухания, высокочастотная и статистическая диэлектрические постоянные. Рассчитаны эффективные заряды.

Ключевые слова: монокристаллы, дисперсионный анализ Крамерса—Кронига, диэлектрические постоянные, эффективный ионный заряд, заряды Борна и Сигети.

#### Введение

Интенсивное развитие современной техники, в частности электроники и нелинейной оптики, требует поиска и исследования функциональных материалов с новыми и улучшенными свойствами. Среди них особое положение занимает соединение FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>, относящееся к полупроводникам типа  $A^{II}B_2^{III}X_4^{VI}$  (где A = Fe, Mn, Ni, Co; B = Ga, In; X = S, Se, Te). Необычное сочетание явлений электронно- или оптически управляемого магнетизма делает эти кристаллы перспективными объектами как для научных исследований в области физики твердого тела, так и для разнообразных практических приложений, например, в лазерах, модуляторах света, фотодетекторах и других устройствах, управляемых магнитным полем [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты исследования колебательных спектров отражения монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> в области ИК излучения.

#### 1. Методика эксперимента

Монокристаллы FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> выращивали направленной кристаллизацией расплава в вертикальной печи по методике [3]. Они имели диаметр ~14 мм и длину ~40 мм, были гомогенными и однородными.

Спектры ИК отражения измеряли на фурье-спектрометре FIR-30 в области частот 550— 50 см<sup>-1</sup> при комнатной температуре со спектральной шириной щели 2 см<sup>-1</sup>. Образцами служили плоскопараллельные пластины размерами  $1.5 \times 2.5$  см, вырезанные из монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Полупроводник FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> является изоэлектронным аналогом трехпакетного политипа ZnIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub>-(IIIa), где атомы Fe<sup>2+</sup> занимают тетраэдрические позиции, тогда как одна половина атомов In<sup>3+</sup> занимает тетраэдрические (In<sub>t</sub>) позиции, а другая — октаэдрические (In<sub>o</sub>).

Согласно теоретико-групповому анализу [4], в центре зоны Бриллюэна существуют две акустические и 12 оптических мод следующих симметрий:

$$\Gamma_{\rm opt} = 7A_1 + 7E. \tag{1}$$

С использованием правил отбора установлено, что в симметриях  $A_1$  и E по одной моде акустической, а остальные ( $6A_1 + 6E$ ) оптические. Все зарегистрированные колебательные моды являются активными как в ИК, так и в спектрах КР.

#### 2. Результаты и их обсуждение

ИК спектры отражения монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> в поляризациях E||c и  $E\perp c$  представлены на рис. 1. В исследуемой области частот на спектрах отражения в поляризации E||c обнаружено три колебательные моды (60, 182 и 193 см<sup>-1</sup>), а в поляризации  $E\perp c$  — шесть колебательных мод (58, 69, 78, 181, 193 и 204 см<sup>-1</sup>).



Рис. 1. ИК спектры отражения монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> в поляризациях E || c (a) и E $\perp c (b)$ .

Обработка спектров, расчет оптических констант и параметров осцилляторов проведены методом последовательного дисперсионного анализа Крамерса—Кронига (ДА-К-К) [5], который обладает меньшими систематическими погрешностями, чем метод дисперсионного анализа (ДА) и метод Крамерса—Кронига (К-К) в отдельности. В методе ДА-К-К анализ К-К применяется не к самой функции  $R(\omega)$ , а к функции, значения которой за пределами экспериментального интервала близки к нулю. Такая функция получается после обработки спектров отражения методом ДА, в котором для диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega)$  используется выражение:

$$\varepsilon^*(\omega) = \frac{\varepsilon_{\infty} \prod (\omega_{LO,n}^2 - \omega^2 + i\omega g_{LO,n})}{\omega_{TO,n}^2 - \omega^2 + i\omega g_{TO,n}}.$$
(2)

Первоначально оценки параметров ТО- и LO-мод сделаны по спектрам отражения. Частоты колебательных мод определяли по точкам перегибов на склонах максимумов, а фактор затухания — по полуширине линий. Затем эти параметры автоматически варьировались в программе ДА-К-К анализа до наилучшего соответствия расчетного и экспериментального спектров отражения.

С помощью этого метода из ИК спектров отражения определены частоты продольных  $\omega_{\text{LO}}$  и поперечных  $\omega_{\text{TO}}$  фононов, коэффициенты затухания  $g_n$ , а также  $\varepsilon_{\infty}$ . Сила осциллятора  $S_n$  рассчитана из выражения:

$$S_n = \frac{\varepsilon_{\infty}}{4\pi} \left( \frac{\omega_{LO,n}^2}{\omega_{TO,n}^2} - 1 \right), \tag{3}$$

Высокочастотная  $\varepsilon_{\infty}$  и статическая  $\varepsilon_0$  диэлектрические проницаемости связаны между собой соотношением:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_\infty + \sum_n 4\pi S_n. \tag{4}$$

Результаты расчетов приведены в табл. 1.

N⁰	]	Поляризация	$E \parallel c$		N⁰	Поляризация $E \bot c$			
моды	$\omega_{\rm LO},  {\rm cm}^{-1}$	$\omega_{\rm TO},  {\rm cm}^{-1}$	$g_n$	$S_n$	моды	$\omega_{\rm LO},  {\rm cm}^{-1}$	$g_n$	$S_n$	
1	198	188	5	0.09	1	212	198	7	0.012
2	188	175	6.5	0.013	2	198	188	5	0.09
3	62	58	2	0.012	3	188	176	6	0.012
					4	80	76	2	0.009
					5	70	67	1.5	0.008
					6	61	55	3	0.02

Таблица 1. Оптические параметры монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>.

С использованием результатов расчетов ИК спектров отражения определены эффективные заряды, характеризующие диэлектрические свойства FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Эффективный ионный заряд в трехкомпонентном кристалле [6] вычислен с помощью соотношения:

$$\varepsilon_{\infty} - 1 = 2/(x^2 + x) \tag{5}$$

где  $x = e_s^* / Z_{eff} e$  — эффективный ионный заряд.

Согласно микроскопической теории колебаний кристаллической решетки [7], эффективный заряд Сигети:

$$\frac{e_S^*}{Ze} = \frac{3\sqrt{\varepsilon_\infty}}{\varepsilon_\infty + 2},\tag{6}$$

Согласно динамической теории кристаллических решеток [8], расщепление между LO- и TO-частотами дипольно-активных колебаний решетки в кристаллах полярных полупроводников определяется вкладом дальнодействующих дипольных сил (внутреннего поля) и выражается через высокочастотную (электронную) диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{\infty}$  и макроскопический заряд Борна, имеющий следующий вид:

$$\frac{e_B^*}{Ze} = \frac{\varepsilon_\infty + 2}{3} \frac{e_S^*}{Ze},\tag{7}$$

Высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости, эффективные ионные заряды, заряды Борна и Сигети, которые рассчитаны по формулам (4)—(7), представлены в табл. 2. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в ИК спектрах отражения выращенных монокристаллов выявлены все колебательные моды, которые вносят основной вклад в  $\varepsilon_{\infty}$ , а также определены эффективные заряды, которые отражают специфические особенности кристаллической структуры выращенных монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>.

		-			~ ~	-	<u>^</u>
Поляризация излучения	$\epsilon_{\infty}$	ε <sub>0</sub>	$e_{\rm S}^{*}/Z_{\rm eff}e$	$e_{\rm S}^*/Ze$	$e_{\rm B}^{*}/Ze$	$\epsilon_0/\epsilon_\infty$	Соотношение Лиддена—Сакса—Теллера
E  c	10.7	12.1	0.68	0.77	2 26	1.13	$\prod_{n=1}^{3} \left( \omega_{LO}^2 / \omega_{TO}^2 \right) = 1.13$
$E \bot c$		12.6	0.08	0.68 0.77 - 3.20	- 3.20	1.18	$\prod_{n=1}^{6} \left( \omega_{LO}^2 / \omega_{TO}^2 \right) = 1.13$

Таблица 2. Диэлектрические постоянные и эффективные заряды монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>.

#### Заключение

При исследовании спектров отражения в поляризациях E||c и  $E\perp c$  для выращенных монокристаллов FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> получены все ожидаемые колебательные моды и новая информация о параметрах фононов.

#### Литература

- 1. S. Reil, H. Haeuseler. *Materials with Layered Structures X: Subsolidus Phase Diagram of the system FeIn*<sub>2</sub>S<sub>4</sub>–*FeIn*<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. J. Alloys Compounds. 1998. V. 270, N 1. P. 83–87.
- 2. Т. И. Конешова. Политермический неквазибинарный разрез InSe–FeSe<sub>2</sub> в системе In–Fe–Se. ЖНХ. 2004. Т. 49, № 5. С. 852—854.
- 3. И. В. Боднарь, И. А. Викторов, С. А. Павлюковец. Выращивание, структура и анизотропия теплового расширения монокристаллов соединения FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Неорг. матер. 2010. Т. 46, № 6. С. 681—685.
- 4. H. Herrmann. *Infrared studies of the layered compound ZnIn*<sub>2</sub>S<sub>4</sub>. Phys. Status Soludi, B. 1977. V. 82, N 2. P. 513—521.
- 5. Методика расчета оптических характеристик из спектров ИК отражения монокристаллов, под ред. В. М. Бурлакова и др. Троицк, 1985.
- 6. K. Wakamura. *Vibrational spectra and effective charges in some spinels*. Jpn. J. Appl. Phys. 1980. V. 19, suppl. 19-3. P. 249–254.
- 7. Колебательные спектры и симметрия кристаллов, под ред. А. Пуле, Ж.-П. Матье. М., 1973.
- 8. Динамическая теория кристаллических решеток. под ред. М. Борн, Х. Кунь. М., 1958.

## Infrared Reflection Spectra of FeIn<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> Single Crystals

I. V. Bodnar<sup>a</sup>, <u>S. A. Pauliukavets<sup>a</sup></u>, G. F. Smirnova<sup>a</sup>, A. G. Karoza<sup>b</sup>, T. V. Smirnova<sup>c</sup>

 <sup>a</sup> Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus; e-mail: s.pauliukavets@bsuir.by
 <sup>b</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus
 <sup>c</sup> International Sakharov Environmental University, Minsk, Belarus

IR reflection spectra of the  $FeIn_2Se_4$  single crystals are investigated at range of 550—50 cm<sup>-1</sup>. Parameters of phonons and dielectric constants are defined. Effective charges are calculated.

**Keywords:** single crystals, analysis of variance of the Kramers—Kronig relations, dielectric constant, effective ion charge, charges Born and Szigeti.

## Комбинированный референсный источник излучения для калибровки люксметров

Д. В. Скумс<sup>а</sup>, А. В. Данильчик<sup>6</sup>, В. А. Ждановский<sup>6</sup>, А. В. Крейдич<sup>6</sup>, Е. В. Луценко<sup>6</sup>, <u>С. В. Никоненко<sup>6</sup></u>

<sup>a</sup> Белорусский государственный институт метрологии, Минск, Беларусь, e-mail: optic@belgim.by <sup>6</sup> Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

Представлен комбинированный референсный источник излучения на основе малогабаритных кварцево-галогенных ламп и светодиодов, предназначенный для калибровки люксметров, созданный совместно Белорусским государственным институтом метрологии и Институтом физики НАН Беларуси.

Ключевые слова: фотометрия, калибровка, освещенность, источник излучения.

#### Введение

Одна из основных задач определения эксплуатационных характеристик светотехнических изделий — измерение создаваемой ими освещенности. Это обусловлено тем, что, согласно техническим нормативным правовым актам, освещенность подлежит обязательному контролю [1—4]. В соответствии с процедурой, установленной Международной комиссией по освещению (СІЕ), фотометры, фотометрические головки (ФГ) и люксметры калибруются по чувствительности к освещенности в амперах на люкс, в вольтах на люкс или в делениях шкалы на люкс [4]. Согласно [4], измерения должны выполнятся на фотометрической скамье с использованием в качестве источника излучения светоизмерительных ламп силы света, которые соответствуют стандартному источнику излучения СІЕ А, при коррелированной цветовой температуре  $T_{cp}$ =2856 К.

Рекомендации [4] были разработаны в начале 80-х гг., когда основным источником освещения являлись лампы накаливания, имеющие относительной спектральное распределение мощности излучения (ОСРМИ), близкое к стандартному источнику излучения СІЕ А. В последнее время доля ламп накаливания среди всех источников освещения существенно снизилась, а в ряде стран их использование для освещения общественных мест запрещено. Вместо ламп накаливания сейчас применяют компактные энергосберегающие люминесцентные лампы и светодиоды (СИД) белого свечения, причем их доля в общем числе используемых источников излучения неуклонно возрастает.

ОСРМИ СИД белого свечения значительно отличается от ОСРМИ ламп накаливания. В ряде теоретических исследований показано, что вследствие этого спектрального рассогласования ошибка измерения освещенности может увеличиться [5-7]. Так как основной объем измерений освещенности проводится на рабочих местах, в жилых и производственных помещениях с помощью наиболее распространенных в Беларуси типов люксметров: ТКА-ПКМ, ТКА-ЛЮКС (Россия) и фотометр-яркомер ТЭС 0693 (Украина), мы провели исследование с целью определить значимость влияния спектрального рассогласования на измерение освещенности, создаваемой светотехническими изделиями на основе СИД белого свечения и лампами накаливания [8—10]. Установлено, что при переходе от освещения лампой накаливания к СИДисточникам погрешность измерения освещенности действительно в ряде случаев возрастает. Однако относительная погрешность измерения освещенности с помощью упомянутых люксметров увеличивается не более чем на 4 % при нормированных производителями значениях 6-10 % [8—10]. Полученные результаты позволяют утверждать, что необходимость в массовом обновлении парка люксметров, эксплуатируемых в Беларуси, отсутствует. Поскольку погрешность измерения освещенности при измерении СИД-источников может превышать нормированное производителем значение, при внесении в Реестр средств измерения, допущенных к применению в области законодательной метрологии, целесообразно указывать погрешность измерения отдельно для ламп накаливания и СИД.

С учетом того что эксплуатируемая в настоящее время в БелГИМ установка для поверки люксметров УПФ морально и физически устарела создан автоматизированный комплекс для поверки люксметров, фотометров и ФГ. Для этого комплекса совместно Белорусским государственным институтом метрологии и Институтом физики НАН Беларуси разработан комбинированный референсный источник излучения (КРИИ) на основе малогабаритных кварцевогалогенных ламп и СИД белого свечения.

#### Комбинированный референсный источник излучения

Обычно в фотометрической практике для испытаний люксметров, фотометров и ФГ применяют в качестве референсного источника диффузный источник излучения в виде интегрирующей сферы (ИС), который представляет собой усеченную сферу Ульбрихта с внутренней поверхностью, окрашенной неселективной белой матовой краской, с источниками излучения, установленными снаружи. Подобные ИС применяются при измерении светового потока. В последние годы появились работы по развитию теории ИС для измерения оптического излучения, в которых предлагается заменить ИС для измерения светового потока полушаром, так как в этом случае можно получить следующие преимущества [11]: меньший занимаемый объем; меньшую площадь деградирующего покрытия; отсутствует необходимость применения экранов; упрощается процедура контроля состояния отражающей внутренней поверхности. Сравнение результатов измерений световых потоков различных ламп, полученных с помощью фотометрического полушара и ИС, демонстрирует их близость [11]. Очевидно, что указанные преимущества имеют место и при использовании фотометрического полушара в качестве референсного источника излучения.

На рис. 1 представлена схема конструкции созданного КРИИ, который состоит из полушара и отражателя. Внутренняя поверхность источника покрыта сульфатом бария. Отношение диаметра полусферы к диаметру выходной апертуры 5/1. Конструкция КРИИ включает в себя ламповые и светодиодные излучатели. В качестве светодиодных источников излучения используются 16 СИД: Lumileds Luxeon S1000 LXS8-PW27 (8 шт), а также Luxeon S1000 LXS9-PW30 (8 шт). Эти СИД имеют  $T_{cp}$  в переделах 2725—2795 и 3045—3129 К. Температуры  $T_{cp}$  выбраны с целью получения среднего значения ~2900 К. СИД установлены внутри полусферы равномерно вокруг выходного отверстия и симметрично относительно оптической оси КРИИ на монтажной плате 4. Для обеспечения необходимых условий охлаждения СИД используются радиаторы охлаждения 3 и 14 производства фирмы Fischer Elektronik LA 9/200 230V, установленные снаружи источника. В конструкции применяется специальное защитное кольцо, служащее для экранирования элементов СИД и контактных проводов с целью не допустить влияния данных объектов на рассеяние излучения внутри полусферического источника излучения и, соответственно, на выходящий из источника поток излучения. В кольце имеются отверстия для линз СИД и для винтов, служащих для его соединения с монтажной платой.

В качестве источников света в ламповом блоке КРИИ используются четыре малогабаритные кварцево-галогенные лампы HLX64640 *10* с номинальной электрической мощностью 150 Вт. Лампы установлены таким образом, чтобы их колбы находились внутри КРИИ, и располагаются симметрично относительно оптической оси блока КРИИ. Охлаждение ламп осуществляется с помощью как радиаторов охлаждения, так и дополнительно установленных снаружи вентиляторов. Для питания кварцево-галогенных ламп и СИД следует применять источники питания типа Aghilent 6576 и ВК Precision X195 соответственно. Питание охладителей осуществляется от обычной сети. Контроль тока и напряжения кварцево-галогенных ламп и СИД осуществляется двумя мультиметрами Aghilent 3440.

При проведении исследований основных технических и метрологических характеристик созданного КРИИ установлено, что в пределах пятна освещенности, создаваемого источником на расстоянии 0.5 м от него диаметром 95 мм, КРИИ обеспечивает среднее значение освещенности не менее 500 лк от светодиодов блока и не менее 1000 лк от ламп; неравномерность распределения освещенности не превышает 2.3 %; значение коррелированной цветовой температуры излучения используемых источников излучения составляет 2856 ± 200 K; неравномерность ность



Рис. 1. Устройство КРИИ: 1 — оптическая ось КРИИ; 2 — тубус; 3, 14 — радиаторы охлаждения; 4 — монтажная плата КРИИ; 5, 8, 11, 13 — винты; 6,12 — стойки; 7 — кольцо; 9 — полусфера; 10 — источники излучения.

распределения коррелированной цветовой температуры не превышает  $\pm 10$  К при фиксированных характеристиках питания ламп и СИД. По результатам испытаний КРИИ показал высокую стабильность и воспроизводимость освещенности. Дрейф создаваемой КРИИ освещенности в течение 3 ч не превысил  $\pm 0.25$  %.

#### Заключение

Создан комбинированный референсный источник излучения на основе малогабаритных кварцево-галогенных ламп и СИД белого свечения, предназначенный для калибровки люксметров. Источник может применяться при калибровке многоэлементных приемников типа ПЗС или приборов, изготовленных на их основе.

#### Литература

- 1. ТКП 45-2.04-153-2009 (02250) Естественное и искусственное освещение. Строительные нормы проектирования.
- 2. ГОСТ ИСО 8995-2002. Освещение рабочих систем внутри помещений.
- 3. ГОСТ 32.120-98. Нормы искусственного освещения объектов железнодорожного транспорта.
- 4. CIE. Publ.№ 53. Methods of Characterizing the Performance of Radiometers and Photometers. Vienna, CIE Central Bureau, 1982. 35 p.
- 5. К. Гомбош. Освещение светодиодами как проблема фотометрии и колориметрии. Светотехника. 2009. № 2. С. 11—19.
- 6. С. Никифоров. *Трудная задача измерения параметров света от светодиодов. Вопросы фотометрии и радиометрии*. Полупроводниковая светотехника. 2010. № 1. С. 36—40.
- 7. С. В. Никоненко. Влияние спектральной чувствительности фотометров на измерение силы света белых светодиодов. Наукові праці VII Міжнар. наук.-тех. конф. "Метрологія та вимірювальна техніка (МЕТРОЛОГІЯ-2010)". Харьків, 12-14 жовтня 2010. Інститут метрологіі. Харьків, 2010. Т. 2. С. 19—22.
- Д. В. Скумс, О. Б. Тарасова, А. А. Липлянин, С. В. Никоненко. Измерение освещенности, создаваемой светодиодами и источниками на их основе. Материалы VIII Междунар. науч.техн. конф. "метрология и измерительная техника (метрология-2012)", Харьков, 9—11 октября 2012 г. Институт метрологии. [Электронный ресурс]. Электрон. текстовые дан. и прогр. (45,7 Мб). Харьков, 2012. 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). С. 355—357.
- 9. Д. В. Скумс и др. Источники погрешностей освещенности создаваемой светодиодами. Материалы 5-й Междунар. науч.-техн. конф. "Приборостроение-2012". Минск. 21—23 ноября 2012 г. БНТУ. 2012. С. 219—220.
- Д. В. Скумс, О. Б. Тарасова, А. А. Липлянин, С. В. Никоненко. Погрешности измерения освещенности создаваемой светодиодами. Тез. докл. XIX науч.-тех. конф. "Фотометрия и ее метрологическое обеспечение", Москва, 16—19 апреля 2013 г. Логос. 2013. С. 38—40.
- K. Ohkubo. Integrating sphere theory for measuring optical radiation. J. Light Vis. & Env. 2010. V. 32. P. 57—68.

12. CIE 127:2007 Technical report CIE. Measurement of LEDs. 2<sup>nd</sup> ed. Vienna, CIE Central Bureau, 2007.

### **Combined Reference Radiation Source for Luxmeters Calibration**

D. V. Skums<sup>a</sup>, A. V. Danilchyk<sup>b</sup>, V. A. Zhdanovskii<sup>b</sup>, A. V. Kreidzich<sup>b</sup>, E. V. Lutsenko<sup>b</sup>, <u>S. V. Nika</u>nenka<sup>a</sup>

 <sup>a</sup> National Metrological Institute of the Republic of Belarus (BelGIM), Minsk, Belarus; e-mail: optic@belgim.by
 <sup>b</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus. e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

The combined reference radiation source for luxmeters calibration, on the basis of small quartz-halogen lamps and LEDs, which created jointly the Belarusian State Institute of Metrology and the Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, is presented.

Keywords: photometry, calibration, irradiance, radiation source.

#### Распространение потока носителей заряда через границу слоев

#### М. Б. Керими

Центр технологий АН Туркменистана, Ашхабад, Туркменистан;

#### e-mail: mb2krmi@yahoo.com

В случае мелкого микрорельефа и мелких, плотно расположенных наномасштабных неоднородностей на границах слоя плоскопараллельной твердотельной структуры в приближении времени релаксации в общем виде получено решение кинетического уравнения с интегральными граничными условиями для дифференциальных потоков носителей заряда. Показана нелинейная зависимость потоков от вероятностей их рассеяния на границах и взаимное влияние слоев на их свойства, особенно непосредственно вблизи границ. Получено выражение для потерь плотности потока на границе двуслойной структуры в рамках кинетической теории.

Ключевые слова: дифференциальные потоки, граница слоя, рассеяние, функция распределения.

#### Введение

Современные твердотельные структуры, используемые в электронике, часто имеют плоскопараллельное строение и состоят из нескольких слоев, в том числе достаточно тонких. Исследования границ слоев твердотельных структур и поверхностей твердотельных материалов в последние годы показали, что в субмикронном и наномасштабе границы имеют сложное и очень разнообразное пространственное и энергетическое строение [1]. Неоднородности границы влияют на пространственное и энергетическое строение зон у границы, а также на строение приграничного потенциала. Указанные особенности строения зон и граничного потенциала влияют на функцию распределения носителей заряда вблизи границы, а также на потоки носителей заряда у границы и через границу. В настоящей работе в частном случае распределения неоднородностей у границы получено решение кинетического уравнения для плоскопараллельного слоя, а также согласованное решение в двуслойной структуре. Корректно определены потери интегральных потоков носителей заряда на границе.

#### Постановка задачи и ее решение для плоскопараллельного слоя

Рассмотрим твердотельную плоскопараллельную структуру, состоящую из слоев с характерными размерами микрорельефа и размерами неоднородных областей h, включая глубину проникновения неоднородностей электрического поля, по границам, намного меньшим длины свободного пробега носителей заряда  $l_e$ , достаточно плотно и равномерно распределенными вдоль границы. В этом случае толщина слоя  $d_i$  является статистически хорошо обусловленной величиной, когда  $d_i \ge l_e$ , и свойства поверхности или границы являются гомогенизированными в рамках кинетической теории. Сложное состояние границы, включая строение микрорельефа, в этом случае можно корректно учесть в свойствах плоской макрограницы через характерное рассеяние потока носителей заряда на ней.

У границы физические условия равновесия отличаются от условий в объеме слоя из-за различия в характере рассеяния потоков носителей заряда. В силу рассматриваемых небольшой глубины границы и ее гомогенности влияние этих "других физических условий" можно описать единым специфичным граничным рассеиванием дифференциальных потоков, от которого зависят доли отраженного R, выходящего T и "потерянного" S потоков носителей заряда на границе (очевидно R + T + S = 1). При этом влияние состояния такой границы в самом кинетическом уравнении можно не учитывать. Если рассматриваемый плоскопараллельный слой расположен внутри многослойной твердотельной структуры, то наряду с внутренним рассеянием всех дифференциальных потоков и суммированием вкладов от рассеяния в некоторый выделенный поток на обеих границах в нем необходимо учитывать еще и входящие через обе границы дифференциальные потоки с данным некоторым волновым вектором k (см. рис. 1).



Рис. 1. Слой структуры и рассеяние потоков на его границах.

В силу этого в общем виде при равновесии и небольших отличиях от него граничные условия к кинетическому уравнению в твердотельном слое со сферически симметричной зависимостью  $\varepsilon(\mathbf{k})$  имеют вид:

$$q^{+}(k,\Omega,a)\mu = q_{a}^{+}(k,\Omega)\mu + \int_{V_{B}^{-}} P_{a}^{-}(k,\Omega,k_{*},\Omega_{*})q^{-}(k_{*},\Omega_{*},a)\mu_{*}k_{*}^{2}dk_{*}d\Omega_{*}, \qquad (1)$$

$$q^{-}(k,\Omega,b)\mu = q_{b}^{-}(k,\Omega)\mu + \int_{V_{R}^{+}} P_{b}^{+}(k,\Omega,k_{*},\Omega_{*})q^{+}(k_{*},\Omega_{*},b)\mu_{*}k_{*}^{2}dk_{*}d\Omega_{*}$$
(2)

Здесь  $q^+(k,\Omega,a)$  — плотность дифференциального потока носителей заряда с волновым вектором **k**, распространяющегося от границы x = a в направлении  $\Omega(\theta, \varphi)$  в толщу слоя;  $\mu = |\cos \theta|$ ;  $d\Omega_* = = \sin\theta_* d\theta_* d\varphi_*$ ;  $q_a^+(k,\Omega) = q_a^+$  — плотность дифференциального потока носителей, вошедшего в слой через эту же границу. Вероятность  $P_a^-(\mathbf{k}, \mathbf{k}_*) = P_a^-(k,\Omega, k_*,\Omega_*)$  характеризует рассеяние дифференциального потока с волновым вектором **k** в дифференциальный поток с вектором **k** (отражения при  $k_x > 0$  и выхода потока за границу x = a при  $k_x < 0$ ). Все обозначения в граничном условии (2) у границы x = b и пояснения к ним аналогичны. Потоки в толще слоя направлены по соответствующим векторам **k**, если энергия  $\varepsilon(\mathbf{k})$  является симметричной функцией.

Области интегрирования  $V_B^+[[0,k_{\max}];\Omega_*^+]$  и  $V_B^-[[0,k_{\max}];\Omega_*^-]$  соответствуют негативной и позитивной частям ячейки Вигнера—Зейца. В случае проявления квантоворазмерных свойств [2] тонкого твердотельного слоя интегрирование в граничных условиях необходимо изменить в соответствии со строением зоны Бриллюэна. При рассматриваемых граничных условиях внутри тонкого слоя имеет смысл сохранить разбиение каждого потока [3] в виде разности  $q(k,\Omega,x) = q^+(k,\Omega^+,x) - q^-(k,\Omega^-,x)$ .

В рассматриваемых условиях допустимый набор скоростей v(k) в толще слоя вплоть до его границ не зависит от координат. Поэтому кинетическое уравнение в приближении времени релаксации для поправки  $f_1$  можно записать в виде

$$\cos\theta \frac{d}{dx}q_E(k,\Omega,x) + \frac{q_E(k,\Omega,x)}{l_k} = -\frac{eE_{ex}}{k_BT}\cos\theta q_0(k,\Omega,x)(1 - f_0(k,\Omega,x))$$
(3)

Здесь  $l_k = \mathbf{v}(\mathbf{k})\tau(\mathbf{k})$  — средняя длина пробега носителей заряда с симметричной зависимостью  $\tau(\mathbf{k}), E_{ex}$  — напряженность в слое от внешнего электрического поля;  $q_E(k,\Omega,x) = [2/(2\pi)^3]v(k,\Omega)f_1(k,\Omega,x), q_0(k,\Omega,x) = [2/(2\pi)^3]v(k,\Omega)f_0(k,\Omega,x)$  — плотности неравновесных и равновесных дифференциальных потоков носителей заряда с модулем волнового вектора k в малом телесном угле около  $\Omega(\theta, \varphi)$ .

Получено общее решение кинетического уравнения (3) с граничными условиями (1), (2) для дифференциальных потоков:

$$q^{+}(k,\Omega,x) = \left\{ C^{+}_{*}(k,\Omega) - \beta \int_{a}^{x} q^{+}_{0}(k,\Omega,s) [1 - f_{0}(k,\Omega,s)] \exp\left(\frac{s-a}{\mu l_{k}}\right) ds \right\} \exp\left(-\frac{x-a}{\mu l_{k}}\right)$$
(4)

$$q^{-}(k,\Omega,x) = \left\{ C^{-}_{*}(k,\Omega) + \beta \int_{x}^{b} q^{-}_{0}(k,\Omega,s) [1 - f_{0}(k,\Omega,s)] \exp\left(-\frac{s-b}{\mu l_{k}}\right) ds \right\} \exp\left(\frac{x-b}{\mu l_{k}}\right), \quad (5)$$

где  $\beta = eE_{ex}/k_{B}T$ , cm<sup>-1</sup>;  $\lambda = d/\mu l_{k}$ ;  $C^{+}(k,\Omega)$  и  $C^{-}(k,\Omega)$  — постоянные по *x* величины.

Линейность интегральных граничных условий (1) и (2) позволяет полностью определить решение задачи в операторном виде, например:

$$C_*^+ \mu = \frac{1}{1 - R_a^- e^{-\lambda} R_b^+ e^{-\lambda}} [(q_a^+ \mu + R_a^- e^{-\lambda} q_b^-) + (R_a^- e^{-\lambda} Q_0^- - R_a^- e^{-\lambda} R_b^+ e^{-\lambda} Q_0^+)].$$
(6)

Здесь дробные выражения следует рассматривать как степенную сумму операторов, действующих на плотности дифференциальных потоков в квадратных скобках,  $Q_0^+ = \beta \int_a^b q_0^+(k,\Omega,s) \times ds$ 

×[1 – 
$$f_0(k,\Omega,s)$$
]exp[ $(s-a)/\mu l_k$ ] $ds$ ,  $Q_0^- = \beta \int_a^b q_0^-(k,\Omega,s)[1 - f_0(k,\Omega,s)]$ exp[ $-(s-b)/\mu l_k$ ] $ds$ . Операторы рас-

сеяния дифференциальных потоков определяются интегралами типа 
$$R_b^+ e^{-\lambda} q_a^+ = \int_{V_B^+} P_b^+(k,\Omega,k_*,\Omega_*) q_a^+(k_*,\Omega_*) \times e^{-\lambda} \mu_* k_*^2 dk_* d\Omega.$$

Как видно из (4)—(6), для тонких слоев структуры все дифференциальные (и интегральные) потоки, в том числе выходящие из слоя, нелинейно зависят от вероятностей рассеяния потоков  $P_a^-(k,\Omega,k_*,\Omega_*)$  и  $P_b^+(k,\Omega,k_*,\Omega_*)$  на обеих границах. Коэффициенты  $C_*^+(k,\Omega)$  и  $C_-(k,\Omega)$ , которые равны потокам на границах, зависят как от внутренних, так и от внешних потоков. Таким образом, и равновесное, и неравновесное состояние в рассматриваемом слое зависит не только от свойств (характеристик и параметров) этого слоя, но и от свойств соседних слоев.

Интегральные плотности потоков носителей заряда определяется выражениями

$$Q^{+}(x) = \int_{V_{B}^{+}} q^{+}(k,\Omega,x)\mu k^{2}dkd\Omega, \qquad Q^{-}(x) = \int_{V_{B}^{-}} q^{-}(k,\Omega,x)\mu k^{2}dkd\Omega$$
(7)

Выходящий из некоторого рассматриваемого слоя (например, слоя 2) в первый слой дифференциальный поток имеет вид:

$$q_{1}^{-}(k,\Omega,a)\mu = T_{a}^{-}q_{2}^{-}(k_{*},\Omega_{*},a) = \int_{V_{B2}^{-}} P_{a}^{-}(k,\Omega,k_{*},\Omega_{*})q_{2}^{-}(k_{*},\Omega_{*},a)\mu_{*}k_{*}^{2}dk_{*}d\Omega_{*}$$
(8)

#### Решение задачи для плоскопараллельной двухслойной структуры

Общее решение задачи для всей твердотельной структуры должно быть согласованным по всем ее слоям как в равновесии, так и в его отсутствие, например при наличии приложенного к структуре внешнего напряжения. При согласовании решений константы  $C_*^+(k,\Omega)$  и  $C_*^-(k,\Omega)$  в каждом слое сложным образом зависят от распределения равновесных и неравновесных дифференциальных потоков во всех слоях структуры. Чем больше слоев в структуре, тем сложнее данные зависимости. Так, например, в двуслойной полупроводниковой структуре, границы слоев которой располагаются при x = a,  $x = b_1 = b_2 = b$  и x = c, распределение (проекций) плотности дифференциальных потоков по аргументам  $k,\Omega$  на смежной границе x = b задается выражениями:

$$q_{1}^{+}(k,\Omega,b_{1})\mu = [1/(1-\rho_{1}^{+})]G_{1}^{+}(k,\Omega)$$
(9)

$$\rho_1^+ = e^{-\lambda_1} \frac{1}{1 - R_a^- e^{-\lambda_1} R_{b1}^+ e^{-\lambda_1}} R_a^- e^{-\lambda_1} T_{b2}^- e^{-\lambda_2} \frac{1}{1 - R_c^+ e^{-\lambda_2} R_{b2}^- e^{-\lambda_2}} R_c^+ e^{-\lambda_2} T_{b1}^+ \tag{10}$$

$$G_{1}^{+}(k,\Omega)\mu = e^{-\lambda_{1}} \left\{ \frac{1}{1 - R_{a}^{-}e^{-\lambda_{1}}R_{b1}^{+}e^{-\lambda_{1}}} \left[ \mu q_{a}^{+} + W_{1}^{+} + R_{a}^{-}e^{-\lambda_{1}}T_{b2}^{-}e^{-\lambda_{2}} \left[ \frac{1}{1 - R_{c}^{+}e^{-\lambda_{2}}R_{b2}^{-}e^{-\lambda_{2}}} (\mu q_{c}^{-} - W_{2}^{-}) + Q_{02}^{-} \right] \right] - Q_{01}^{+} \right\} (11)$$

$$W_1^+ = R_a^- Q_{01}^- e^{-\lambda_1} - R_a^- e^{-\lambda_1} R_{b1}^+ Q_{01}^+ e^{-\lambda_1}, \quad W_1^- = R_{b1}^+ Q_{01}^+ e^{-\lambda_1} - R_{b1}^+ e^{-\lambda_1} R_a^- Q_{01}^- e^{-\lambda_1}, \tag{12}$$

а остальные обозначения прежние. Здесь уже явно видно, что плотности потоков (9) зависят от свойств обоих слоев и характеристик рассеяния на всех границах. Для толстых слоев любого типа, а также для тонких слоев диэлектриков эти зависимости намного упрощаются, хотя и в этом случае потоки в слоях зависят от свойств обоих слоев.

Учитывая известную функциональную зависимость между потоками (4)—(6) в слоях, по (9)—(12) можно корректно определить все падающие и отходящие от границ внутренние и внешние дифференциальные потоки носителей заряда, а также координатные зависимости внутренних потоков  $q^+(k,\Omega,x)$  и  $q^-(k,\Omega,x)$  в обоих слоях рассматриваемой структуры. В тонкой двуслойной структуре все потоки еще более сложным образом, чем в однослойном образце, нелинейно зависят от вероятностей рассеяния потоков на всех границах структуры.

Интегральная плотность отраженного и прошедшего границу  $x = b = b_2$  слоя 2 потоков носителей заряда задается выражениями:

$$R_{2i}^{-}q_{2}^{-} = \int_{0}^{\infty} k^{2} dk \int_{0}^{2\pi} \left( \int_{0}^{\infty} k_{*}^{2} dk_{*} \int_{2\pi}^{4\pi} P_{2a}^{-}(k,\Omega,k_{*},\Omega_{*})q_{2}^{-}(k_{*},\Omega_{*},b2)\mu_{*}d\Omega_{*} \right) \mu d\Omega,$$
(13)

$$T_{2i}^{-}q_{2}^{-} = \int_{0}^{\infty} k^{2} dk \int_{2\pi}^{4\pi} \left( \int_{0}^{\infty} k_{*}^{2} dk_{*} \int_{2\pi}^{4\pi} P_{2a}^{-}(k,\Omega,k_{*},\Omega_{*})q_{2}^{-}(k_{*},\Omega_{*},b2)\mu_{*} d\Omega_{*} \right) \mu d\Omega.$$
(14)

Видно, что отраженный и вышедший потоки явно и неявно через дифференциальные потоки носителей заряда зависят от состояния границ, которые характеризуется вероятностями рассеяния, а также набором характеристик и параметров двух слоев структуры.

Собирая все интегральные потоки на каждой стороне границы между слоями и учитывая, что плотность потока потерь носителей заряда на границе  $q_s(b)$  равна разности полных потоков в соседних слоях через границу, нетрудно получить феноменологическое выражение для плотности потока потерь:

$$q_s(b) = (1 - R_{b1}^+ - T_{b1}^+)q_1^+(b_1) - (1 - R_{b2}^- - T_{b2}^-)q_2^-(b_2).$$
(15)

Используя (15), легко получить выражение для потерь тока на границе в рамках кинетической теории, если все коэффициенты R и T считать интегральными операторами, которые действуют на дифференциальные потоки, падающие на границу по правилам (13) и (14). Эти падающие потоки должны быть найдены с учетом согласования решений по всем слоям структуры. В случае двуслойной структуры согласование решений осуществляется наиболее просто, и для толстых слоев конечные выражения имеют более краткую форму.

Заметим, что данные граничные условия и решение кинетического уравнения с ними являются основой для корректного определения токов термоэлектронной эмиссии из плоскопараллельного слоя как полупроводника, так и металла. Фактически они создают предпосылку развития корректной теории вольт-амперных характеристик *m-s*-структур, в том числе при наличии диэлектрического слоя, с учетом реального строения и состояния границ раздела сред. Они также необходимы для корректного описания переноса носителей заряда сквозь тонкие слои некоторых гетероструктур. При изучении распространения дифференциальных потоков носителей заряда в плоскопараллельном слое в рамках квантовой механики в приближении эффективной массы решение задачи имеет аналогичный вид.

#### Заключение

В общем виде получено решение кинетического уравнения в плоскопараллельном слое твердотельной структуры с интегральными граничными условиями для дифференциальных потоков носителей заряда в приближении времени релаксации. Указан характер микрорельефа и распределений нано масштабных неоднородностей на границах слоя, при которых сохраняется корректность развитого теоретического подхода. Показана нелинейная зависимость дифференциальных и интегральных потоков от вероятностей их рассеяния на границах, которая существенно проявляется в тонких слоях. Выполнено согласование решений кинетического уравнения для двуслойной структуры. Отмечено, что потоки носителей заряда в тонких слоях зависят от свойств соседних слоев. Получено выражение для потерь потока на границе двуслойной структуры в рамках кинетической теории. Полученные результаты могут быть использованы для корректной интерпретации различных экспериментов над плоскопараллельными твердотельными структурами и образцами, при исследовании их физических свойств и характеристик границы или поверхности.

#### Литература

- 1. В. Г. Божков, Н. А. Торхов, И. В. Ивонин, В. А. Новиков. Исследование свойств поверхности арсенида галлия методом сканирующей атомно-силовой спектроскопии. ФТП. 2008. Т. 42, № 5. С. 546—554.
- 2. Б. М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Москва, Наука. 1985.
- 3. М. Б. Керими. Границы твердотельных структур и рассеяние потоков. Материалы II междунар. конф. "Оптические и фотоэлектрические явления в полупроводниковых микрои наноструктурах". Узбекистан, Фергана. 2011. С. 218—221.

## Passage of Charge Carriers Flux through Border of Layers

#### M. B. Kerimi

#### Centre of Technologies, Turkmenistan Academy of Science, Ashgabat, Turkmenistan; e-mail: mb2krmi@yahoo.com

In case of a plane-parallel solid-state structure layer with a small micro-relief and small, densely located nanoscale Heterogeneity on borders in the relaxation time approach the kinetic equation with integrated boundary conditions for differential charge carriers flows solution is obtained in a general view. Nonlinear dependence of the flows on dispersion probabilities on the borders and mutual influence of properties in two-layer structure is shown, it is near to adjacent borders especially. The density flows losses expression on adjacent border of the two-layer structure in the kinetic theory frame is received.

Keywords: differential flows, layer boundary, dispersion, distribution function.

## Лазерный диод в режиме внешней оптической инжекции для генерации СВЧ-сигналов

<u>А. А. Афоненко<sup>a</sup></u>, С. А. Малышев<sup>b</sup>, А. Л. Чиж<sup>b</sup>

## <sup>а</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail:afonenko@bsu.by <sup>б</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

На основе динамической распределенной модели резонатора проведены расчеты спектральных характеристик лазерных диодов в режиме оптической инжекции. Показано, что в режиме неустойчивой синхронизации ширина СВЧ-спектра может быть меньше ширины исходного оптического спектра лазера в режиме свободной генерации. Вне области синхронизации может происходить существенное увеличение ширины СВЧ спектра по сравнению со случаем прямого фотодетектирования двух оптических частот.

**Ключевые слова:** лазерный диод, режим оптической инжекции, распределенная модель резонатора, динамика генерации, регулярные пульсации излучения.

#### Введение

Гетеродинирование двух оптических несущих от двух отдельных лазеров приводит к генерации СВЧ-сигнала с высоким уровнем фазового шума, поскольку их фазы не коррелированы. Уменьшение фазового шума достигается при генерации двух оптических несущих в одном лазере, так как при этом флуктуации большой части параметров лазера в процессе генерации приводят к синхронным изменениям фаз оптических несущих. Одновременная генерация оптических несущих наиболее просто реализуется в лазерах при внешней оптической инжекции. Характеристики режима оптической инжекции сильно зависят от выбранных параметров (частоты отстройки, тока накачки, мощности оптической инжекции), имеются литературные данные о ширине СВЧ-спектра от единиц до десятков мегагерц [1, 2]. В настоящей работе проведен анализ лазерного диода в режиме внешней оптической инжекции для генерации СВЧсигналов.

#### 1. Система базовых уравнений

Динамика генерации рассчитана с использованием распределенной модели резонатора лазерного диода с учетом распределенных источников квантового шума:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\upsilon_{g}\partial t} \end{pmatrix} A_{m}(x,t) = \frac{1-i\alpha}{2} (G(x,t) - G_{0}(x)) A_{m}(x,t) \pm \\ \pm \kappa_{b} \frac{B_{0}(x)}{A_{0}(x)} e^{-2ik_{b}x_{0}} \left[ B_{m}(x,t) - A_{m}(x,t) \right] + \frac{F_{a}(x,t)}{\upsilon_{g}A_{0}(x)}, \\ \left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\upsilon_{g}\partial t} \right) B_{m}(x,t) = -\frac{1-i\alpha}{2} (G(x,t) - G_{0}(x)) B_{m}(x,t) \pm \\ \pm \kappa_{b} \frac{A_{0}(x)}{B_{0}(x)} e^{2ik_{b}x_{0}} \left[ A_{m}(x,t) - B_{m}(x,t) \right] + \frac{F_{b}(x,t)}{\upsilon_{g}B_{0}(x)}, \end{cases}$$
(1)

$$dN(x,t)/dt = j/e - R(N) - \upsilon_g G(x,t)S(x,t) + F_N(x,t)$$
(3)

Здесь  $A_0(x)$ ,  $B_0(x)$  — стационарные амплитуды прямой и обратной волн в резонаторе;  $A_m(x,t)$   $B_m(x,t)$  — медленно-меняющиеся амплитуды; N(x,t) — концентрация носителей; S(x,t) — плотность фотонов; R(N) — скорость спонтанной рекомбинации; G(x,t) и  $G_0(x)$  — коэффициенты усиления в динамическом и стационарном режимах; j — плотность тока накачки;  $\alpha$  — параметр амплитудно-фазовой связи;  $\pm \kappa_b$  — коэффициент распределенной обратной связи в резонаторе;  $k_b$  — брэгговская постоянная;  $x_0$  — положение четвертьволнового сдвига в брэгговской решетки,  $\upsilon_g$  — групповая скорость света;  $F_a(x,t)$ ,  $F_b(x,t)$ ,  $F_N(x,t)$  — источники квантового шума. Граничные условия учитывают оптическую инжекцию с учетов флуктуаций амплитуды и фазы инжектируемого излучения.

#### 2. Результаты моделирования и их обсуждение

В качестве задающего и ведомого лазеров использованы одинаковые РОС-лазеры с просветленными зеркалами и длиной резонатора 300 мкм. Рассчитанные спектры лазера в режиме свободной генерации и неустойчивой синхронизации приведены на рис. 1.



Рис. 1. Оптические спектры лазера (разрешение 0.1 ГГц) в режиме свободной генерации (*a*) и неустойчивой синхронизации (*б*) при токе накачке 20 мА

При оптической инжекции можно выделить три основных режима генерации.

*Режим устойчивой синхронизации*, когда уровень возбуждения ведомого лазера ниже порогового и происходит усиление инжектируемого излучения. В этом случае амплитуда СВЧ сигнала мала и определяется резонансно усиленными флуктуациями.

*Режим неустойчивой синхронизации*, когда уровень возбуждения ведомого лазера ниже порогового, однако стационарное решение оказывается неустойчивым и происходит автомодуляция интенсивности излучения. Амплитуда автомодуляции может достигать 100 % и величина СВЧ сигнала велика.

*Режим отсутствия синхронизации*, когда уровень возбуждения ведомого лазера близок к пороговому, происходит генерация собственной моды и конкурирующее усиление инжектируемого излучения. Амплитуда СВЧ сигнала уменьшается с увеличением отстройки частоты внешнего излучения от частоты собственной моды.

Как видно на рис. 2, наименьшая ширина СВЧ спектра получается в области неустойчивой синхронизации, которая реализуется в режиме слабой оптической инжекции при положительных отстройках частоты задающего лазера от собственной частоты ведомого лазера (рис. 1, кривая *1*). Ширина СВЧ-спектра пульсаций может становиться меньше ширины оптического спектра ведомого лазера в режиме свободной генерации. Аналогично поведение фазового шума — он снижается в области неустойчивой синхронизации. При приближении к области устойчи-



Рис. 2. Зависимости частоты пульсаций излучения (*a*) и ширины СВЧ спектра (*б*) лазерного диода при инжекции внешнего излучения от частоты отстройки задающего лазера от собственной частоты ведомого лазера при мощности инжекции 0.1 (*I*), 1 (*2*) и 10 (*3*) мВт и токе ведомого лазера 20 мА; ширина линии генерации задающего лазера 0.8 МГц, ведомого лазера — 4 МГц

вой синхронизации фазовый и амплитудный шум могут существенно возрастать. Вне области синхронизации ширина СВЧ-спектра пульсаций интенсивности излучения определяется шириной оптического спектра ведомого лазера в режиме свободной генерации и шириной оптического спектра задающего лазера и составляет несколько МГц (рис. 2, кривые 2, 3). При этом ширина СВЧ-спектра пульсаций увеличивается при приближении к области устойчивой синхронизации.

Существенным недостатком для практического применения режима неустойчивой синхронизации является то, что такой режим существует только в ограниченном диапазоне токов накачки и мощностей оптической инжекции. Для уменьшения исходной оптической ширины линии ведомого лазера целесообразно увеличивать его ток накачки, а при больших токах накачки неустойчивый режим синхронизации становится устойчивым во всей полосе синхронизации и эффект сужения СВЧ спектра по сравнению с оптическим спектром пропадает. Поэтому для улучшения характеристик СВЧ генераторов на основе лазеров в режиме оптической инжекции имеет смысл в качестве ведомого лазера использовать структуры, изначально генерирующие пульсации излучения, например с насыщающимся поглотителем.

#### Заключение

Разработана распределенная динамическая модель лазерных диодов с учетом квантового шума. Проведены расчеты оптических и радиочастотных спектров излучения лазеров в режиме оптической инжекции. Сформулированы условия генерации СВЧ-сигналов с минимальной шириной спектра.

#### Литература

- Sz.-Ch. Chan, J.-M. Liu. *Tunable narrow-linewidth photonic microwave generation using* semiconductor laser dynamics. IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron. 2004. V. 10, N 5. P. 1025–1032.
- 2. X.-Q. Qi, J.-M. Liu. *Photonic microwave applications of the dynamics of semiconductor lasers*. IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron. 2011. V. 17, N 5. P. 1198–1211.

## The Laser Diode in External Optical Injection Regime for Generating Microwave Signals

A. A. Afonenko<sup>a</sup>, S. A. Malyshev<sup>b</sup>, A. L. Chizh<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: afonenko@bsu.by <sup>b</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: chizh@ieee.org

Numerical simulations of the spectral characteristics of the optically injected laser diode have been performed based on the dynamical distributed cavity model. It has been shown that in the unstable locking regime microwave spectrum width can be smaller than the width of the optical spectrum of the laser source in a freerunning regime. Outside the locking region a significant increase of the microwave spectrum width can occur in comparison to the case of direct photodetection two optical frequencies.

**Keywords:** laser diode, optical injection, distributed cavity model, the laser dynamics, regular pulsations of radiation.

## Спектрально-поляризационный состав излучения поверхностно излучающих полупроводниковых лазеров в области поляризационной неустойчивости

Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, Е. С. Соколов

#### Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: burov@bsu.by

Рассмотрено обобщение предложенной ранее модели формирования поляризованного излучения в полупроводниковых лазерах для описания спектральных характеристик в области поляризационных переключений. Показано, что выходное излучение имеет сложный спектрально-поляризационный состав, который существенно изменяется в области поляризационной неустойчивости. Развитый подход позволяет описать широкий круг эффектов, связанных с поляризационными переключениями в поверхностно-излучающих полупроводниковых лазерах.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, поляризационное переключение, спектральный сдвиг, дихроизм, двулучепреломление.

#### Введение

Проблема поляризационной неустойчивости в полупроводниковых лазерах известна достаточно давно, но пристальное внимание к ней в последние годы связано со спонтанным переключением поляризации (ПП) в поверхностно-излучающих лазерах (VCSEL) при изменении инжекционного тока [1]. Интерпретация процессов ПП как результат конкуренции двух независимых ортогонально поляризованных мод сталкивается с определенными затруднениями, что не позволяет в полной мере описать особенности явлений этого типа.

В работах [2, 3] для описания процессов ПП предложен иной подход, в рамках которого ПП представлялись как процесс перехода от линейной поляризации к ортогональной через последовательность частично поляризованных состояний в области близкого к изотропному ориентационному распределению разности коэффициентов усиления и потерь. Такой подход позволил описать большинство особенностей процесса ПП и дать для них достаточно простую интерпретацию. Однако в [2, 3] рассматривалась относительно простая модель одномодового лазера, исключающая изменение частоты выходного излучения в области ПП, которое, как правило, наблюдается экспериментально [1]. Хотя такие изменения относительно невелики (лежат в области десятков гигагерц), они рассматриваются как один из существенных аргументов в пользу существования двух независимых поляризационных мод.

В данной работе рассмотрено обобщение стационарной феноменологической модели [2] путем введения спектральной зависимости коэффициентов усиления и потерь. Результаты численных расчетов не только демонстрируют работоспособность модели, но и указывают на принципиально иную трактовку всего комплекса явлений, связанных с ПП.

#### Теоретическая модель

За основу принята модель [2, 3], использующая представление поля лазерного излучения в виде некогерентной суперпозиции линейно поляризованных компонент со всевозможными ориентациями вектора поляризации. В этом случае пространственно-временную эволюцию интенсивности поляризационных компонент описывает система дифференциальных уравнений. При стационарном возбуждении прямое введение спектральной зависимости в коэффициенты усиления для каждой из компонент не вызывает затруднений [4]. Как показано в [2, 3], существенным фактором является ориентационный дихроизм коэффициента усиления, который обычно связывают с наличием внутренних напряжений, возникающих как при выращивании полупроводниковых структур VCSEL, так и их при работе (например, вследствие нагрева). К сожалению, в литературе отсутствуют прямые данные, определяющие зависимость дихроизма от инжекционного тока, однако анализ серии теоретических и экспериментальных работ по исследованию зависимости дихроизма коэффициента усиления от внутренних напряжений позволяет считать достаточно хорошим приближением следующие функции:

$$k_{x,y} = G_{x,y}(\omega)(1 + b_{x,y}(J/J_0 - 1)), \tag{1}$$

где  $G_{x,y}(\omega)$  определяют спектральную зависимость коэффициентов усиления для компонент, поляризованных вдоль соответствующих осей, в пороге генерации; J и  $J_0$  — плотность тока инжекции и его пороговое значение; коэффициенты  $b_{x,y}$  определяют изменение дихроизма коэффициентов усиления и могут иметь разные знаки. Фактически, величины  $b_{x,y}$  определяют ширину области гистерезиса ватт-амперных характеристик в стационарном режиме. Как показали расчеты, форма спектральной зависимости  $G_{x,y}(\omega)$  для VCSEL не играет существенной роли.

Учет модовой структуры формируемого усиленного излучения проведен путем задания спектральной зависимости коэффициентов отражения на зеркалах резонатора в виде

$$R(\psi,\omega) = R_x f_x(\omega) \cos^2 \psi + R_y f_y(\omega) \sin^2 \psi, \quad f_{x,y}(\omega) = 1 - \Delta R (1 - \sin^{2n}(\alpha \omega + \delta_{x,y})), \quad (2)$$

где параметр  $\alpha$  носит масштабный характер;  $\delta_{x,y}$  определяют спектральные сдвиги в зависимости от поляризации излучения; показатель степени *n* контролирует ширину линий. Параметр  $\Delta R$  определяет относительную глубину "модуляции" функции  $f_{x,y}(\omega)$  и может отличаться от единицы, поскольку поляризационные компоненты являются нескоррелированными по фазе.

Уравнения, описывающие процесс формирования усиленного излучения, решены численно, основные внутренние параметры характерны для VCSEL на основе гетероструктуры GaAs. Параметры, определяющие зависимость ориентационной анизотропии от плотности тока накачки, подобраны таким образом, чтобы точка ПП по превышению порога генерации могла изменяться в широких пределах. Исходно численные расчеты проведены при ориентационном разбиении на 180 компонент.

#### 2. Результаты численных расчетов

Расчет спектральных зависимостей в широком диапазоне вариаций функций  $G_{x,y}(\omega)$  и  $f_{x,y}(\omega)$  показывает, что при наличии не совпадающих спектральных сдвигов  $\delta_{x,y}$  спектр выходного излучения содержит две спектральные компоненты разной поляризации. Даже вдали от области ПП, когда одна из компонент может отличаться на 25—40 дБ, слабая компонента не исчезает полностью, что соответствует экспериментальным данным [5]. Более того, при  $\Delta R > 0.1$  (для VCSEL это условие выполняется с большим запасом) спектр выходного излучения практически полностью определяется спектральной зависимостью коэффициентов отражения  $f_{x,y}(\omega)$  и фактически явно не зависит от спектров коэффициента усиления  $G_{x,y}(\omega)$ .

Поскольку резонатор VCSEL образован брэгговскими отражателями, спектральная зависимость коэффициентов отражения  $R(\psi,\omega)$  определяется двулучепреломлением активного слоя, что согласуется с общепринятой трактовкой спектральных зависимостей VCSEL. Выходное излучение может содержать как две спектральные компоненты ортогональной поляризации, так и сложный спектральный контур с неоднородным распределением поляризации по частоте, однако во всех случаях механизм формирования спектрального распределения одинаков. Поэтому следует говорить о спектрально-поляризационном составе излучения, а не о конкуренции двух независимых поляризационных мод. Более того, расчеты показывают, что для компонент ортогональной поляризации (которые можно ассоциировать с поляризационными модами) степень поляризации несколько меньше единицы.

Если учесть, что кроме собственного двулучепреломления имеет место наведенное, зависящее от температуры, плотности инжекционного тока и т. д., то взаимосвязь спектральных и поляризационных свойств становится еще более выраженной. Например, в области ПП может исчезать спектральный сдвиг между поляризационными компонентами, хотя он существует вне области ПП. Может проявляться и второе ПП на более высоких инжекционных токах, так называемый эффект двойного ПП. Интересным оказался результат, показывающий, что плотность тока ПП сильно зависит от степени анизотропии коэффициента отражения. На рис. 1 представлена зависимость отношения тока ПП к его пороговому значению от отношения  $R_x/R_y$ в области значений коэффициента отражения 0.999, что обычно характерно для VCSEL.

Приведенные данные показывают, что точка ПП вполне может быть выведена за пределы рабочего изменения инжекционного тока даже при малом изменении отношения  $R_x/R_y$ . На практике изменение этого соотношения может быть достигнуто за счет введения дополнительных элементов в брэгговский отражатель, как это реализовали авторы [6]. Однако в работах такого плана фиксировался сам факт стабилизации поляризации, но никаких конкретных оценок величины достигаемых эффектов не проводилось.



Рис. 1. Зависимость отношения тока ПП к пороговому значению от соотношения  $R_x/R_v$ .

#### Заключение

Приведенные результаты показали, что предложенный ранее подход хорошо обобщается с учетом спектрально-поляризационных зависимостей и позволяет описать все основные эффекты, сопровождающие ПП. Принципиальное следствие предлагаемой модели — формирование только одной моды сложного спектрально-поляризационного состава. Поэтому вывод о том, что ПП является последовательным детерминированным процессом с изменением спектрально-поляризационного состава выходного излучения, представляется вполне обоснованным.

#### Литература

- 1. K. Panajotov, F. Prati. *Polarization Dynamics of VCSELs*, in VCSELs, Springer Series in Optical Sciences. 2013. V. 166. P. 181–231.
- 2. М. Джадан, Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, Е. С. Соколов. *Переключения поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере*. Журн. прикл. спектр. 2009. Т. 76, № 5. С. 717—724.
- 3. М. Джадан, Л. И. Буров, А. С. Горбацевич, Е. С. Соколов. Динамика переключения поляризации излучения в одномодовом инжекционном полупроводниковом лазере. Журн. прикл. спектр. 2010. Т. 77, № 1. С. 74—81.
- 4. Л. И. Буров, И. Н. Варакса, А. С. Горбацевич. *Метод поляризационных компонент для мно*гочастотного режима генерации. Журн. прикл. спектр. 2007. Т. 74, № 3. С. 346—350.
- N. Nishiyama, A. Mizutani, N. Haroti, M. Arai, F. Koyama, K. Iga. Lasing characteristics of In-GaAs-GaAs polarization controlled vertical-cavity surface-emitting laser grown on GaAs (311) B substrate. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 1999. V. 5. P. 530–536.
- T. Onishi, T. Tanigawa, T. Ueda, D. Ueda. Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers by utilizing surface plasmon resonance. IEEE J. Quantum. Electron. 2007. V. 43. P. 1123–1128.

## Spectral-Polarization Radiation Composition of Surface-Emitting Semiconductor Lasers in Polarization Instability Region

#### L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich, E. S. Sokolov

#### Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: burov@bsu.by

The previously proposed approach for semiconductor laser polarization is generalized to consider spectral parameters in polarization switching region. It is shown that laser radiation has a complex spectral-polarization composition that considerably changes in f polarization instability region. The developed approach provides possibilities to describe a very wide set of effects related to polarization switching VCSELs.

Keywords: semiconductor laser, polarization switching, spectral shift, dichroism, birefringence.

## Лазерная и светодиодная аппаратура для повышения эффективности инкубации икры ценных видов рыб в рыбоводных индустриальных комплексах

Н. В. Барулин<sup>а</sup>, И. А. Леусенко<sup>6</sup>, А. В. Микулич<sup>6</sup>, А. Б. Рябцев<sup>6</sup>, <u>В. Ю. Плавский<sup>6</sup></u>

### <sup>а</sup> Белорусская государственная сельскохозяйственная академия, Горки, Беларусь <sup>б</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

На основании многолетних фундаментальных и прикладных исследований по изучению влияния низкоинтенсивного оптического излучения на рыбоводно-биологические и хозяйственно-полезные качества посадочного материала осетровых и лососевых рыб создан типоряд лазерно-оптических приборов на основе полупроводниковых лазеров и светодиодов, позволяющих осуществлять воздействие низкоинтенсивным излучением на икру в условиях индустриального производства. Показано, что использование разработанной технологической аппаратуры позволяет обеспечить повышение эффективности искусственного воспроизводства и выращивания ценных видов рыб за счет увеличения выживаемости эмбрионов и личинок, стимуляции размерно-весовых показателей молоди рыб, а также оптимизации технологии товарной аквакультуры при низкой стоимости оборудования для ее реализации.

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, светодиоды, аквакультура, осетровые, лососевые, оплодотворенная икра, лазерно-оптические технологии.

#### Введение

В настоящее время в Беларуси активно развивается аквакультура рыбоводных индустриальных комплексов, работающих по технологии установок замкнутого водоснабжения (УЗВ). Так, только за последние годы в стране реализовано 13 проектов, направленных на создание УЗВ по выращиванию осетровых, лососевых, клариевых, угревых рыб [1]. УЗВ позволяют повысить уровень интенсификации технологии воспроизводства большинства объектов аквакультуры. Воспроизводство ценных видов рыб — сложный технологический процесс, включающий в себя работу с производителями, получение посадочного материала, формирование ремонтного и маточного стада. В этой технологической цепочке наиболее слабым и уязвимым звеном является получение посадочного материала из-за высокой чувствительности эмбрионов к индустриальным условиям выращивания.

С целью решения задачи по разработке новой эффективной технологии выращивания жизнестойкого посадочного материала ценных видов в рыбоводных индустриальных комплексах нами в результате многолетних фундаментальных и прикладных исследований научно обоснованы подходы, обеспечивающие реализацию стимулирующего действия низкоинтенсивного оптического излучения на рыбоводно-биологические и хозяйственно-полезные качества посадочного материала осетровых и лососевых рыб за счет воздействия оптического излучения на эмбрионы (оплодотворенную икру) и сперму рыб [2—5]. Показано, что величина эффекта сильно зависит от поляризации излучения и практически не зависит от степени его монохроматичности, что свидетельствует о возможности использования в технологии искусственного воспроизводства и выращивания ценных видов рыб воздействия на икру излучением как полупроводниковых лазеров, так и светодиодных источников после предварительной поляризации излучения излучения последних.

Проведенные исследования послужили основой для создания типоряда лазернооптических приборов на основе полупроводниковых лазеров и светодиодов для облучения икры рыб, инкубирующейся в неподвижном положении, и в аппаратах Вейса.

#### 1. Материал и методика исследований

Исследования выполнялись в 2012—2015 гг. на рыбоводном индустриальном комплексе УО "Белорусская государственная сельскохозяйственная академия" (Горки, Могилевская обл.), а также в осетровом хозяйстве фермерского хозяйства "Василек" (Дзержинский р-н, Минская обл.). Данные хозяйства работают по технологии УЗВ. Оплодотворенную икру рыб (осетровых и лососевых) получали заводским методом воспроизводства с искусственным регулированием условий выращивания. Полученную икру помещали в инкубационные аппараты Вейса или в инкубаторы лоткового типа в зависимости от используемой технологии и подвергали световому воздействию с использованием разработанных лазерно-оптических приборов (опытная группа) или не подвергали такому воздействию (контрольная группа). Внешний вид технологических установок для светового воздействия на икру в инкубаторе лоткового типа и в инкубационном аппарате Вейса представлен на рис. 1.



Рис. 1. Внешний вид технологической установки для светового воздействия на икру в инкубационном аппарате лоткового типа.



Рис. 2. Внешний вид технологической установки для светового воздействия на икру в инкубаторе Вейса.

Технологическая установка для светового воздействия на икру в инкубаторе Вейса включает в себя открытую сверху, прозрачную герметичную емкость с нижним патрубком для подачи воды и патрубком в виде сливного носика для ее сброса, расположенным вблизи верхней кромки емкости. Над открытой герметичной емкостью расположен модуль оптического излучения, обращенный излучающей частью к воде, заполняющей емкость, таким образом, что диаграмма направленности излучения перпендикулярна плоскости поверхности воды. Модуль оптического излучения выполнен на базе матрицы светодиодных источников различного спектрального диапазона с оптическими преобразователями пучка излучения, формирующими на поверхности воды световое пятно, соответствующее внутреннему диаметру герметичной емкости. При этом модуль питания и управления параметрами воздействующего излучения и его длительностью обеспечивает комбинированное последовательное воздействие поляризованным излучением различного спектрального диапазона и регулирование длительности паузы между воздействиями.

#### 2. Результаты исследований

Воздействие излучением полупроводниковых лазеров или излучением светодиодных источников осуществляли на определенных стадиях онтогенеза в рекомендуемых дозировках в зависимости от конкретного вида рыб. В табл. 1 приведены значения выхода однодневных личинок из оплодотворенной икры осетровых для контрольной и опытной группы. Из представленных данных следует, что воздействие на икру осетровых рыб поляризованным излучением приводит с высокой степенью достоверности к повышению (по сравнению с контрольной группой) выхода личинок из оплодотворенной икры.

Стимулирующее действие излучения не только сказывается на выходе однодневных личинок из оплодотворенной икры, но и приводит к увеличению в 1.3—1.4 раза (по сравнению с контрольной группой) размерно-весовых показателей молоди рыб, полученных из облученной икры. В табл. 2 приведены размерно-весовые показатели 50-ти дневной молоди осетровых рыб

## Таблица 1. Выживаемость однодневных личинок из оплодотворенной икры под воздействием поляризованного излучения

Группа	Процент выживших личинок на стадии выклева	Достоверность отли- чий от контроля
Контрольная	69 ± 2.7	—
Опытная	$85.4 \pm 4.3$	<i>P</i> < 0.001

## Т а б л и ц а 2. Размерно-весовые показатели 50-ти дневной молоди осетровых рыб под воздействием лазерно-оптического прибора

Группf	Средняя масса <i>М</i> , мг	Величина стимулирующего действия γ <sub>м</sub> , %	Средняя длина <i>L</i> , мм	Величина стимули- рующего действия $\gamma_{,,}$ %
Контрольная	$530.3\pm8.2$	100	$44.0\pm0.9$	100
Опытная	$735.6\pm10.0$	138.7 ± 7.7*	$58.5\pm0.8$	$132.9 \pm 0.6*$

\* Достоверность отличий от контроля P < 0.05.

для контрольной и опытной групп. Видно, что, инкубация оплодотворенной осетровой икры в разработанной технологической установке при периодическом воздействии оптическим излучением приводит к достоверному увеличению размерно-весовых показателей молоди рыб.

#### Заключение

Разработанные технологические установки для периодического светового воздействия на икру рыб в инкубаторе лоткового типа и в инкубационном аппарате Вейса обеспечивают повышение эффективности искусственного воспроизводства и выращивания ценных видов рыб за счет увеличения выживаемости эмбрионов и личинок, стимуляции размерно-весовых показателей молоди рыб, а также оптимизации технологии товарной аквакультуры при низкой стоимости оборудования для ее реализации.

#### Благодарности

Разработка выполнена при финансовой поддержке инновационного фонда Министерства сельского хозяйства и продовольствия Республики Беларусь.

#### Литература

- 1. V. G. Kostousov, N. V. Barulin. *Development of industrial fish culture in Belarus. In:* "Recirculation technologies in indoor and outdoor systems". Handbook. Research Institute for Fisheries, Aquaculture and Irrigation. Szarvas. 2013. P. 44–48.
- 2. V. Yu. Plavskii, N. V. Barulin. Fish embryos as model for research of biological activity mechanisms of low intensity laser radiation. Adv. Laser and Opt. Res. 2010. V. 4. P. 1-48.
- 3. V. Yu. Plavskii, N. V. Barulin. *How the biological activity of low-intensity laser radiation depends on its modulation frequency*. J. Opt. Technol. 2008. V. 75, N 9. P. 546–552.
- 4. V. Yu. Plavskii, N. V. Barulin. *Effect of polarization and coherence of low-intensity optical radiation on fish embryos.* J. Appl. Spectrosc. 2008. V. 75, N 6. P. 843–856.
- 5. V. Yu. Plavskii, N. V. Barulin. *Effect of exposure of sturgeon roe to low-intensity laser radiation on the hardiness of juvenile sturgeon*. J. Appl. Spectrosc. 2008. V. 75, N 2. P. 241–250.

## Laser and LED Equipment to Improve Incubation Efficiency of Spawn of Valuable Species of Fish in Piscicultural Industrial Complexes

N. V. Barulin<sup>a</sup>, I. A. Leusenko<sup>b</sup>, A. V. Mikulich<sup>b</sup>, A. B. Ryabtsev<sup>b</sup>, <u>V. Yu. Plavskii<sup>b</sup></u>

 <sup>a</sup> Belarusian State Agricultural Academy, Gorki, Belarus
 <sup>b</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

On the basis of long-term fundamental and applied studies on the effect of low-intensity optical radiation on the piscicultural and biological and economically useful characteristics of seeding of sturgeon and salmon fishes the series of laser-optical devices based on semiconductor lasers and LEDs giving possibility to apply the low-intensity optical radiation to spawn under industrial production has been created. It is shown that the use of developed technological equipment allows to increase the efficiency of artificial reproduction and cultivation of valuable species of fishes by increasing the survival rate of embryos and larvae, stimulation of size and weight characteristics of fish fry as well as optimization of technology for aquaculture product at a low cost of the equipment for its implementation.

Keywords: semiconductors laser, LEDs, aquaculture, sturgeon, salmon, fertilized eggs, laser-optical technologies.

# Использование полупроводниковых лазеров для повышения выводимости индюшат при облучении инкубационных яиц

Н. А. Дубина<sup>а</sup>, М. В. Шалак<sup>а</sup>, <u>В. Ю. Плавский<sup>б</sup></u>

<sup>а</sup> Белорусская государственная сельскохозяйственная академия, Горки, Беларусь <sup>б</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

Представлены данные о положительном влиянии излучения полупроводниковых лазеров красной области спектра (длина волны 0.67 мкм, доза 45—50 Дж/см<sup>2</sup>) в сочетании с постоянным магнитным полем (магнитная индукция 50—70 мГл) на выводимость индюшат при кратковременном воздействии (40—60 с) на инкубационные яйца.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, индюшата, выводимость, инкубационные яйца.

#### Введение

Промышленное птицеводство — наиболее интенсивная и динамично развивающаяся отрасль сельского хозяйства Республики Беларусь, направленная на обеспечение рынка диетическим мясом. При этом наш интерес обращен к промышленному выращиванию индюшат, целью которого является получение мяса с высокими вкусовыми, пищевыми, диетическими качествами. Одна из главных проблем этого направления птицеводства — низкая выводимость индюшат при промышленной инкубации, которая составляет всего 55—75 %, в то время как при инкубации цыплят такой показатель 91—98 %. Поэтому перспективен поиск мероприятий, применимых при инкубации и ведущих к повышению выводимости и получению крепких, хорошо развитых индюшат. В свою очередь повышение данного показателя способно прямо повлиять на увеличение поголовья, а косвенно — на уменьшение себестоимости произведенной продукции через снижение затрат на содержание родительского стада и на увеличение чистой прибыли предприятия. Цель наших исследований — изучение влияния низкоинтенсивного лазерного излучения на выводимость индюшат при кратковременном воздействии излучения на инкубационные яйца.

#### 1. Материал и методика исследований

Облучение яиц проводили линейно поляризованным коллимированным излучением красной области спектра с  $\lambda = 670$  нм (непрерывный режим) мощностью 5, 15, 25 мВт. Одновременно с лазерным излучением воздействовали постоянным магнитным полем индукцией 50—70 мТл. При этом лазерное излучение проходило через полость в кольцевом магните, а распределение магнитного поля обеспечивало максимальную напряженность магнитного поля в зоне действия лазерного излучения [1]. Использование сочетанного действия лазерного излучения и постоянных физических факторов, а следовательно, и более выраженной их биологической активностью [2]. В указанных экспериментах использовали полупроводниковый лазер с магнитной насадкой фототерапевтического аппарата "Родник-1". В первом эксперименте во всех опытных группах устанавливалась мощность излучения 5 мВт, во втором — 15 мВт, в третьем — 25 мВт. Продолжительность воздействия в каждой из опытных групп 20, 40 и 60 с.

Использовались индюшиные яйца, подготовленные к инкубации, продезинфицированные газацией парами формальдегида. Для формирования опытных и контрольных групп яйца отбирались путем осмотра и сортировки. Критериями отбора яиц в группы являлись внешний вид и масса. Исключались яйца с проблемной скорлупой — шероховатой, неравномерной, в наростах и бороздках; в эксперименте оставляли яйца с чистой, однородной, гладкой и слегка шероховатой поверхностью. Из всей совокупности инкубационных яиц массой 75—90 г в опытные и контрольные группы были отобраны яйца массой 80—85 г. Каждая группа состояла из 52 яиц, что определялось вместимостью лотка инкубационного шкафа. Эксперимент проходил в одном инкубационном шкафу в один инкубационный период; лотки опытных и контрольных групп

размещались в инкубационном шкафу рядом друг с другом. В лотках всех групп яйца располагались строго вертикально, тупым концом вверх. Через 12 ч после начала инкубации из инкубационного шкафа лотки с яйцами доставались и в течение нескольких секунд переносились в камеру, где осуществлялось облучение яиц. Во время воздействия физических факторов температура воздуха в камере поддерживалась в диапазоне 37.5—38.0 °С. Перед обработкой тупой конец каждого яйца во всех группах был очищен перекисью водорода концентрацией 30 мг/мл с помощью ватной палочки. Использовался контактный способ облучения; лазерный излучатель направлялся перпендикулярно сфере тупого конца яйца в верхней точке, плотно прикасаясь кольцевой магнитной насадкой к скорлупе.

В контрольных группах яйца не облучались, в них проводилась только обработка поверхности тупого конца яиц перекисью водорода, как и во всех опытных группах. Показателями, характеризующими влияние физических факторов, служили выводимость здоровых, хорошо развитых индюшат по отношению к количеству заложенных на инкубацию яиц ( $B_{3ал}$ , %) и выводимость здоровых, хорошо развитых индюшат по отношению к количеству оплодотворенных яиц из числа заложенных ( $B_{oпл}$ , %). Основным показателем является  $B_{oпл}$ .

Исследования проводились в КСУП "Белорусский" Минского района. Проведено три опыта, в каждом формировалось по три опытных и одной контрольной группе (табл.1).

	Количество яиц	Мощность	Vaumaatiuu				
Опыт,	в группах	излучения	Экспозиция <i>t</i> , с			контрольные	
номер	$N_{3 a \pi}$ , шт.	Р, мВт	20	40	60	трушы, номер	
Nº 1	52	5	№ 1-1	№ 1-2	№ 1-3	Nº 1-4	
№ 2	52	15	№ 2-1	№ 2-2	№ 2-3	Nº 2-4	
<u>№</u> 3	52	25	№ 3-1	№ 3-2	Nº 3-3	Nº 3-4	

Таблица 1. Схема опытов, нумерация опытных и контрольных групп

#### 2. Результаты исследований

Перед проведением исследований по воздействию факторов физической природы на эмбрионы индюшиных яиц выполнены измерения светопропускания скорлупы яиц в красной и ближней ИК областях спектра, которые показали, что скорлупа является своеобразным рассеивающим экраном для проникновения лазерного излучения видимой и ближней ИК областей спектра. Светопропускание обусловлено в основном многочисленными порами, среднее количество которых ~7000 на поверхности одного яйца. Толщина скорлупы яйца 0.34—0.38 мм. На тупом конце яйца толщина скорлупы наименьшая по сравнению со всей остальной поверхностью. Однако даже при воздействии излучения на скорлупу в области ее тупого конца светопропускание  $T \ll 1$ %. Приведенные оценки свидетельствуют о том, что для получения положительного результата с точки зрения влияния лазерного излучения на выводимость индюшат необходимо воздействовать на яйцо в области локализации эмбриона в нем.

Исследования, проведенные со вскрытой скорлупой (рис. 1), показали, что для вертикально поставленных тупым концом вверх индюшиных яиц эмбрион находится на желтке в



Рис. 1. Расположение эмбриона (диск с белой точкой) для вертикально поставленного тупым концом вверх индюшиного яйца со вскрытой скорлупой

верхнем положении. Следовательно, воздействие должно осуществляться лазерным излучением сверху вниз на тупой конец яйца. Результаты выполненных исследований отражают данные, представленные в табл. 2—4.

Как видно из табл. 2, при воздействии на индюшиные яйца (в присутствии магнитного поля) лазерного излучения малой мощности (5 мВт) показатели выводимости индюшат в опытных группах практически не отличаются от контрольной. В опыте №2 (табл. 3), в котором для воздействия на эмбрионы на фоне постоянного магнитного поля использовалось излучение полупроводникового лазера мощностью 15 мВт, отмечено положительное влияние факторов физической природы на показатели выводимости. Так, показатель  $B_{3ал}$  во всех опытных группах данной серии выше, чем в контрольной. При дозе облучения 45 Дж/см<sup>2</sup> в группе № 2-3 получен максимальный в наших исследованиях показатель  $B_{опл} = 82.5$  %, что на 8.1 % выше, чем  $B_{опл}$  контрольной группы.

Параметр	Опытные группы			Контрольная группа
	1-1	1-2	1-3	1-4
Экспозиция t, с	20	40	60	_
Мощность излучения Р, мВт	5	5	5	—
Доза облучения, Дж/см <sup>2</sup>	5	10	15	—
Заложено яиц на инкубацию, шт.	52	52	52	52
Оплодотворенных яиц, шт.	47	43	44	43
Яиц с кровяным кольцом, замерших эмбрионов, шт.	10	8	5	7
Слабых, выбракованных индюшат, гол.	5	4	5	3
Здоровых, хорошо развитых индюшат, гол.	32	31	34	33
Выводимость $B_{3an}$ , %	61.5	59.6	65.4	63.4
Выводимость Вопл, %	68.1	72.1	77.3	76.7

Таблица 2. Результаты опыта № 1

Параметр	Опь	ітные груг	Контрольная группа	
	2-1	2-2	2-3	2-4
Экспозиция t, с	20	40	60	—
Мощность излучения Р, мВт	15	15	15	—
Доза облучения, Дж/см <sup>2</sup>	15	30	45	—
Заложено яиц на инкубацию, шт.	52	52	52	52
Оплодотворенных яиц, шт.	44	45	40	39
Яиц с кровяным кольцом, замерших эмбрионов, шт.	7	4	2	6
Слабых, выбракованных индюшат, гол.	6	6	5	4
Здоровых, хорошо развитых индюшат, гол.	31	35	33	29
Выводимость $B_{3an}$ , %	59.6	67.3	63.5	55.8
Выводимость Вопл, %	70.5	77.8	82.5	74.4

Т	а	б	Л	И	П	а	3.	Результаты опыта	N⁰	2

Γ	а б	ли	ца	4.	Результаты опыта	<u>№</u> 3
---	-----	----	----	----	------------------	------------

Параметр	Опытные группы			Контрольная группа
	3-1	3-2	3-3	3-4
Экспозиция t, c	20	40	60	—
Мощность излучения <i>P</i> , мВт	25	25	25	—
Доза облучения, Дж/см <sup>2</sup>	25	50	75	—
Заложено яиц на инкубацию, шт.	52	52	52	52
Оплодотворенных яиц, шт.	49	43	42	41
Яиц с кровяным кольцом, замерших эмбрионов, шт.	7	3	6	8
Слабых, выбракованных индюшат, гол.	5	6	4	3
Здоровых, хорошо развитых индюшат, гол.	37	34	32	30
Выводимость $B_{3an}$ , %	71.1	65.4	61.5	57.7
Выводимость Вопл, %	75.5	79.1	76.2	73.2

В опыте №3 (табл. 4), в котором для воздействия на эмбрионы на фоне постоянного магнитного поля использовалось излучение полупроводникового лазера мощностью 25 мВт, также отмечено стимулирующее действие исследуемых физических факторов на показатели выводимости индюшат  $B_{3ал}$  и  $B_{oпл}$ . В группе № 3-1, где доза облучения составляла 25 Дж/см<sup>2</sup>, получен максимальный в эксперименте показатель  $B_{3ал} = 71.1$  %, что на 13.4 % выше, чем для контрольной группы. Однако разница по показателю  $B_{oпл}$  в группе № 3-1 и контрольной группе № 3-4 оказалась несущественной — 2.3% ( $B_{oпл(3-1)} = 75.5$  %,  $B_{oпл(3-4)} = 73.2$  %). Высокий показатель  $B_{oпл}$ = 79.1 % отмечен в группе № 3-2, где доза облучения 50 Дж/см<sup>2</sup>. Показатели  $B_{3ал}$  и  $B_{oпл}$  во всех опытных группах выше, чем в контрольной группе.

#### Заключение

Представленные первые данные о результатах кратковременного воздействия лазерного излучения с длиной волны 0.67 мкм в присутствии постоянного магнитного поля индукцией 50—70 мГл на эмбрионы индюшат сквозь скорлупу яйца свидетельствуют о способности указанных физических факторов положительно влиять на выводимость индюшат. Для промышленной применимости метода необходимы дальнейшие исследования по оптимизации параметров воздействующего излучения (длины волны, режимов воздействия) и принятие мер по увеличению светопропускания скорлупы яиц в зоне воздействия лазерного излучения.

#### Литература

- V. Yu. Plavskii. Principles of Creating Devices for Magneto-Laser Therapy with a High Magnetic Field Strength within the Optical Radiation Coverage Zone. In: "Research Advances in Magnetic Material". Eds. C.Toulson, D. Marwick. New York, Nova Sciences Publishers Inc. 2013. P. 1—32.
- В. Ю. Плавский, Н. В. Барулин, Л. Г. Плавская, А. И. Третьякова, А. В. Микулич, Н. С. Сердюченко, В. С. Улащик. Инновационные методы повышения эффективности низкоинтенсивной лазерной терапии в свете современных представлений о фотофизическом механизме биологической активности оптического излучения. Инновац. технол. в медицине. 2014. №2(3). С. 12—43.

## The Use of Semiconductor Lasers to Increase Hatchability when Irradiated Turkey Poults Hatching Eggs

N. A. Dubina<sup>a</sup>, M. V. Shalak<sup>a</sup>, <u>V. Yu. Plavskii<sup>b</sup></u>

 <sup>a</sup> Belarusian State Agricultural Academy, Gorki, Belarus
 <sup>b</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

The data showing the positive effect of semiconductor laser radiation red spectrum (wavelength 670 nm, a dose of  $45-50 \text{ J/cm}^2$ ) in combination with a constant magnetic field (magnetic induction 50-70 mT) on the hatchability of turkey poults with short-term exposure (40-60 s) in the hatching eggs.

Keywords: semiconductors laser, turkeys, hatchability, hatching eggs.

## Применение полупроводниковых лазеров и светодиодов в качестве фунгицидного фактора

А. И.Третьякова<sup>a</sup>, <u>А. В. Микулич</u><sup>a</sup>, Л. Г. Плавская<sup>a</sup>, И. А. Леусенко<sup>a</sup>,
 В. Ю. Плавский<sup>a</sup>, И. Л. Морозова<sup>6</sup>, Т. Е. Кузнецова<sup>6</sup>, А. Э. Пыж<sup>6</sup>,
 Е. Л. Рыжковская<sup>6</sup>, Н. И. Счастная<sup>6</sup>, В. С. Улащик<sup>6</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by <sup>б</sup> Институт физиологии НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Представлены данные, свидетельствующие о перспективности использования полупроводниковых лазеров и светодиодных источников в сочетании с противогрибковыми средствами, обладающими сенсибилизирующими свойствами, для терапии грибковых заболеваний. Впервые предложено использовать противогрибковый полиеновый антибиотик амфотерицин В, разрешенный к применению в медицинской практике, в качестве фотосенсибилизатора. Разработан инновационный способ усиления фунгицидного действия амфотерицина В, основанный на его способности выступать в качестве фотосенсибилизатора для фотодинамической терапии и вызывать фотодеструкцию патогенов. Усилению фотодинамического эффекта способствует эффективное взаимодействие препарата (в темновых условиях) с дрожжеподобными грибами, включая грибы рода *Candida albicans*. Достоинство разработанного метода фотодинамической терапии — отсутствие резистентности у микозов к деструктивным фотохимическим реакциям, сенсибилизированным амфотерицином В.

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, светодиоды, фунгицидное действие, фотодинамическая терапия, полиеновые антибиотики, амфотерицин В.

#### Введение

В настоящее время грибковые инфекции — одна из важнейших проблем здравоохранения, что обусловлено загрязнением окружающей среды, повышением радиоактивного фона, широким применением иммунодепрессантов, а также развитием устойчивости патогенов к применяемым препаратам. Ранее нами было показано [1, 2], что антимикробное действие лекарственных препаратов может быть существенно усилено за счет фотодинамического эффекта в случае, если противомикробный препарат обладает сенсибилизирующими свойствами. Наличие фотосенсибилизирующего действия у фармпрепарата может использоваться для проведения антимикробной фотодинамической терапии путем предварительной обработки патологического очага таким лекарственным средством и последующим световым воздействием. Как правило, антимикробные препараты поступают в зоны поражения в достаточных для эффективного бактерицидного (фунгицидного) действия концентрациях. Однако в силу приобретенной резистентности штаммы микроорганизмов становятся не чувствительными к антибактериальным препаратам. Резистентность при этом не имеет места к химически активным реагентам (синглетный кислород, супероксиданион-радикал, другие активные формы кислорода и свободных радикалов), генерируемым фотосенсибилизатором. По этой причине совместное действие света с лекарственными препаратами, разрешенными к применению в широкой клинической практике и обладающими фотосенсибилизирующим действием, является одним из наиболее реальных, практически осуществимых и дешевых путей повышения антимикробной активности медикаментозных средств [1-3]. Однако возможность реализации фунгицидных технологий за счет фотосенсибилизирующих свойств лекарственных препаратов практически не изучена. В настоящей работе нами впервые показано, что один из наиболее широко применяемых противогрибковых средств — полиеновый антибиотик амфотерицин В:


является эффективным фотосенсибилизатором и при воздействии излучения лазерных и светодиодных источников в полосу его поглощения способен оказывать светоиндуцированный фунгицидный эффект.

#### 1. Материал и методика исследований

Исследования выполнены с использованием лекарственной формы (порошок лиофилизированный для приготовления раствора для инфузий) полиенового макроциклического антибиотика с противогрибковой активностью амфотерицина В (ОАО "Синтез", Курган). Считается, что его механизм действия обусловлен образованием комплексов со стеролами (эргостеролами) клеточной мембраны чувствительных грибов. В результате нарушается проницаемость мембраны, происходит выход внутриклеточных компонентов во внеклеточное пространство и лизис грибов. Кристаллический амфотерицин не растворим в воде, поэтому для получения лекарственных форм растворимость антибиотика повышают добавлением дезоксихолата натрия, вследствие чего данная смесь при растворении образует коллоидный раствор.

В качестве объектов, чувствительных к действию света при сенсибилизации амфотерицином В, использованы молекулы ферментов (лактатдегидрогеназа, ЛДГ) в растворе, клетки животных в культуре, экспериментальные животные (крысы) при моделировании на депилированных участках кожи контактного дерматита.

#### 2. Результаты исследований

Электронный спектр поглощения амфотерицина В в водном растворе при pH 11, а также его спектр возбуждения флуоресценции ( $\lambda_{per} = 470$  нм) в отсутствие и в присутствие ЛДГ представлены на рис. 1. Из представленных данных следует, что амфотерицин В обладает выраженным поглощением как в УФ области спектра, так и в видимом диапазоне (сине-голубая область). Считается, что при pH 11 антибиотик преобладает в мономерной форме. Однако в области нейтральных значений pH в растворе присутствуют как мономерные формы, так и димерные и высоко агрегированные структурные образования. Важный вывод, который следует из сопоставления данных рис. 1, состоит в том, что амфотерицин В способен образовывать комплексы с ферментами. На это, в частности, указывает появление белковой полосы с максимумом в области 285—292 нм в спектре возбуждения флуоресценции антибиотика при внесении в его раствор ЛДГ. По нашим данным, возможность образования комплексов амфотерицина В с ферментами в литературе не рассматривалась.

Установлено, что образование комплекса фермент—антибиотик приводит к сенсибилизированному повреждению ЛДГ при воздействии лазерного излучения с длиной волны 405 нм, соответствующей длинноволновому максимуму спектра поглощения амфотерицина. Это проявляется в снижении ферментативной активности ЛДГ при облучении ее раствора в присутствии антибиотика. Фотоинактивация фермента реализуется также и в области нейтральных зна-



Рис. 1. Спектры поглощения (*a*) и возбуждения флуоресценции (б) 1.4 мкМ амфотерицина В в водном растворе при рН 11 в отсутствие (*I*) и в присутствие 0.65 мкМ тетрамерной ЛДГ (*2*).

чений рН. По-видимому, в механизме фотодинамического повреждения фермента преобладают радикальные процессы, а не реакции с участием синглетного кислорода. На это указывает выраженное снижение эффекта фотоинактивации фермента при внесении в облучаемую смесь акцепторов и доноров электронов (цистин, NAD<sup>+</sup>), а также при переходе от водных растворов к тяжелой воде. Как известно, в случае преобладающего участия синглетного кислорода в фотохимических реакциях следует ожидать резкого увеличения фотоинактивации ЛДГ при замене  $H_2O$  на  $D_2O$  вследствие увеличения на порядок времени жизни синглетного кислорода. В связи с этим наблюдаемое снижение эффекта сенсибилизированной амфотерицином фотоинактивации ЛДГ при облучении растворов в присутствии азида натрия может быть также обусловлено тушением азидом возбужденных состояний антибиотика. Таким образом, представленные данные свидетельствуют о том, что амфотерицин В способен выполнять функцию фотосенсибилизатора. Однако при исследовании фотохимических реакций в водных растворах фотодинамическое повреждение биомолекул сенсибилизированное амфотерицином отмечается только в том случае, если они образуют комплексы с антибиотиком.

Способность амфотерицина выполнять функцию фотосенсибилизатора продемонстрирована и на клеточном уровне (клетки почки африканской зеленой мартышки BGM) с помощью MTT-теста. Суть метода заключается в способности живых клеток восстанавливать внесенный в среду обитания 3-[4,5-диметилтиазолил-2-ел]-2,5-дифенилтетразолиум бромид (MTT) до формазана, количество которого измеряется фотометрически при длине волны 550 нм после извлечения диметилсульфоксидом (рис. 2). Облучение клеток проводили в отсутствие и в присутствии амфотерицина светодиодным источником с  $\lambda = 395$  нм.



Рис. 2. МТТ-тест для клеток, облученных (λ = 395 нм, P = 20 мВт/см<sup>2</sup>) в отсутствие (1) и в присутствии амфотерицина (2); по оси абсцисс — время облучения, по оси ординат — оптическая плотность формазана при длине волны 550 нм.

Способность излучения (светодиодный источник с  $\lambda = 405$  нм, плотность мощности 100 мВт/см<sup>2</sup>), соответствующего полосе поглощения амфотерицина, усиливать его фунгицидное действие продемонстрирована при моделировании контактного дерматита на депилированных участках кожи крыс. Данные, отражающие изменение микологических показателей в микрофлоре эпидермиса крыс для различных групп животных, приведены в табл. 1, а изменение характерных признаков дерматита в результате фотодинамической терапии — на рис. 3. Представленные данные свидетельствуют о том, что наиболее высокая биологическая активность наблюдается при сочетанном применении света и амфотерицина, при котором фунгицидное действие лекарственного препарата усиливается примерно в два раза (табл. 1).

Таблица 1. Изменение микологических показателей в микрофлоре эпидермиса крыс в условиях дерматита, применения амфотерицина и облучения сверхъяркими светодиодами

	Группа I	Группа II	Группа III	Группа IV
Бид микроорганизма КОЕ/ам <sup>2</sup>	(интактные	(нелеченые	(амфотерицин +	(амфотерицин)
KOE/CM	животные)	животные)	облучение)	
Candida albicans	Ед. колонии	250	50	100
Penicillium spp.	*	$10^{4}$	*	*
Rhizopus spp.	*	*	*	*

\* Микроорганизмы отсутствовали.

Необходимо отметить, что полученные результаты могут найти широкое применение в медицинской практике для лечения грибковых поражений кожи, полости рта, женской половой сферы и др. Наличие фотосенсибилизатора (амфотерицина В), разрешенного к применению, и фототерапевтической аппаратуры, соответствующей его спектру поглощения, позволяют разработать необходимые медицинские технологии.



Рис. 3. Область воспаления кожи экспериментальной модели дерматита у крыс до (*a*) и после (*б*) фотодинамической терапии с использованием в качестве фотосенсибилизатора амфотерицина В.

#### Заключение

Показана способность полиенового антибиотика амфотерицина В выступать в качестве фотосенсибилизатора и при воздействии излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов, соответствующего полосе поглощения амфотерицина, усиливать его фунгицидное действие.

#### Литература

- 1. В. Ю. Плавский, А. И. Третьякова, А. В. Микулич, Л. Г. Плавская, Н. А. Юдина, Н. Н. Пиванкова, П. С. Русакевич, Р. В. Гришанович. Инновационные методы повышения противомикробной активности антибактериальных препаратов. Инновац. технол. в медицине, 2013, № 1. С. 127—137.
- 2. В. Ю. Плавский, А. И. Третьякова, А. В. Микулич. Фотосенсибилизатор для антимикробной фотодинамической терапии. Патент Российской Федерации № 2497518.
- 3. А. Ю. Курочкина, В. Ю. Плавский, Н. А. Юдина. Новые методы антимикробной фототерапии болезней периодонта. Саарбрюккен, Германия, Lambert Academic Publishing, 2015.

# The Use of Semiconductor Lasers and LEDs as Fungicidal Factor

A. I. Tretyakova<sup>a</sup>, <u>A. V. Mikulich</u><sup>a</sup>, L. G. Plavskaya<sup>a</sup>, I.A. Leusenko<sup>a</sup>, V. Yu. Plavskii<sup>a</sup>,
 I. L. Morozova<sup>b</sup>, T.E. Kuznetsova<sup>b</sup>, A. E. Pyzh<sup>b</sup>, E. L. Ryzhkovskaya<sup>b</sup>,
 N. I. Schastnaya<sup>b</sup>, V. S. Ulashchik<sup>b</sup>

 <sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.plavskii@ifanbel.bas-net.by
 <sup>b</sup> Institute of Physiology, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

The ability of polyene antibiotic amphotericin B to act as photosensitizer and to enhance its fungicidal action upon exposure to radiation (semiconductor lasers and LEDs) corresponding to absorption band of amphotericin B has been shown.

Keywords: semiconductors laser, LEDs, fungicidal action, photodynamic therapy, amphotericin B.

# Нефелометрический метод определения микрофизических параметров эритроцитов крови

# Д. А. Смунев, М. М. Кугейко

# <sup>а</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, e-mail:kugeiko@bsu.by;

Получены регрессионные соотношения между микрофизическими параметрами эритроцитов крови человека, представленных в форме сфероидов, и малоугловыми коэффициентами направленного рассеяния  $\beta(\Theta)$  лазерного излучения в окне прозрачности крови. Показано, что одновременного с микрофизическими параметрами эритроцитов, показателем преломления можно определять и параметры формы — асферичность эритроцитов, размер большей оси сфероида с погрешность порядка единиц процентов. Приведена блок-схема устройства, реализующего метод.

**Ключевые слова:** эритроциты, микрофизические параметры, коэффициенты направленного рассеяния, множественные регрессии, параметры формы, лазер, нефелометр-прозрачномер.

#### Введение

Неослабевающий интерес исследователей к эритроцитам крови объясняется их высокой чувствительностью к патологическим изменениям в организме человека. Существенные нарушения, связанные с изменением характеристик эритроцитов, наблюдаются при истинной полицитемии, множественной миеломе, острых и хронических лейкозах, анемиях. Высокой эффективности для определения микрофизических параметров (МФП) эритроцитов (счетной (N) и объемной ( $C_V$ ) концентрации; параметров функции распределения по размерам — радиуса r и полуширины  $\Delta r$ ; действительной части показателя преломления n) можно достичь с использованием оптических методов исследования. Одно из преимуществ таких методов — бесконтактный способ контроля. Размер и форма эритроцитов также имеют важное диагностическое значение. Так, преобладание в крови эритроцитов малых размеров (микроцитоз) наблюдается при гемолитической болезни, анемии, после хронической кровопотери и нередко при злокачественных заболеваниях. Увеличение эритроцитов (макроцитоз) встречается при многих заболеваниях печени, алкоголизме, злокачественных новообразованиях, понижении функции щитовидной железы, миелопролиферативных заболеваниях, после спленэктомии и т. д.

В данной работе рассматривается применение принципов корреляционной спектронефелометрии для одновременного определения как МФП параметров функции распределения эритроцитов по размерам, так и параметра формы — асферичности эритроцитов, а также возможность упрощения процесса измерений за счет использования только двух коэффициентов направленного рассеяния.

#### Расчет оптических характеристик эритроцитов

Поскольку ядро интегрального уравнения единичного эритроцита зависит от его ориентации, обычно при расчетах ОХ используют разные приближения. При этом учитывается, что угловое распределение света, рассеянного на большом числе хаотически расположенных несферических частиц, такое же, как при рассеянии на шарах эквивалентного объема, а эритроциты представлены в сферическо-симметричном виде и характеризуются индикатрисой рассеяния, рассчитываемой по формулам Ми. Использование данной модели в других работах и сравнение численных расчетов с экспериментальными результатами показали, что такое приближение хорошо описывает свойства большинства биологических тканей, включая кровь. Отметим также, что для несферических частиц эквивалентные по площади и по объему радиусы не совпадают, однако для умеренно вытянутых (сплюснутых) сфероидов и цилиндров ( $0.5 \le \kappa \le 2$ ) эта разница не превышает 5 %. Если для модели эритроцитов, представленной в виде эквивалентных по объему сфер, в качестве параметра формы можно считать *r*, то для модели, где эритроциты представляются в виде сфероидов, в качестве диагностического параметра формы эритроцита можно использовать параметр асферичности e = D/d, где D и d — большая и малая оси эллипса. В настоящей работе эритроциты моделируются сплюснутыми сфероидами, соответственно, ансамбль эритроцитов и его оптические свойства моделируются ансамблем сфероидов со случайно заданными характеристиками большей оси D, параметра асферичности e, показателя преломления n и угла ориентации  $\alpha$ . Распределение эритроцитов по объему f(V) моделируется обобщенным гамма-распределением, которое достаточно хорошо аппроксимирует данные многочисленных экспериментальных исследований эритоцитометрических кривых образцов крови:

$$f(V) = \frac{N}{\Gamma(k+1)} k^{k+1} \frac{r^k}{V_0^{k+1}} \exp(-kV/V_0), \qquad (1)$$

где N – счетная концентрация эритроцитов;  $V_0$  — модальный объем; k — параметр полуширины распределения, связанный с  $\Delta V$  (расстоянием между ветвями f(V) на уровне 0.5 f(V)) соотношением  $k \approx 5.63 \cdot (\Delta V/V)^{-1.99}$ .

Микроструктурные параметры эритроцитов (табл. 1) варьируются в диапазонах их возможных изменений, выбранных из литературных данных. Параметры функции распределения по размерам  $V_0$  и k задаются из диапазонов, приведенных в табл. 2. Действительная (n) и мнимая ( $\chi$ ) части относительного показателя преломления соответствуют длине волны  $\lambda = 0.65$  мкм ( $\lambda = 0.495$  мкм в физрастворе с n = 1.332, который применяется для разбавления).

Расчет элементов матрицы Мюллера и эффективных сечений рассеяния и поглощения проведен с помощью программы ADDA на суперкомпьютере СКИФ для эритроцитов со случайно заданными МФП из табл. 1 и 2. Всего рассчитано и занесено в базу данных около 180 000 000 элементов матрицы Мюллера и эффективных сечений рассеяния и поглощения единичных эритроцитов. Из этого набора формировались ансамбли частиц, где количество рассеивателей задавалось из интервала 70—120 тысяч (0.02 мл крови при средней концентрации  $(3.5-6) \cdot 10^6 \text{ мл}^{-1}$ ), а каждому рассеивателю случайным образом задавалась ориентация и МФП. Коэффициенты рассеяния под углом  $\beta(\Theta)$  для ансамбля частиц из отмеченного выше интервала рассчитаны в приближении однократного рассеяния по правилу сложения индикатрис.

Таблица 1. Вариации микрофизических характеристик эритроцитов

D	е	Ν	п	χ
5.2—9.6 мкм	2—4	$(3.5-6.0) 10^{12} \pi^{-1}$	1.035—1.059	$10^{-4}$ — $10^{-5}$

Таблица 2. Вариации параметров функции распределения по размерам

k	$V_0$	
6—10	75—95 мкм <sup>3</sup>	

При получении коэффициентов регрессионных уравнений на рассчитанные значения ОХ накладывались погрешности (для  $\beta(\Theta)$ : 10 % на углы 1—10°, 5 % — на все остальные углы), проведено сравнение рассчитанных и задаваемых значений для каждого из элементов выборки (МФП и соответствующие им оптические). Уравнения множественной регрессии для каждого МФП получены с использованием двух коэффициентов направленного рассеяния и имеют вид:

$$lgp = a_0 + a_1 lg\beta(\Theta_1) + a_2 lg\beta(\Theta_2),$$
(2)

где  $a_i$  и  $\Theta_i$  приведены в табл. 3 и 4;  $p_i - M\Phi\Pi$ . Определяемые М $\Phi\Pi p_i$  и соответствующие уравнению (2) значения оптимальных углов  $\Theta_i$ , выбранных путем прямого перебора (критерий отбора — минимальная средняя погрешность по выборке) из отмеченных выше при анализе корреляционных зависимостей интервалов углов, приведены в табл. 3.

таолица э. Оптимальные у	углы
--------------------------	------

ΜΦП	$\Theta_1$	$\Theta_2$
D	5	12
е	5	12
$V_0$	3	9
$\Delta V$	3	9
п	7	14
N	3	14

Таблица 4. Коэффициенты регрессий

ΜΦП	$a_0$	$a_1$	$a_2$
D	2.1892	-0.3208	0.2216
е	4.0179	-0.7815	0.4941
$V_0$	0.5708	0.2190	-0.1093
$\Delta V$	1.0552	0.4365	-0.2140
п	-4.3541	0.3054	0.0283
N	11.4514	-0.8315	0.3205

## Обсуждение результатов

На рис. 1 приведена гистограммы погрешности определения параметров формы — асферичности эритроцитов *e*, размер большой оси эллипса *D* с использованием (2), где по оси *OY* отложена частота повторяемости *P* ошибок  $\delta = (x - x^*)/x$  (число реализаций *P* МФП эритроцитов, для которых получены данные погрешности  $\delta$ ), *x* и  $x^*$  — заданные и рассчитанные с использованием (2) с соответствующими коэффициентами из табл. 1 и 2 значения МФП. На рисунке также указаны средние по выборке ошибки определения отмеченных величин. С использованием регрессионных соотношений между угловыми коэффициентами рассеяния и МФП эритроцитов возможно определение параметров *n*, *N*,  $\Delta r$ ,  $V_0$ , а значит, и функции распределения по объему в пределах 10 %. Хотя по сравнению с методами, совместно с угловыми использующими поляризационные измерения, точность восстановления МФП несколько ухудшается, важными достоинствами рассматриваемого метода являются расширение функциональных возможностей, простота технической реализации, оперативность.



Рис. 1. Гистограммы ошибок определения e(a) и  $D(\delta)$  с использованием уравнения (6) с наложением 10%-ных случайных ошибок на  $\beta(\Theta_k)$ 

Для реализации метода предлагается схема нефелометра-прозрачномера, представленная на рис. 2. В нее входят источники И1 и И2 (полупроводниковые лазеры), приемники П1 и П2, блок управления посылки излучения 3, устройство вращения, формирователи световых потоков 4, блок регистрации, обработки и хранения измерительной информации 5. Источниками И1 и И2 по-переменно по сигналам, поступающим с блока управления 3, посылаются световые потоки в исследуемую рассеивающую среду (в точку R). Часть излучения в точке R рассеивается в направлении приемника П2, расположенного под углом  $\phi$  к направлению посылки излучения, часть проходит на приемник П1, расположенный противоположно, и регистрируется блоком 6.



Рис. 2. Схема нефелометра-прозрачномера

С использованием предлагаемого нефелометра-прозрачномера значения  $\beta_{\varphi}$  измеряются с исключением методических погрешностей, обусловленных нестабильностью аппаратурных констант источников, приемников, формирователей излучения, окружающей среды, а также загрязнений оптических элементов, поэтому при определении  $g_{\varphi}$  точность ее получения будет более высокой.

# Nephelometric Method for Determination of the Microphisical Parameters of Blood Erithrocytes

# D. A. Smunev, M. M. Kugeiko

# <sup>a</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail:kugeiko@bsu.by

We obtained the regression relations between the microphysical parameters of erythrocytes in human blood presented in form of spheroids and the low-angle directional scattering coefficients  $\beta(\Theta)$  in the spectral window of blood. The efficiency of using these regression relations for double-angle measurements was estimated. It is shown that we can, concurrently with microphysical parameters of erythrocytes, refraction index, determine shape parameter, such as asphericity of erythrocytes, and dimension of the large axis of spheroid to a precision of a few percent.

Keywords: erythrocytes, microphysical parameters, directional scattering coefficients, multiple regressions, shape parameters.

# Свойства наночастиц оксида цинка, синтезированных с помощью разряда с жидким анодом

### В. С. Бураков, М. И. Неделько, В. В Кирис, Н. В. Тарасенко

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: nedelko@imaph.bas-net.by

Исследованы характеристики наночастиц оксида цинка, синтезированных с помощью тлеющего разряда атмосферного давления с жидким анодом. Проанализированы основные факторы (состав электролита и параметры генерируемой плазмы), влияющие на морфологию и фазовый состав образуемых наночастиц.

**Ключевые слова:** электрический разряд с жидким анодом, наночастицы, оксид цинка, абсорбция, ширина запрещенной зоны.

#### Введение

Оксид цинка — один из перспективных материалов для создания приборов микро- и оптоэлектроники: полупроводниковых лазеров и светодиодов в ультрафиолетовой (УФ) области спектра, прозрачных проводящих покрытий, биомедицинских применений. Оксид цинка может применяться в солнечных элементах, пъезопреобразователях, а также в качестве каталитических частиц и сенсоров [1]. Интерес обусловлен рядом его электрофизических и оптических свойств: большой шириной запрещенной зоны и высокой энергией экситонного возбуждения, высокой температурой плавления и теплопроводностью, устойчивостью к радиации, прозрачность в видимом диапазоне и биосовместимость.

С учетом сказанного представляет интерес разработка методов контролируемого синтеза наноразмерных структур оксида цинка для создания структур с заданными характеристиками. Для синтеза пленок и наноструктур оксида цинка в настоящее время наибольшее распространение получили методы, основанные на химическом осаждении паров, молекулярной эпитаксии, осаждении из газовой фазы при термическом, лазерном или магнетронном распылении. Получена широкая номенклатура структур, включая нанопроволоки, нанотрубки, наноленты, нанокольца, нанопружины и др.

Несмотря на достаточно большой объем экспериментальных работ, выполненных в области получения пленок и порошков ZnO, проблема целенаправленного формирования структур ZnO с необходимыми свойствами решена далеко не полностью. Один из главных недостатков химических методов синтеза наночастиц — присутствие в конечном растворе кроме самих наночастиц побочных продуктов реакций. Среди новых методов синтеза, предложенных в последние годы, метод, основанный на применении тлеющего разряда с жидким электродом (плазмы в контакте с жидкостью), привлек большое внимание, поскольку позволяет синтезировать наночастицы без использования химически активных восстанавливающих агентов. [2]. Электрический разряд между электродом в газовой фазе и металлическим электродом, погруженным в раствор электролита, отличается простотой реализации и управления, возможностью работы при атмосферном давлении и температуре окружающей среды, низкой стоимостью процесса синтеза наночастиц.

В данной работе этот метод применен для формирования нанокристаллов оксида цинка. Анализируются основные факторы (состав электролита и параметры генерируемой плазмы), влияющие на морфологию, фазовый состав и оптические свойства синтезированных наноструктур.

#### Экспериментальная часть

Экспериментальная установка для получения наноразмерных частиц в условиях тлеющего разряда с жидкостным электродом состоит их кюветы с жидкостью, блока электродов, газового баллона с редуктором и источника питания разряда. Разряд зажигается между капиллярной трубкой из нержавеющей стали с внутренним диаметром 500 мкм и длиной 5 см, служившей катодом, и поверхностью жидкости, в которую опускается металлический электрод, являющийся анодом. В качестве рабочей жидкости использованы дистиллированная вода, или водные растворы, содержащие 1 мМ HNO<sub>3</sub> и 10 мМ фруктозы (глюкозы), или в кислотный раствор без фруктозы (глюкозы), или только раствор глюкозы. Поток газа аргона (~20 мл/мин) пропускается через капиллярную трубку. Разряд питается стабилизированным источником с максимальным напряжением 3.6 кВ и током 5 ма, подключение источника осуществляется через балластное сопротивление R = 500 кОм.

Первичным индикатором образования наночастиц служит изменение окраски раствора, дальнейшая диагностика сводится к ранее отработанным методам, в числе которых спектрофотометрическое исследование пропускания полученных коллоидных растворов в определенных участках спектра. Регистрация спектров происходила при помощи двухканального спектрофотометра Cary 500 с разрешением 1 нм и вычитанием спектров исходного раствора до обработки электрическим разрядом.

Морфология и размер частиц определены методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с помощью микроскопа LEO 906E, работающего при ускоряющем напряжении 120 кВ. Для электронно-микроскопических исследований использована стандартная методика нанесения наночастиц на медные сеточки, предварительно покрытые пленкой формвара.

Состав синтезированных наночастиц контролировался с помощью ИК спектроскопии, спектры синтезированных частиц ZnO регистрировались в геометрии на отражение под углом 20° от пластины из низкоомного кремния, так как данный тип кремний не пропускает излучение в ИК диапазоне, с разрешением 4 см<sup>-1</sup> на ИК-фурье-спектрометре Thermo Nicolet.

## Результаты и их обсуждение

Результаты выполненных экспериментов показывают, что основное влияние на параметры нарабатываемых частиц оказывает состав жидкой среды, в которой происходит синтез. Так, в дистиллированной воде в отсутствие стабилизирующих агентов (глюкозы, фруктозы) образуются наночастицы оксида цинка, о чем свидетельствует появление характерных полос в ИК спектре. Типичный ИК спектр осажденных на кремниевую подложку частиц ZnO, синтезированных в дистиллированной воде, представлен на рис. 1. Синтезированные в воде наночастицы оксида цинка, по-видимому, подвергаются частичному гидролизу с образованием гидроксида цинка — в ИК спектре появляется полоса, соответствующая поглощению гидроксильной группы. Кроме того, после наработки частиц раствор приобретал слабощелочную реакцию.

Спектральные особенности поглощения коллоида, приготовленного с использованием цинкового электрода, характеризуются скачкообразным увеличением поглощения вблизи 370 нм (рис. 2), которые указывают на полупроводниковый характер образующихся наночастиц. Очевидно, пик вблизи 370 нм соответствует экситонному поглощению наночастиц ZnO. Ширина запрещенной зоны ( $E_g = 3.36$  эВ), оцененная из спектра поглощения, подтверждает образование наночастиц ZnO.



Рис. 1. Типичный ИК спектр осажденных наночастиц ZnO, синтезированных в дистилированной воде.



Рис. 2. Спектры поглощения коллоидных растворов наночастиц оксида цинка, синтезированных в разряде с жидкофазным электродом

Ширина запрещенной зоны наночастиц оксида цинка рассчитана из оптического спектра поглощения с помощью соотношения  $\alpha h\nu = (h\nu - E_g)^n$ , где n — постоянная,  $h\nu$  — энергия фотона,  $\alpha$  — коэффициент поглощения, n зависит от характера перехода (для прямых переходов n = 1/2). Для определения ширины запрещенной зоны построена зависимость  $(\alpha h\nu)^2$  от  $h\nu$ , энергия запрещенной зоны найдена путем экстраполяции линейной части графика до пересечения с осью энергии.

Отметим, что при добавлении стабилизатора (глюкозы) и увеличении ее концентрации спектр поглощения раствора изменяется. В спектре поглощения коллоида появляется и растет второй пик в области 270 нм. Когда концентрация стабилизатора становится больше 0.005 М, вместо оксида цинка, скорее всего, нарабатываются наночастицы металлического цинка, о чем свидетельстует появление максимума поглощения в области 270 нм [3].

Использование в качестве рабочей среды для наработки частиц 1 мМ-раствора азотной кислоты уменьшает гидролиз, так как в этом случае среда после наработки частиц остается практически нейтральной. Вместе с тем добавка кислоты сильно меняет морфологию синтезируемых наночастиц. Как видно из микрофотографий частиц (рис.3), если для разряда с дистиллированной водой характерно формирование квазисферических частиц со средним размером 15—20 нм, то в подкисленной воде происходит формирование нанопроволочек длиной 100—200 нм диаметрами <10 нм.



Рис. 3. Микрофотографии частиц ZnO, синтезированных в дистиллированной воде (*a*) и в 1мМ HNO<sub>3</sub> (*б*).

Уменьшение силы тока разряда также приводит к изменению характера спектров поглощения формируемых коллоидов — снижается интенсивность поглощения в области 300— 400 нм с одновременным ростом в дальнем ультрафиолете (200—220 нм), за которое могут отвечать субнанометровые кластеры (ZnO)<sub>n</sub> [4].

#### Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект БРФФИ Ф15МС-024).

### Литература

- 1. Zhong Lin Wang. *ZnO nanowire and nanobelt platform for nanotechnology*. Mater. Sci. Eng. R. 2009. V. 64, N 3. P. 33–71.
- 2. D. Mariotti, R M. Sankaran. *Microplasmas for nanomaterials synthesis*. J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43, N 32. P. 323001.
- H. Zeng, W. Cai, Y. Li, J. Hu, P. Liu. Composition/structural evolution and optical properties of ZnO/Zn nanoparticles by laser ablation in liquid media. J Phys Chem B. 2005. V. 109, N 39. P. 18260-6.
- Sixin Wu, Na Yuan, Hongtao Xu, Xinshou Wang, Zoltan A Schelly. Synthesis and bandgap oscillation of uncapped, ZnO clusters by electroporation of vesicles. Nanotechnology. 2006. V. 17, N 18. P. 4713–4718.

# Properties of Zinc Oxide Nanoparticles Synthesized by Discharge with Liquid Anode

# V. S. Burakov, M. I. Nedelko, V. V. Kiris, N. V. Tarasenko

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus, e-mail: tarasenko@ifanbel.bas-net.by

In the paper the results of studies on characteristics of zinc oxide nanoparticles synthesized by atmospheric pressure glow discharge with liquid anode have been discussed. The main factors such as and the liquid composition and parameters of the generated plasma affecting the morphology and phase composition of the formed nanoparticles have been analyzed.

Keywords: electrical discharge with liquid anode, nanoparticles, zinc oxide, absorption, band gap.

# Молекулярно-пучковая эпитаксия метаморфных буферных слоев In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с линейным градиентом состава

## <u>С. В. Сорокин</u>, Г. В. Климко, И. В. Седова, А. А. Ситникова, Т. А. Комиссарова, С. В. Иванов

## Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия e-mail: sorokin@beam.ioffe.ru

Представлены результаты по технологии выращивания на подложках GaAs(001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) метаморфных буферных слоев (МБС)  $In_xGa_{1-x}As$  с линейным градиентом состава и плотностью прорастающих дислокаций в верхнем слое  $<10^6$  см<sup>-2</sup>. Определены условия МПЭ роста МБС  $In_xGa_{1-x}As$  и сопоставлены экспериментальные данные с результатами расчета величины обратной ступени в концентрации In при выращивании последующего толстого слоя  $In_xGa_{1-x}As$  по различным моделям. Обсуждаются структурные и электрические свойства гетероструктур с МБС.

Ключевые слова: метаморфный буферный слой, молекулярно-пучковая эпитаксия, In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, прорастающие дислокации.

#### Введение

Гетероэпитаксия полупроводниковых твердых растворов открыла возможности для конструирования зонной структуры в целях разработки новых типов приборных гетероструктур, в том числе с напряженными слоями. Однако, чтобы полностью использовать эти возможности, необходимо наличие решеточно-согласованной подложки. В силу дискретности значений постоянных решетки (*a*) бинарных соединений  $A^{III}B^{V}$  (минимальный шаг  $\Delta a/a = 3.5-4$  %), обычно используемых в качестве подложек, актуально создание малодефектных темплейтов с промежуточными значениями *a*. Применение концепции метаморфного роста позволяет значительно улучшить характеристики гетероструктур, выращиваемых на рассогласованных подложках, а также расширить функциональные возможности полупроводниковых приборов, выращиваемых на подложках GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты по технологии получения на подложках GaAs(001) методом МПЭ метаморфных буферных слоев (МБС) In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с линейным профилем изменения состава, а также результаты исследований структур с МБС In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs методами рентгеновской дифрактометрии (РД), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и измерений эффекта Холла.

#### 2. Расчеты структур с метаморфными буферными слоями In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs

Для снижения плотности прорастающих дислокаций (ПД) — ключевого параметра, характеризующего МБС, — в структурах с МБС  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  предлагались различные варианты конструкции (профиля и скорости изменения состава МБС) и режимов эпитаксиального роста: температуры роста (низкая и высокая), использование легирующих компонентов, потока молекул As<sub>2</sub> и т. д. На основании экспериментальных данных и теоретических представлений разработаны модели релаксации напряжений в МБС [3—8]. Поскольку динамика распространения ПД и процессы релаксации напряжений в этих материалах достаточно сложны, многие вопросы по-прежнему остаются неясными, относя рост МБС к разряду искусства.

В МБС слоях  $\ln_x Ga_{1-x} As/GaAs$  с линейным градиентом состава (x) не происходит полной релаксации упругих напряжений. Остаточная деформация в них приводит к образованию вблизи поверхности напряженной области с низкой плотностью ПД [4], в то время как в остальной части метаморфного буфера наблюдается практически полная релаксация напряжений посредством образования дислокаций несоответствия (ДН). Эта остаточная деформация в МБС должна быть учтена путем согласования равновесной постоянной решетки последующей структуры (слоя)  $a_l$  с латеральным периодом решетки на поверхности MБС ( $a_{MEC}$ ). Другими словами, необходимо уменьшить состав слоя, выращиваемого на градиентном МБС, на такую величину (так называемая обратная ступень  $\Delta x_0$  (stepback)), чтобы латеральная  $a_{MEC}$  у поверхности напряженного градиентного слоя была равна равновесной (ненапряженной)  $a_l$ .

Согласно геометрической модели Данстана [9] для слоев с линейным градиентом состава, деформация вблизи поверхности МБС  $\varepsilon_s = [2Kv]^{1/2}$  не зависит от толщины градиентного слоя или от достигнутого максимального состава, а толщина напряженной свободной от дислокаций области  $d_c = [2K/v]^{1/2}$ , где v — скорость изменения состава градиентного слоя, выраженная в виде эквивалентного напряжения на единицу длины, K — константа релаксации, для системы In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs  $K = 0.8\pm0.1$  нм [10], K = 0.83 нм [11]. Таким образом, учитывая, что для системы In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs  $\varepsilon_s = \Delta \varepsilon \sim 0.07\Delta x_0$ , при скорости изменения состава 30% In/мкм в МБС In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs (v:= $(0.07 \cdot 0.3)/10^3 = 2.1 \cdot 10^{-5}$  нм<sup>-1</sup>) и K = 0.8 нм обратная ступень при выращивании слоя In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As на МБС составляет  $\Delta x_0 \sim 0.083$ . Следует также иметь в виду заметный разброс экспериментальных данных при определении среднего значения константы релаксации [10].

В работе [3] утверждается, что модель Данстана переоценивает степень релаксации напряжений в системе  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  и для корректной оценки  $\varepsilon_s$  в МБС надо использовать степенную (n = 2) зависимость в ее связи с константой релаксации  $K = 3.7 \cdot 10^{-3}$  нм. Для той же скорости изменения состава 30% In/мкм это дает значение  $\Delta x_0 = 0.064$ . Различие в определении K, вероятно, связано с влиянием на динамику релаксации напряжений условий МПЭ-роста. Линейный и параболический профили изменения состава в МБС  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ , по-видимому, позволяют достичь наилучшего компромисса между снижением плотности ПД и сохранением малой шероховатости поверхности при использовании оптимальных условий МПЭ [3]. В [3] авторы все же считают оптимальным параболический профиль, так как он обеспечивает более низкую  $\varepsilon_s$  у поверхности МБС, большая часть которой заморожена за счет деформационного упрочнения. Это делает параболический профиль более устойчивым к напряжениям, возникающим при выращивании последующих активных слоев гетероструктуры. Основная проблема здесь — трудность реализации параболического профиля при использовании стандартных термоконтроллеров.

#### 3. Эксперимент

Исследованы структуры МБС  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  с линейным профилем изменения состава, выращенные методом МПЭ на подложках GaAs (001) с использованием двухкамерной установки МПЭ (SemiTEq, Caнкт-Петербург). Условия роста выбраны в многом на основе работ группы из Чалмерского университета (Гётеборг, Швеция) [12—14]: температура подложки 380—400 °С, скорость изменения состава по индию 30% In/мкм, скорость роста 0.6—0.8 мкм/ч, слои легировались бериллием до уровня  $p \sim (1-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что, согласно [14], приводит к уменьшению шероховатости поверхности МБС. Соотношение интенсивностей потоков As/(In+Ga) состава, так и с 1 мкм слоями нелегированного и легированного (Be и Si) In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As на поверхности МБС при различных значениях  $\Delta x_0$ . Для реализации линейного профиля изменения состава x(d) в МБС In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As построена зависимость x в слое In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As от температуры источника индия ( $T_{\text{In}}$ ) при фиксированном потоке Ga (рис. 1, a). Эта зависимость определяет локальный состав x и скорость роста  $\upsilon_{\text{InGaAs}} = f(x)$  в каждый момент времени роста MБС. Чтобы преодолеть нелинейность зависимости  $x_{\text{In}} = f(T_{\text{In}})$  при задании линейной функции изменения  $T_{\text{In}}$ 



Рис. 1. Зависимость состава x слоя  $In_xGa_{1-x}As$  от температуры источника In (a) и профили изменения состава x(d) в МБС  $In_xGa_{1-x}As$  (б) при линейном изменении температуры источника  $T_{In}(t)$  (LTG-профиль) (1) и при различной скорости изменении температуры источника  $T_{In}(t)$  на разных участках МБС (в соотношении ~10%/30%/60% от суммарной толщины МБС) (2).

от времени (LTG-профиль) (рис. 1,  $\delta$ , пунктир), температурный интервал изменения  $T_{\text{In}}$  разбивался на три неравных отрезка (оптимальное соотношение ~10%/30%/60% от суммарной толщины МБС), для которых рассчитывали необходимую линейную скорость изменения  $T_{\text{In}}(t)$ .

## 4. Результаты и обсуждение

Слои демонстрируют низкую плотность ПД (<10<sup>6</sup> см<sup>-</sup>) как вблизи поверхности незарощенного МБС с линейным профилем изменения состава (рис. 2, *a*), так и в слоях, выращенных на поверхности МБС (рис. 2, *б*). Ступенчатый механизм релаксации с образованием ДН на дискретных толщинах (хорошо различимых на рис. 2) даже при задании непрерывного линейного профиля изменения состава, качественно объяснен в [14] в рамках простой модели баланса сил. Толщина малодефектной области  $d_c = 240$  нм у поверхности МБС (рис. 2, *a*) хорошо согласуется с расчетной величиной (275 нм).



Рис. 2. ПЭМ-изображения в геометрии поперечного сечения структуры с 1-мкм  $In_xGa_{1-x}As$  МБС с линейным профилем изменения состава (*a*) и с 1-мкм слоем  $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ , выращенном на поверхности МБС ( $\delta$ ).

Данные исследований МБС с помощью карты интенсивности рассеяния рентгеновских лучей в пространстве обратной решетки, полученной в трехкристальной геометрии для несимметричного отражения от плоскости (224) в геометрии скользящего падения (RSM), показали, что оптимальная величина обратной ступени ( $\Delta x_0$ ) в концентрации In при выращивании МБС In<sub>r</sub>Ga<sub>1-r</sub>As с линейным градиентом состава достаточно хорошо согласуется с расчетами по модели Данстана [9—11]. В случае задания меньшего значения  $\Delta x_0$  наблюдалась частичная релаксация напряжений в верхнем 1-мкм слое In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. На рис. 3, *а* приведена RSM для слоя In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, выращенного на поверхности МБС In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As(x = 0.07—0.383)/GaAs при заданной обратной ступени  $\Delta x_0 \sim 0.083$ . В верхнем левом углу (рис. 3, *a*) выделяется округлое пятно отражения от подложки. Ниже вдоль наклонного ребра треугольника релаксации размытое малоинтенсивное отражение от градиентного полностью релаксированного MEC  $In_xGa_{1-x}As$ . На фоне отражения от MEC  $In_xGa_{1-x}As$  выделяется яркое отражение от верхнего слоя  $In_xGa_{1-x}As$  с содержанием индия x = 0.301, причем положение этого пятна на карте позволяет считать данный слой когерентным верхней части МБС. На рис. 3, б приведены дифракционные кривые для структуры с 1-мкм In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As МБС с линейным профилем изменения состава и с 1-мкм In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As слоем, выращенным на поверхности МБС. Положение пика от слоя In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As соот-



Рис. 3. RSM (*a*) и дифракционные кривые (б) для симметричного отражения (004) для структуры с In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As буферным слоем (#0-677) (*1*) и (#0-675) (*2*).

ветствует составу x = 0.3. Моделирование дифракционной кривой для слоя МБС  $In_xGa_{1-x}As$  (x = 0.07-0.383) показывает, что профиль изменения состава x(d) действительно близок к линейному. Нелегированные 1-мкм слои  $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ , выращенные на поверхности МБС с линейным профилем изменения состава, продемонстрировали фоновое значение концентрации носителей  $n = 3.6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при подвижности  $\mu = 7600$  см<sup>2</sup>/(B · c), что косвенно подтверждает малую плотность центров рассеяния и дефектов в слое.

#### Заключение

Данными РД и изображениями ПЭМ в геометрии поперечного сечения подтверждена низкая плотность ( $<10^6$  /см<sup>2</sup>) ПД в толстых (толщиной  $\sim 1$  мкм) слоях, выращенных на поверхности МБС  $\ln_x$ Ga<sub>1-x</sub>As с линейным профилем изменения состава. Показано, что оптимальная величина обратной ступени ( $\Delta x_0$ ) в концентрации In при выращивании толстых слоев  $\ln_x$ Ga<sub>1-x</sub>As на поверхности МБС с линейным градиентом состава хорошо согласуется с расчетами, выполненными в рамках геометрической модели Данстана [9—11].

#### Благодарности

Авторы благодарят М. А. Яговкину за проведение РД измерений. Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях".

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект №14.604.21.0008 от 17.06.2014г. с УИ ПНИ RFMEFI60414X0008; соглашение о субсидии №14.621.21.0007 id RFMEFI62114X0007).

#### Литература

- 1. D. Wu, H. Wang, B. Wu, H. Ni, S. Huang, Y. Xiong, P. Wang, Q. Han, Z. Niu, I. Tångring, S. M. Wang.
- 2. Electron. Lett. 2008. V. 44(7). P. 474-475.
- 3. H. Cotal, C. Fetzer, J. Boisvert, G. Kinsey, R. King, P. Hebert, H. Yoon, N. Karam. Energy Environ. Sci. 2009. V. 2. P.174–192.
- 4. F. Romanato, E. Napolitani, A. Carnera, A. V. Drigo, L. Lazzarini, G. Salviati, C. Ferrari, A. Bosacchi, S. Franchi, J. Appl. Phys. 1999. V. 86. P. 4748–4755.
- 5. J. Tersoff. Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 693-695.
- 6. D. González, D. Araújo, G. Aragón, R. García. Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 1875-1877.
- 7. S.-D. Kim, S. M. Lord, S. James, J. Harris. J. Vac. Sci. Technol. B. 1996. V. 14. P. 642-646.
- 8. E. A. Fitzgerald. Mater. Sci. Rep. 1991. V. 7. P. 87-142.
- 9. E. A. Fitzgerald, A.-Y. Kim, M. T. Currie, T. A. Langdo, G. Taraschi, M.T. Bulsara. Mater. Sci. Eng. B. 1999. V. 67. P. 53-61.
- 10. D. J. Dunstan, P. Kidd, L. K. Howard, R. H. Dixon. Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. P. 3390.
- 11. D. J. Dunstan, J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 1997. V. 8. P. 337-375.
- 12. A. Sacedón, F. González-Sanz, E. Calleja, E. Muñoz, S. I. Molina, F. J. Pacheco, D. Araújo, R. García, M. Lourenco, Y. Yang, P. Kidd, D. Dunstan. Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 3334—3336.
- 13. I. Tångring, S. M. Wang, X. R. Zhu, A. Larsson, Z. H. Lai, M. Sadeghi. Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 071904.
- 14. I. Tångring, Y. X. Song, Z. H. Lai, S. M. Wang, M. Sadeghi, A. Larsson, J. Cryst. Growth. 2009. V. 311. P. 1684.
- 15. Y. Song, Sh. Wang, I. Tångring, Z. Lai, M. Sadeghi. J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 123531.

# Molecular Beam Epitaxy of Linearly Graded In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs Metamorphic Buffer Layers

S. V. Sorokin, G. V. Klimko, I. V. Sedova, A. A. Sitnikova, T. A. Komissarova, S. V. Ivanov

# I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg, Russia e-mail: sorokin@beam.ioffe.ru

Paper presents results on molecular beam epitaxy (MBE) of linearly graded metamorphic buffer layers (MBL) on GaAs(001) substrates with low threading dislocations density (less than  $10^6 \text{ cm}^{-2}$ ) in cap layer. The MBE growth conditions for growing MBLs are determined, and In stepback calculations within the frames of existing models are compared with experimental data. The structural and electrical properties of the MBL structures are discussed.

**Keywords:** metamorphic buffer layer, molecular beam epitaxy,  $In_xGa_{1-x}As$ , threading dislocations.

# Туннельные диоды GaAs:Si/GaAs:Be, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии

<u>Г. В. Климко</u>, Т. А. Комиссарова, С. В. Сорокин, Е. В. Контрош, А. А. Усикова, Н. Д. Ильинская, В. С. Калиновский, С. В. Иванов

## Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: gklimko@mail.ru

Представлены результаты оптимизации конструкции и технологии роста методом молекулярнопучковой эпитаксии структур туннельных диодов (ТД) n<sup>+</sup>-GaAs:Si/p<sup>+</sup>-GaAs:Be. Достигнутый уровень пикового тока  $J_p = 500$  A/см<sup>2</sup> позволяет использовать полученный ТД для объединения нескольких каскадов как в структурах многопереходных солнечных элементов, так и в структурах туннельно-связанных лазерных диодов.

**Ключевые слова:** туннельный диод, молекулярно-пучковая эпитаксия, сильное легирование, многокаскадные солнечные элементы.

#### Введение

Туннельный диод (ТД) Лео Эсаки (Leo Esaki) [1] представляет собой полупроводниковый диод на основе вырожденного полупроводника, в котором при приложении напряжения в прямом направлении туннельный эффект проявляется в появлении участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на вольт-амперной характеристике (ВАХ). ТД являются неотъемлемой частью множества полупроводниковых приборов, таких, как генераторы и высокочастотные переключатели. Также они могут применяться для создания мощных туннельносвязанных лазерных диодов [2] и в структурах многокаскадных солнечных элементов (СЭ) [3]. Цель настоящей работы — получение методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) ТД с высоким уровнем пикового тока, которые могут быть использованы для объединения нескольких каскадов многопереходных СЭ на основе соединений А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup>. В соответствии с имеющимися литературными данными [4—7] основными факторами, определяющими пиковый ток (J<sub>p</sub>, А/см<sup>2</sup>) ТД Эсаки, полученных различными методами, являются температура эпитаксиального роста, высокие уровни легирования донорной и акцепторной примесями, а так же толщина *p*-и *п*-областей. Задача получения высоких уровней легирования (>10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>) при легировании GaAs кремнием, легко достижимая в MOCVD, в случае МПЭ не является тривиальной. В работе продемонстрированы различные технологические подходы, позволяющие увеличить уровни легирования р- и п-областей ТД *n*-GaAs:Si/*p*-GaAs:Ве при МПЭ, а также приведены ВАХ структур выращенных ТД.

#### 1. Эксперимент

Структуры ТД AlGaAs/GaAs:Si/GaAs:Be выращены на подложках  $n^+$ -GaAs:Si (001) с использованием двухкамерной установки МПЭ (SemiTEq, Россия). Ростовая камера соединений  $A^{III}B^{V}$  оснащена стандартными эффузионными источниками материалов Ga и Al, Si и Be (для *n* и *p*-легирования), а также клапанным источником мышьяка с высокотемпературным разложителем (Veeco). Температура зоны разложения мышьяка 570 °C, что соответствует преимущественному потоку четырехатомных молекул As<sub>4</sub>. Процесс роста контролировался *in situ* с помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Нагрев подложки осуществлялся радиационным бесконтактным способом. Для сопоставлений показаний термопары с фактической температурой подложки использован набор реперных точек:  $T \sim 510$  °C, соответствующая переходу реконструкции поверхности GaAs(001) из (2×4)As в *c*(4×4)As при известном падающем потоке As (см. статическую фазовую диаграмму GaAs(001) в [8]), и  $T \sim 580$  °C, соответствующая слету окисла с поверхности подложки GaAs.

Дизайн тестовой структуры ТД (рис. 1) определялся задачей объединения нескольких каскадов СЭ. Тестовые структуры ТД выращены на подложках *n*-GaAs(100) ( $n = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и содержали буферный слой *n*-GaAs:Si с уровнем легирования  $n = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, нижний широко-

зонный ограничивающий слой (аналог широкозонного окна в структурах СЭ) n-Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As:Si толщиной 50 нм ( $n = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>), активная область ТД  $n^+$ -GaAs:Si/p<sup>+</sup>-GaAs:Be толщиной d = 10—20 нм, верхний слой p-Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As:Be ( $p = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>), приконтактный 300-нм слой  $p^+$ -GaAs:Be ( $p = 3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> для образцов #В и #С и  $p = 1 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> для образца #А) и контактный 10-нм слой  $p^+$ -GaAs:Be с уровнем легирования  $p = 5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Для проверки уровней легирования p- и n-слоев в структурах ТД проведены холловские измерения на тестовых слоях (Al)GaAs:Be и (Al)GaAs:Si при 300 К.

Известно, что одним из основных параметров, влияющих на максимально достижимый уровень легирования GaAs при МПЭ, является температура эпитаксиального роста. Поэтому в структурах тестовых ТД рост буферного слоя GaAs:Si и первого широкозонного барьера Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As:Si проводился при температуре  $T_{\rm S} = 580$  °C, после чего  $T_{\rm S}$  снижалась до 400—430 °C с целью увеличения встраивания легирующей примеси Si [9] и предотвращения сегрегации и аномальной диффузии Be [10] и оставалась неизменной до окончания роста структуры. Параметры структур тестовых ТД GaAs:Si/GaAs:Be приведены в табл.1 . В образце #C для увеличения проводимости *n*-типа использовали модулированное δ-легирование кремнием посредством формирования четырех δ-слоев Si (с поверхностной плотностью атомов Si  $6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>) на расстоянии 1.5 нм друг от друга в *n*-GaAs:Si ( $T_{\rm Si}$  соответствовала уровню легирования  $n \sim 1.2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> в объемном слое GaAs:Si при используемых параметрах МПЭ).

Для проведения электрических измерений с помощью фотолитографии изготовлены мезаструктуры различного диаметра с контактами к *n*- и *p*-GaAs: AuGe-Ni-Au и AgMn-Ni-Au. Температура вжигания контактов в атмосфере водорода находилась в диапазоне 500—520 °C.

Образец	$T_{\rm S}$ °C	$n^+$ (GaAs:Si), cm <sup>-3</sup>	$p^+$ (GaAs:Be), cm <sup>-3</sup>	<i>d</i> , нм	$J_{\rm p}, {\rm A/cm}^2$	$V_{\rm p}, {\rm B}$
#A (1-638)	430	$7.2 \cdot 10^{18}$	$2.5 \cdot 10^{19}$	20	$9.1 \cdot 10^{-4}$	0.1
#B (1-752)	400	$1.2 \cdot 10^{19}$	$5\cdot 10^{19}$	20	3.7	0.6
#C (1-755)	400	$>1.2 \cdot 10^{19}$	$5\cdot 10^{19}$	13	500	1.15

Таблица 1. Параметры образцов туннельных диодов

#### 2. Результаты и их обсуждение

В [5] подробно объясняется необходимость сильного легирования как *n*-, так и *p*-области ТД до уровня  $6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, однако для объединения каскадов СЭ в единую структуру достаточно обеспечить туннельный ток менее  $J_p \sim 0.1$  А/см<sup>2</sup> без использования концентраторов солнечного излучения и несколько А/см<sup>2</sup> при использовании концентраторов. Тем не менее при максимальном уровне легирования GaAs:Si  $n = 7.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, достижимом при использовании высокой  $T_{\rm S} = 580$  °C при МПЭ GaAs, пиковый ток оказывается существенно ниже требуемых значений и не превышает  $J_{\rm p} = 1 \cdot 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup> (образец #А) (см. рис. 2)



Рис. 1 Дизайн структур #А, #В и #С

Рис. 2 ВАХ туннельного диода #А.

Увеличение уровня легирования кремнием из стандартного эффузионного источника сопряжено с необходимостью снижения  $T_S$  до не оптимального для роста значения  $T_S = 400$  °C. В то же время низкая  $T_S$  одновременно препятствует взаимной диффузии примесей в сильнолегированных слоях  $n^+$ -GaAs:Si и  $p^+$ -GaAs:Be. Снижение температуры эпитаксиального роста до  $T_{\rm S} = 400$  °C позволило расширить рабочий диапазон температуры источника Si [9] и более чем в 1.5 раза увеличить концентрацию носителей заряда в GaAs:Si (до  $n = 1.2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), что привело к росту пикового тока диода до  $J_{\rm p} = 3.7$  A/см<sup>2</sup> (структура #B). Для дальнейшего увеличения пикового тока ТД предложено уменьшить толщину слоев ТД до d = 14 нм и использовать модулированное  $\delta$ -легирование кремнием слоев  $n^+$ -GaAs:Si. В результате для образца #C  $J_{\rm p} = 500$  A/см<sup>2</sup> при отношении пик/долина 25. При этом нужно отметить, что достигнутое в образце #B значение  $J_{\rm p}=3.7$  A/см<sup>2</sup> (см. рис. 3) также превышает уровень, необходимый для использования ТД в структурах многопереходных СЭ при концентрациях до 200 солнц [11].



Рис. 3. ВАХ туннельных диодов #В (*a*) и #С (б), измеренные на мезаструктурах с диаметром контакта *d* в различных участках эпитаксиальной структуры.

Нелинейность ВАХ в образцах ТД #В и #С может быть связана с наличием дополнительного барьера на гетеропереходе n-AlGaAs/ $n^+$ -GaAs из-за недостаточного уровня легирования кремнием 50-нм слоя AlGaAs.

#### Заключение

Методом МПЭ выращены структуры туннельных диодов в системе AlGaAs, демонстрирующие значения пикового тока вплоть до 500 A/см<sup>2</sup>, что более чем на порядок превышаеи уровень, необходимый для использования этих ТД в структурах эффективных многопереходных СЭ AlGaAs. Продемонстрированы технологические подходы, позволившие повысить максимальный уровень *n*-легирования GaAs:Si с 7 · 10<sup>18</sup> до >1.2 · 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup> и увеличить более чем на четыре порядка пиковый ток ТД.

#### Благодарности

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 13-02-12216офи.м).

#### Литература

- 1. L. Esaki, New Phenomenon in Narrow Germanium p-n Junctions. Phys. Rev. 1958. V. 109(2). P. 603.
- 2. J. P. van der Ziel, W.T. Tsang. Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41(6). P. 499.
- 3. W. Guter et al. Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 223504.
- 4. T. Ohno, Y. Oyama, *Sidewall, GaAs tunnel junctions fabricated using molecular layer epitaxy*, Sci. Technol. Adv. Mater. 2012. V. 13. P. 013002.
- 5. S. Ahmed, M. R. Melloch, E. S. Harmon, D. T. McInturff, J. M. Woodall. Use of nonstoichiometry to form GaAs tunnel junctions. Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 3667.
- Д. А. Винокуров, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, А. А. Падалица, Н. А. Пихтин, В. А. Симаков, А. В. Сухарев, Н. В. Фетисова, В. В. Шамахов, И. С. Тарасов, Исследование туннельных диодов GaAs:Si/GaAs:C, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. ФТП. 2009. Т. 43(9). С. 1253—1256.

- J. L. Pan, J. E. McManis, L. Grober, J. M. Woodall. *Gallium-arsenide deep-level tunnel diode* with record negative conductance and record peak current density. Solid-State Electron. 2004. V. 48. P. 2067–2070.
- 8. В. В. Преображенский, М. А. Путято, Б. Р. Семягин. ФТП. 2002. Т. 36. С. 8.
- 9. K. Köhler, P. Ganser, M. Maier, *Comparison of Si 5-doping with homogeneous doping in GaAs*. J. Crystal Growth. 1993. V. 127. P. 720–723.
- 10. S. V. Ivanov, P. S. Kop'ev, N. N. Ledentsov. J. Crystal Growth. 1991. V. 108. P. 661.
- В. М. Лантратов, Н. А. Калюжный, С. А. Минтаиров, Н. Х. Тимошина, М. З. Шварц, В. М. Андреев. Высокоэффективные двухпереходные GaInP/GaAs солнечные элементы, полученные методом MOC-гидридной эпитаксии. ФТП. 2007. Т. 41. С. 6.

# GaAs:Si/GaAs:Be Tunnel Diodes Grown by Molecular Beam Epitaxy

<u>G. V. Klimko</u>, T. A. Komissarova, S. V. Sorokin, E.V. Kontrosh, A. A. Usikova, N. D. Il'inskaya, V. S. Kalinovsky, S. V. Ivanov

I. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; e-mail: gklimko@mail.ru

The results on both design optimization and molecular beam epitaxy growth of  $n^+$ -GaAs:Si/ $p^+$ -GaAs:Be tunnel diode (TD) structures are presented. The achieved maximum peak current  $J_p = 500$  A/cm<sup>2</sup> allows one to use the TDs to connect the cascades in multi-junction solar cells as well as to use them in tunnel-coupled laser diodes.

Keywords: tunnel diode, molecular beam epitaxy, heavy doping, multi-junction solar cells.

## Гетероструктуры InGaN/GaN с различной локализацией носителей

<u>А. В. Сахаров</u><sup>а</sup>, В. В. Лундин<sup>а</sup>, Е. Е. Заварин<sup>а</sup>, А. Е. Николаев<sup>а</sup>, А. Ф. Цацульников<sup>а</sup>, С. О. Усов<sup>а,б</sup>, Н. А. Черкашин<sup>в</sup>, М. Н. Корытов<sup>в</sup>, Н. В. Ржеуцкий<sup>г</sup>, Е. В. Луценко<sup>г</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской АН, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: val@beam.ioffe.ru <sup>б</sup> НТЦ микроэлектроники Российской АН, Санкт-Петербург, Россия <sup>в</sup> Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research, Toulouse, France <sup>2</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Исследованы свойства гетероструктур InGaN (включая квантовые ямы, квантовые точки и сверхрешетки), выращенных методом газофазной эпитаксии. Управляя параметрами при эпитаксиальном росте InGaN, можно получать гетероструктуры с существенно различными свойствами, что приводит к модификации их спектра излучения и кинетики люминесценции. Структуры с трехмерной локализацией носителей показывают большую эффективность люминесценции за счет подавления каналов безызлучательной рекомбинации, но основной выигрыш достигается в основном при низких уровнях возбуждения.

Ключевые слова: InGaN, квантовые ямы, квантовые точки, люминесценция.

#### Введение

На настоящий момент гетероструктуры на основе твердого раствора InGaN являются основой всех оптоэлектронных приборов видимого диапазона, при этом в активных областях светодиодов и лазеров чаще используются квантовые ямы (КЯ)/ квантовые точки (КТ), а толстые слои InGaN и сверхрешетки (СР) InGaN/GaN применяются как пассивные элементы излучающих приборов и как основной элемент фотопреобразователей. Каждый из типов гетероструктур имеет свои преимущества и недостатки — одни перспективны для работы при малых уровнях возбуждения за счет эффективной локализации носителей, другие интересны для использования при больших плотностях возбуждения из-за меньшего эффекта Оже-рекомбинации.

InGaN — уникальный материал с точки зрения влияния флуктуаций состава на свойства создаваемых гетероструктур. Во-первых, большие эффективные массы носителей приводят к тому, что энергия экситона в объемном материале в практически интересном на данный момент диапазоне составов (до 30% In) составляет 20—27 мэВ [1], что уже сравнимо с комнатной температурой. Во-вторых, очень большая разница в ширине запрещенной зоны между GaN (3.42 эВ) и InN (0.67 эВ) в сочетании с малым размером экситона ( $r_b = 2.8$  нм для GaN, что соответствует объему  $V \sim 100 \text{ нм}^3$ ) приводят к тому, что даже малые флуктуации распределения атомов индия могут приводить к локализации носителей [2]. Так, для InGaN с содержанием индия 10% в объеме экситона находится всего ~450 атомов индия, что дает статистический разброс ~0.5 % In при случайном распределении атомов и, соответственно, флуктуацию по энергии ~20 мэВ (для сравнения для In<sub>0.1</sub>GaAs статистические флуктуации  $\leq 2$  мэВ).

В данной работе рассмотрены методы и подходы, позволяющие влиять на образование локализующих центров в InGaN и свойства полученных гетероструктур.

#### 1. Эксперимент

Исследуемые полупроводниковые структуры выращены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на сапфировых подложках. В качестве соединенийисточников использованы триметилгаллий, триэтилгаллий, триметилиндий, триметилалюминий и аммиак. В качестве газа-носителя при росте InGaN служит азот, при росте других слоев — азот-водородная смесь. Рост проведен на двух эпитаксиальных установках: AIX2000HT с планетарным реактором и Dragon-125 с горизонтальным реактором. Структуры для оптических исследований представляют собой набор из трех InGaN-КЯ, разделенных GaN барьерами, или 24 периодные СР общей толщиной 50 нм. КЯ выращивались при различных давлениях, номинальная толщина КЯ всегда 3 нм, после осаждения КЯ использовалось прерывание роста на несколько секунд. СР формировались посредством прерываний роста слоя InGaN на несколько секунд, что приводило к формированию периодической структуры, обогащенной и обедненной по индию. Светодиодные структры содержали активные области, полностью аналогичные структурам для оптических исследований. Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением четвертой гармоники фемтосекундного КҮW:Yb-лазера ( $\lambda = 260$  нм,  $\tau = 140$  фс), импульсного азотного лазера ( $\lambda = 337$  нм) или непрерывного гелий-кадмиевого лазера ( $\lambda = 325$  нм).

#### 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1, *а* приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур с КЯ, выращенными при давлении 100—940 мБар на установке AIX2000HT. Видно, что увеличение давления приводит к сильному уширению спектра ФЛ, аналогичная зависимость наблюдается и для светодиодных структур (рис. 1,  $\delta$ ). Исследования методом просвечивающей микроскопии высокого разрешения показали, что состав КЯ, выращенных в диапазоне давлений 100—800 мБар, изменяется незначительно (18—20%), но происходит трансформация морфологии от сплошной КЯ с резкими интерфейсами (100 мБар) к набору островков с латеральным размером ~30 нм. Повидимому, уширение спектра вызвано вариацией локальной толщины островков, так как вариация латерального размера не должна давать такого эффекта. Зависимость ширины спектра и интенсивности ФЛ от температуры (рис. 2) позволяет утверждать, что при давлении 100 Бар мы имеем "идеальную" InGaN КЯ (насколько это возможно для InGaN), при этом латеральный транспорт носителей, увеличивающийся с температурой, приводит к сильному падению интенсивности ФЛ.



Рис. 1. Спектры ФЛ оптических структур (*a*) и зависимости максимальной эффективности (сплошные линии) светодиодов AIXTRON (■) и Dragon (○) и ширины спектра излучения (штриховые линии) (*б*) от давления при росте InGaN КЯ.



Рис. 2. Зависимость ширины спектра (*a*) и интегральной интенсивности ФЛ (б) оптических структур с InGaN КЯ, выращенных при давлениях 100 (*1*), 300 (2), 450 (3), 800 (4) и 940 мБар (5).

Увеличение давления приводит к резкому росту ширины спектра и уменьшению падения интенсивности ФЛ с температурой, что связано с локализацией носителей в островках. Исследования кинетик ФЛ также показывают существенный рост времени рекомбинации при увеличении давления, что также свидетельствует о подавлении безызлучательной рекомбинации. Интересно, что максимум зависимости эффективности от давления по данным фото- и электро-

люминесценции отличается, что, возможно, указывает на различающиеся условия инжекции носителей.

На рис. 3, *а* приведены спектры ФЛ толстого слоя  $In_{0,1}$ GaN и CP, сформированных прерываниями роста в атмосфере азота в течение разного времени. При увеличении времени прерывания роста в спектре ФЛ возникают новые линии, что сопровождается резким увеличением времени рекомбинации (рис. 3, *б*). По данным просвечивающей микроскопии, в таких структурах кроме регулярной CP InGaN/GaN наблюдаются также объекты (островки) с вертикальными размерами больше периода (возможно, области, где не произошла конверсия InGaN), которые могут быть ответственны за появление новых линий в спектре. Исследования зависимости эффективности ФЛ таких структур от уровня возбуждения (рис. 3, *в*) показывают, что формирование CP с локализующими островками дает сильный выигрыш в эффективности излучения, но только при малых и средних уровнях возбуждения, типичных скорее для светодиодов. Малая плотность состояний таких островков приводит к меньшей эффективности излучения при плотностях возбуждения, типичных для лазерных структур.



## Заключение

Можно сделать вывод, что при использовании повышенного давления при осаждении InGaN, как и при использовании прерываний роста, образуются объекты, обеспечивающие трехмерную локализацию носителей на флуктуациях состава/толщины InGaN. Такая локализация приводит к уменьшению латерального транспорта носителей заряда к центрам безызлучательной рекомбинации, что проявляется в большей эффективности люминесценции и более сложной зависимости ФЛ от возбуждения и температуры, однако уменьшение общего объема излучающего материала вызывает более раннее падение эффективности излучения при росте плотности возбуждения. Данные эффекты позволяют оптимизировать свойства оптоэлектронных структур, рассчитанных на работу при определенных уровнях плотности мощности.

#### Благодарности

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 14-02-9003214-Бел-а), Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант № Ф14Р-074) и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН №1.

### Литература

- 1. D. Volm et al. Exciton fine structure in undoped GaN epitaxial films. Phys. Rev. B. 1996. V.53(24). P. 16543.
- 2. A. Klochikhin et al. Exciton localization by clusters in diluted bulk InGaN and two-dimensional ZnCdSe solid solutions. Proc. 9th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" St. Petersburg, Russia, June 18--22 2002. P. 554.

# InGaN/GaN Heterostructures with Various Localization of Carriers

A. V. Sakharov<sup>a</sup>, W. V. Lundin<sup>a</sup>, E. E. Zavarin<sup>a</sup>, A. E. Nikolaev<sup>a</sup>, A. F. Tsatsulnikov<sup>a</sup>, S. O. Usov<sup>a,b</sup>, N. A. Cherkashin<sup>c</sup>, M. N. Korytov<sup>c</sup>, M. V. Rzheutski<sup>d</sup>, E. V. Lutsenko<sup>d</sup>

<sup>a</sup> A. F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia; e-mail: val@beam.ioffe.ru <sup>b</sup> Submicron Heterostructures for Microelectronics Research and Engineering Center Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia <sup>c</sup> Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research, Toulouse, France

<sup>d</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

In this paper, we report on studies of optical and structural properties of InGaN-based heterostructures, including quantum wells, quantum dots and superlatticies (SLs) formed by MOVPE. It was shown that by variation of reactor conditions during InGaN growth allows strong modification of heterostructures properties, that results in modification of emission spectra and a complex luminescence kinetics. InGaN structures with three dimensional carrier localization show higher efficiency of luminescence due to suppression of non-radiative carriers recombination, but mostly at low excitation level.

Keywords: InGaN, quantum wells, quantum dots, luminescence.

# **Технологические аспекты создания и характеристики** встроенного в алмазный теплоотвод датчика температуры

М. С. Русецкий <sup>а</sup>, <u>Н. М. Казючиц</u><sup>а</sup>, В. А. Мартинович<sup>б</sup>, И. А. Хорунжий<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; kazuchits@bsu.by <sup>б</sup> Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Рассмотрены физические и технологические аспекты формирования интегрированных в алмазный теплоотвод терморезисторов. Экспериментально измерено и рассчитано распределение температуры в алмазном теплоотводе от "точечного" источника тепла. Установлено, что тепловая постоянная времени терморезистора ~10 мс.

Ключевые слова: НРНТ алмаз, теплоотвод, терморезистор, кинетика нагрева.

#### Введение

Высокая теплопроводность алмаза предопределяет его использование для предварительного латерального распределения тепла от "точечных" источников [1]. Кроме того, алмаз, будучи хорошим изолятором, позволяет гальванически развязать приборную структуру от металлического корпуса. В приборах повышенной мощности, чувствительных к изменению температурного режима, помимо охлаждения требуются стабилизация и контроль рабочей температуры. Оптимальным размещением датчика температуры в этом случае является сама приборная структура, а где это невозможно, интегрирование в материал теплоотвода — алмаз. Интегрированный в алмаз датчик температуры имеет практически идеальный тепловой контакт с теплоотводом и, с учетом высокой теплопроводности алмаза – высокое быстродействие.

Чувствительный датчик температуры на основе алмаза может быть изготовлен методом имплантации ионов бора [2]. Эта технология хорошо разработана для кристаллов алмаза типа IIa с содержанием азота  $<10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В большинстве природных алмазов, а также в синтезированных методом высоких давлений и температур (HTHP) концентрация азота  $>10^{19}$  см<sup>-3</sup>. В таких алмазах вследствие компенсации акцепторов бора донорами азота не удается получить одновременно достаточно высокие проводимость и энергию активации. Альтернативой ионной имплантации бора для создания термочувствительного слоя в алмазе может быть его «легирование» дефектами, сопровождающими ионную имплантацию [3]. Тип имплантированного иона в этом случае не имеет существенного значения.

Цель работы — изготовление терморезистора, встроенного в теплоотвод из синтетического НРНТ алмаза, исследование и моделирование процессов теплопереноса в алмазном теплоотводе.

#### 1. Технология изготовления терморезисторов в алмазном теплоотводе

Алмазы для теплоотводов синтезированы методом НРНТ в РУП "Адамас БГУ" [4]. Из центральной части кристаллов изготавлены пластины площадью не менее  $4 \times 4 \text{ мм}^2$ , толщиной ~300 мкм. На одной поверхности пластин имплантацией ионов бора и фосфора создавалась матрица терморезисторов. Контактные области терморезисторов размером  $200 \times 200$  мкм создавались имплантацией ионов бора с вариацией энергии в диапазоне 25—100 кэВ и суммарной дозой  $2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Активация внедренного бора достигалась отжигом в вакууме при 1450 °C в течение 1 ч. Набор энергий имплантации использован для создания легированного бором слоя глубиной ~0.2 мкм, который полностью не удалялся при химической обработке пластин после отжига.

Расположенные между контактами термочувствительные области размером 200×200 мкм формировались имплантацией ионов фосфора с энергией 180 кэВ дозой  $1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> с последующим отжигом при 500 °C. Доза выбрана по результатам исследования дозовых зависимостей проводимости и изохронного отжига имплантированного ионами фосфора слоя, приведенных на рис. 1.

Начиная с дозы  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> (рис. 1, *a*), наблюдается быстрый рост проводимости имплантированного слоя, сопровождающийся уменьшением энергии активации проводимости. Непосредственно после имплантации проводимость и энергия активации слабо зависят от дозы имплантации, а разброс как одного, так и другого параметра в пределах даже одной пластины очень велик. Так, проводимость некоторых резисторов вследствие неоднородного распределения примесей и дефектов на пластине [4] может отличаться на порядок. Все это затрудняет управление проводимостью и ее энергией активации путем варьирования дозы имплантации.



Рис. 1. Зависимости проводимости и энергии активации проводимости облученного ионами фосфора алмаза от дозы (*a*) и температуры изохронного (60 мин) отжига (б).

Более точное управление проводимостью и энергией активации может быть осуществлено варьированием условий отжига имплантированных слоев [3]. Характер изменения электрических параметров имплантированных слоев при отжиге зависит от дозы имплантированной примеси. Так в слоях, имплантированных ионами фосфора дозой  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>, с ростом температуры отжига проводимость уменьшается до уровня шумов уже при температуре 900 °C. Уменьшение проводимости связано с отжигом радиационных дефектов и восстановлением структуры алмаза. В имплантированных дозой  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> слоях (рис. 1,  $\delta$ ), наоборот, наблюдается резкий рост проводимости с одновременным уменьшением энергии активации при температурах отжига >500—600 °C. Различный ход кривых отжига обусловлен тем, что доза имплантации  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> лежит ниже, а доза  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> — выше критической, характерной для образования в алмазе аморфного слоя. При отжиге без стабилизирующего давления аморфный слой алмаза трансформируется в графитоподобный. Перестройка кристаллической решетки сопровождается повышением проводимости и снижением энергии активации проводимости в имплантированном слое.

#### 2. Распределение температуры в алмазном теплоотводе

Исследования характеристик алмазного теплоотвода проведены в условиях, имитирующих эксплуатацию мощных приборов. Для этого алмазная пластина с терморезисторами устанавливалась на медный радиатор. Тепловой контакт между алмазным теплоотводом и медным радиатором обеспечивался 10 мкм слоем теплопроводящей пасты КПТ-8. Тепловыделение от работающего прибора имитировала одна из контактных площадок, которая использовалась в качестве нагревателя. С помощью игольчатых зондов к ней подводилась электрическая мощность 0.7 Вт. Длительность фронта нарастания подводимой электрической мощности не более 1 мкс. Матрица терморезисторов вокруг нагревателя позволяла исследовать распределение температуры вдоль поверхности алмазной пластины. Для получения абсолютных значений температуры терморезисторы предварительно калибровались на установке для измерения температурных зависимостей проводимости [5].

На рис. 2, *а* приведены кинетики нагрева теплоотвода, измеренные терморезисторами на различных расстояниях от нагревателя и рассчитанные с использованием прикладного программного пакета ANSYS для температуры окружающей среды 20 °C. Значения параметров алмаза для моделирования взяты из [6].



Рис. 2. Кинетики нагрева терморезисторов (*a*); перегрев алмазного теплоотвода относительно 20 °C на различных расстояниях от нагревателя ( $\delta$ ): эксперимент ( $\blacksquare$ ), расчет (сплошная линия),  $y \sim x^{-0.36}$  (пунктир).

Очевидно, экспериментально измеренные и рассчитанные кривые нагрева имеют одинаковый вид и содержат две составляющие. Быстрый рост температуры спустя 30—40 мс сменяется медленным ее повышением с выходом на квазистационарное значение, в котором измеренная и рассчитанная температуры различаются на 0.15—0.29 °C. Постоянная времени быстрой и медленной составляющих процесса нагревания составляет для исследованной системы 10 и 450 мс. С уменьшением расстояния между терморезистором и нагревателем вклад медленной составляющей кинетики в общий отклик системы практически не меняется, а вклад быстрой увеличивается в несколько раз. Учитывая это, быструю составляющую кинетики нагрева следует связать с распространением тепла по алмазной пластине, а медленную — с разогревом радиатора.

Рассчитанное и измеренное терморезисторами распределения температуры вдоль поверхности алмазного теплоотвода приведены на рис. 2,  $\delta$ . Данные расчета превышают экспериментальные. Экстраполяция кривых к области тепловыделения мощностью 0.7 Вт позволяет оценить максимальную температуру перегрева алмазного теплоотвода относительно окружения, которая составляет всего 1.8—2.0 °C. Перепад температуры вдоль поверхности теплоотвода не превышает 0.6 °C. Ход экспериментальной и рассчитанной кривых хорошо описывается степенными функциями с показателями степени -0.36 и -0.20. По мере удаления от источника тепла разность между результатами эксперимента и расчета монотонно возрастает. Причиной этих различий могут быть неучтенные в модели процессы теплообмена, например отвод тепла на границе раздела алмаз-воздух и (или) потери тепла через излучение.

#### Заключение

Имплантацией ионов фосфора в синтетический НРНТ-алмаз и последующим термическим отжигом изготовлены терморезисторы с параметрами, пригодными для практического применения. Быстродействие терморезисторов при работе с медным радиатором составляет 10 мс, а перепад температуры вдоль поверхности алмазного теплоотвода при локальном нагреве мощностью 0.7 Вт — менее 0.6 °С. Численное моделирование процессов распространения тепла с использованием программного пакета ANSYS корректно описывает систему алмазная пластина — теплопроводящая паста — медный радиатор, что позволяет прогнозировать величину и кинетику разогрева алмазного теплоотвода, оптимизировать системы охлаждения.

#### Литература

- 1. О. С. Моряков. Алмазные теплоотводы в конструкции полупроводниковых приборов. Обзоры по электронной технике. Сер. Полупроводниковые приборы. М., 1982. Вып. 1(857).
- 2. А. А. Мельников, А. М. Зайцев, В. И. Курганский, А. Я. Шилов, В. С. Вариченко, В. Ф. Стельмах. Полупроводниковые структуры р-типа на природном алмазе. Алмаз в электронной технике. М., Энергоатомиздат. 1990. С. 228—238.

- 3. M. S.Rusetsky, N. M. Kazuchits, E. V. Naumchik. *The use of ion implantation damage for thermosensitive layer formation in HPHT diamond*. 4<sup>th</sup> Int. Conf. "Radiation Interaction With Material and Its Use in Technologies". Kaunas, 2012. P. 320–323.
- 4. Н. М. Казючиц, А. В. Коновалова, И. И. Азарко, Ф. Ф. Якоцук, И. Н. Богданов, Ю.К. Кабак. Влияние условий синтеза на примесный состав монокристаллов алмаза марки СТМ "Алмазот". Неорг. матер. 2014. Т. 50, № 2. С. 1449—1461.
- 5. М. С. Русецкий, Н. М. Казючиц. Автоматизированная установка для измерения температурных зависимостей проводимости на базе ИППП-1. Материалы 7-й Междунар. науч.-техн. конф. "Приборостроение-2014". Минск, 2014. С. 131—133.
- 6. Физические свойства алмаза. Справочник. Под ред. Н.В. Новикова. Киев, Навукова думка. 1987.

# Technology of Formation and the Characteristics of the Built-in a Diamond Heat Sink Temperature Sensor

M. S. Rusetsky <sup>a</sup>, <u>N. M. Kazuchits</u> <sup>a</sup>, V. A. Martinovich <sup>b</sup>, I. A. Khorunzhii <sup>b</sup>

<sup>a</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: kazuchits@bsu.by <sup>b</sup> Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus

Physical and technological aspects of the thermistor formation in diamond heat sink are considered. Experimental investigation and numerical simulation of temperature distribution in diamond heat sink were carried out. It was found that thermal time constant of thermistor is about 10 ms.

Keywords: HPHT diamond, heat sink, thermistor, speed.

# Определение электрофизических характеристик полупроводниковых пластин методом когерентной терагерцовой спектроскопии

## Г. В. Синицын, В. Л. Малевич, А. В. Ляхнович

# Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: g.v.sinitsyn@gmail.com

Построена теоретическая модель отражения широкополосных импульсов терагерцового (ТГц) излучения от плоскослоистых сред, учитывающая дисперсию среды. На основе модели разработан метод бесконтактного измерения концентрации и подвижности носителей заряда в полупроводниках с разрешением по глубине. Искомые параметры находятся путем сопоставления экспериментальных и расчетных ТГц спектров отражения образца.

**Ключевые слова:** концентрация носителей заряда, подвижность носителей заряда, полупроводниковая пластина, терагерцовая спектроскопия, бесконтактные электрофизические измерения.

#### Введение

Для измерения и контроля электрофизических параметров полупроводниковых материалов и структур наиболее часто используют контактные методы, когда исследуемый образец с помощью зонда включается в цепь тока. Весьма важно при этом, чтобы контакт зонда с исследуемым полупроводником был омическим, поскольку в противном случае инжекция носителей заряда в материал приводит к трудноустраняемым погрешностям измерений. Формирование качественного омического контакта представляет достаточно сложную задачу и в ряде случаев может приводить к повреждению исследуемого материала. Поэтому активно разрабатываются бесконтактные методы измерения параметров полупроводников, основанные на их взаимодействии с электромагнитными полями различных частотных диапазонов. Использование электромагнитного излучения для определения параметров полупроводника не приводит к деструкции материала и практически не изменяет его свойств в процессе измерения.

В последнее время разработаны эффективные методы и устройства генерации и детектирования импульсов широкополосного ТГц излучения, частоты которого лежат в диапазоне от сотен гигагерц до нескольких терагерц. Созданные на основе этих устройств ТГц спектрометры позволяют одновременно измерять в широкой спектральной области амплитуду и фазу электрического поля ТГц излучения, прошедшего через исследуемый образец или отраженного от него. Из этих данных можно найти показатель преломления и коэффициент поглощения материала. В ТГц диапазоне частот эти характеристики материала определяются вкладом свободных носителей заряда, поэтому, измеряя их, можно найти концентрацию и среднее по энергии время релаксации носителей, которое определяет их подвижность.

#### Модель расчета параметров

Использование метода ТГц спектроскопии для измерения электрофизических параметров полупроводниковых материалов обладает целым рядом преимуществ по сравнению с традиционной инфракрасной спектроскопией поглощения и отражения. Во-первых, вклад свободных носителей заряда в изменение диэлектрической проницаемости растет с уменьшением частоты, поэтому в ТГц диапазоне можно достичь более высокой точности. Во-вторых, способность ТГц излучения проникать через неметаллические материалы позволяет проводить измерения параметров полупроводника под слоем диэлектрика. Наконец, возможность регистрации фазы электрического поля ТГц излучения позволяет измерять параметры полупроводника с разрешением по глубине образца.

В работе рассмотрена теоретическая модель и разработана программа численного моделирования отражения импульсов широкополосного ТГц излучения от плоскослоистых сред, учитывающая дисперсию среды. Программа используется для интерпретации экспериментальных данных, полученных методом когерентной ТГц спектроскопии на отражение, и позволяет определять оптические коэффициенты материалов, сильно поглощающих в ТГц области спектра. На основе отражательной ТГц спектроскопии разработан вариант метода бесконтактного измерения концентрации и подвижности носителей заряда в полупроводнике с разрешением вдоль оси, перпендикулярной его поверхности. Эти параметры находятся путем сравнения экспериментально измеренных спектров ТГц отражения с расчетными, которые определяются друдевским вкладом свободных носителей заряда в показатель преломления и коэффициент поглощения ТГц излучения. Особенность метода состоит в возможности сопоставления экспериментальных и расчетных данных, найденных не для отдельных линий или узких участков спектра электромагнитного излучения, как это делалось ранее, а сразу для очень широкой области частот, которую способны охватить широкополосные ТГц спектрометры. При этом существенно повышается точность измерений.

Частотная зависимость показателя преломления *n* и коэффициента экстинкции *k* полупроводника, определяющих френелевский коэффициент отражения, выражается через диэлектрическую проницаемость, которую можно представить в виде

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L - [4\pi i\sigma(\omega)]/\omega, \tag{1}$$

где  $\omega$  — частота излучения;  $\sigma(\omega)$  — высокочастотная проводимость;  $\varepsilon_L$  описывает вклад в диэлектрическую проницаемость решетки и связанных электронов. Для высокочастотной проводимости использовалось выражение Друде—Лорентца

$$\sigma(\omega) = ne^2 \tau / [m(1 + i\omega\tau)], \qquad (2)$$

где *е*, *m*, т и *n* — заряд электрона, эффективная масса, время релаксации по импульсу и концентрация носителей заряда соответственно. Параметры *n* и *k* рассчитаны из выражения

$$\varepsilon_L - \frac{4\pi n e^2 \tau^2}{m\left(1 + \omega^2 \tau^2\right)} - \frac{4\pi i n e^2 \tau}{m\omega\left(1 + \omega^2 \tau^2\right)} = n^2 - k^2 - 2ink , \qquad (3)$$

которое получается в результате подстановки (2) в (1).

Далее расчетным путем находились такие значения n и k, при которых экспериментальные и расчетные спектры отражения материала совпадали в максимальной степени во всем измеряемом диапазоне частот.

#### Эксперимент

Экспериментальные исследования выполнены с использованием созданного в Институте физики НАН Беларуси автоматизированного ТГц спектрометрического комплекса, который позволяет регистрировать спектры отражения и пропускания в диапазоне частот 0.1—3.5 ТГц. Излучатель и детектор ТГц импульсов представляют собой полупроводниковые фотопроводящие антенны, возбуждаемые фемтосекундными лазерными импульсами. Применение в спектрометре метода синхронного детектирования обеспечивает отношение сигнал/шум на уровне 10<sup>3</sup>. ТГц комплекс функционирует на принципах когерентной (time-domain) спектроскопии, когда регистрируется временная зависимость напряженности электрического поля ТГц импульса с последующим преобразованием этой зависимости в ее ТГц спектр. Фрагмент блока регистрации спектров отражения ТГц комплекса с отмеченной стрелками трассой прохождения тера-герцового излучения представлен на рис. 1.



Рис. 1. Фрагмент блока регистрации спектров отражения терагерцового комплекса с установленной полупроводниковой пластиной: *1* — ТГц излучатель; *2*, *3* — параболические зеркала; *4* — образец кремниевой полупроводниковой пластины диаметром 75 мм; *5* — ТГц детектор.

На рис. 2 показаны временная зависимость напряженности электрического поля отраженных ТГц импульсов и соответствующие этой зависимости экспериментальный и расчетный спектры отражения образца промышленной кремниевой пластины.



Рис. 2. Временная зависимость напряженности электрического поля отраженных ТГц импульсов (*a*) и соответствующие экспериментальный (сплошная линия) и расчетный (штриховая) спектры отражения (б) образца промышленной кремниевой пластины

Результаты измерений электрофизических параметров образца по рассмотренному алгоритму (удельное сопротивление 0.32 Ом см, подвижность 1100 см<sup>2</sup>/В с, концентрация электронов  $1.8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, время свободного пробега электронов 160 фс) коррелируют с данными, полученными другим методом.

#### Заключение

Построена модель отражения широкополосных импульсов терагерцового излучения от плоскослоистых сред, учитывающая дисперсию среды. На основе модели с использованием метода терагерцовой когерентной спектроскопии можно дистанционно определять такие характеристики, как концентрацию, подвижность, время свободного пробега носителей заряда и удельное сопротивление в полупроводниковых материалах. Такой бесконтактный способ измерений может быть полезен при ограниченном доступе к поверхности полупроводника или в случае угрозы ее повреждения зондами омических тоководов.

# Determination of Electrophysical Characteristic of Semiconductor Wafers by Coherent Terahertz Spectroscopy

## G. V. Sinitsyn, V. L. Malevich, A. V. Lyakhnovich

# B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Science of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: g.v.sinitsyn@gmail.com

A theoretical model of reflection of broadband pulses of terahertz (THz) radiation from the stratified medium taking into account its dispersion has been built up. On the basis of this model a non-contact technique for measurement with a depth resolution of the charge carrier density and mobility in semiconductors is developed. The required parameters of the sample are found by comparing the experimentally measured and calculated THz reflectance spectra.

Keywords: carrier concentration, charge carrier mobility, wafer, terahertz spectroscopy, non-contact electrical measurement.

# Отражение и поглощение терагерцового излучения фотовозбужденной электронной плазмой полупроводника

## В. Л. Малевич, Г. В. Синицын

# Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.malevich@ifanbel.bas-net.by

Рассмотрено влияние двумерного слоя фотовозбужденной плазмы свободных носителей заряда на отражение, пропускание и поглощение терагерцового (ТГц) излучения полупроводником. Показано, что при вполне разумных уровнях фотовозбуждения можно существенно изменять отражательную способность полупроводника в ТГц области частот и осуществлять модуляцию ТГц излучения.

**Ключевые слова:** фотовозбужденный полупроводник, терагерцовое излучение, электронная плазма, эффект Брюстера, полное внутреннее отражение.

#### Введение

Основным механизмом затухания ТГц излучения в полупроводниках, как известно, является друдевское поглощение на свободных носителях заряда. Электронно-дырочная плазма дает также существенный вклад в изменение показателя преломления в ТГц области частот. Плотность электронов и дырок можно изменять в широких пределах, облучая его светом с энергией квантов, превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника. Поэтому друдевский механизм лежит в основе большинства методов модуляции ТГц излучения [1, 2]. В данной работе рассматривается взаимодействие ТГц электромагнитного излучения с плазмой свободных носителей заряда, возбуждаемой в поверхностном слое полупроводника. Анализируются особенности этого взаимодействия, связанные с частотной дисперсией поверхностной проводимости. Последний эффект важен в ТГц области спектра, поскольку частота рассеяния электронов, определяющая область частотной дисперсии друдевской проводимости, лежит именно в этом диапазоне.

#### Расчет

При межзонном возбуждении полупроводника светом толщина области, в которой генерируются неравновесные электроны и дырки, определяется коэффициентом оптического поглощения и обычно составляет ~0.1—10 мкм. Поскольку длина волны ТГц излучения составляет сотни микрон, для описания взаимодействия ТГц импульса с полупроводником слой плазмы можно рассматривать как двумерный и характеризовать его поверхностной проводимостью.

Рассмотрим взаимодействие ТГц излучения с двумерным слоем носителей заряда, расположенным в плоскости z = 0 на границе двух полубесконечных сред 1 и 2. Пусть под углом  $\theta$  на границу из среды 1, расположенной при z < 0, падает *p*-поляризованная плоская электромагнитная волна с частотой  $\omega$ . Совместим плоскость падения электромагнитной волны с плоскостью *xz*. В этом случае отличны от нуля компоненты электрического и магнитного полей  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$ . Предполагая зависимость этих полей от времени в виде  $\exp(i\omega t)$ , уравнения Максвелла запишем в следующем виде

$$\partial E_x / \partial z - \partial E_z / \partial x = -i\omega H_y / c, \tag{1}$$

$$\partial H_{y}/\partial z = -i\omega\varepsilon E_{x}/c - 4\pi j_{x}(\omega)\delta(z), \qquad (2)$$

$$\partial H_{y}/\partial x = \partial E_{z}/\partial x = -i\omega\varepsilon E_{z}/c,$$
(3)

где c — скорость света в вакууме;  $\delta(z)$  — дельта-функция;  $j_x(\omega)$  — поверхностный фототок, индуцируемый на частоте  $\omega$ . Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  принимает значения  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  в областях 1 и 2.

Интегрируя (2) по z, находим систему уравнений, связывающих напряженности электрических полей  $E_i$ ,  $E_r$  и  $E_t$  падающей, отраженной и прошедшей волн:

$$E_t \cos\theta_r = (E_i - E_r) \cos\theta, \tag{4}$$

$$\sqrt{\varepsilon_2}E_t - \sqrt{\varepsilon_1}(E_r + E_i) = -(4\pi/c)j_x.$$
(5)

Здесь  $\theta_r$  — угол преломления, определяемый соотношением  $\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta = \sqrt{\varepsilon_2} \sin \theta_r$ .

Подставляя для поверхностного тока выражение  $j_x(\omega) = \sigma(\omega)E_t\cos\theta_r$  ( $\sigma(\omega)$  — поверхностная проводимость слоя фотовозбужденных носителей заряда), из (4) и (5) получаем выражения для френелевских коэффициентов отражения и пропускания:

$$r_{p} = \frac{E_{r}}{E_{i}} = \frac{\left(\sqrt{\varepsilon_{2}} + \rho \cos \theta_{r}\right) \cos \theta - \sqrt{\varepsilon_{1}} \cos \theta_{r}}{\left(\sqrt{\varepsilon_{2}} + \rho \cos \theta_{r}\right) \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_{1}} \cos \theta_{r}},$$
(6)

$$t_p = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta}{\left(\sqrt{\varepsilon_2} + \rho\cos\theta_r\right)\cos\theta + \sqrt{\varepsilon_1}\cos\theta_r}.$$
(7)

где  $\rho = (4\pi/c)\sigma(\omega)$ . Для коэффициента поглощения  $\alpha$ :

$$\alpha_{p} = 1 - |r|^{2} - |t|^{2} \sqrt{\varepsilon_{2}} \operatorname{Re}(\cos\theta_{r}) / \sqrt{\varepsilon_{1}} \cos\theta = \frac{4\sqrt{\varepsilon_{1}} \cos\theta |\cos\theta_{r}|^{2} \operatorname{Re}(\rho)}{\left| \left( \sqrt{\varepsilon_{2}} + \rho \cos\theta_{r} \right) \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_{1}} \cos\theta_{r} \right|^{2}}, \quad (8)$$

 $\operatorname{Re}(x)$  — реальная часть x. Отражательная R и пропускательная T способности:  $R = |r|^2$ ,  $T = |t|^2 (\varepsilon_2/\varepsilon_1)^{1/2} \operatorname{Re}(\cos\theta_r)/\cos\theta$ .

Для проводимости используем друдевское выражение:

$$\sigma(\omega) = \sigma_0/(1+i\omega\tau),$$

где  $\sigma_0 = ne^2 \tau/m$  — проводимость на нулевой частоте; n — поверхностная концентрация электронов; e, m и  $\tau$  — заряд, масса и время импульсной релаксации электронов.

### Результаты и их обсуждение

Коэффициент отражения излучения (6) обращается в нуль при выполнении условия ( $\sqrt{\epsilon_2} + \rho \cos\theta_r$ ) $\cos\theta = \sqrt{\epsilon_1}\cos\theta_r$ . В отсутствие двумерного слоя плазмы ( $\rho = 0$ ) данное выражение определяет угол Брюстера  $\theta = \operatorname{arctg}(\sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1})$ . Дя фотовозбужденного полупроводника условие (9) не может выполняться точно, поскольку проводимость  $\sigma$  имеет мнимую составляющую. Поэтому *p*-поляризованное ТГц излучение, падающее под углом Брюстера, будет частично отражаться.

На рис. 1 приведены рассчитанные угловые зависимости отражательной способности и коэффициента поглощения монохроматического *p*-поляризованного ТГц излучения, падающего на поверхность GaAs ( $\varepsilon_1$  = 3.6,  $\tau$  = 0.2 пс). Как видно, фотовозбуждение приводит к увеличению отражательной способности ТГц излучения, падающего на поверхность полупроводника под углом Брюстера ( $\theta \cong 74.48^{\circ}$ ); при  $\rho = 10 R \sim 40 \%$ . Таким образом, возбуждая на поверхности полупроводника электронно-дырочную плазму, можно модулировать коэффициент отражения *p*-поляризованного ТГц излучения. Контраст, достигаемый при таком методе модуляции, может быть достаточно высоким (>1000).

ТГц излучение, падающее на границу GaAs-воздух со стороны полупроводника под углом  $\theta > \theta_0$  ( $\theta_0 = \arcsin(1/3.6) \cong 16.13^\circ$ ), испытывает полное внутреннее отражение (рис. 2, пунктир). Из выражения (6) следует, что при  $\theta = \theta_0 \cos\theta_r = 0$  и коэффициент отражения становится равным единице независимо от значения параметра  $\rho$ . В данном случае друдевское поглощение отсутствует, поскольку электрическое поле преломленной волны направлено перпендикулярно поверхности полупроводника и не возбуждает ток в плазменном слое. При углах падения  $\theta > \theta_0$  косинус угла преломления становится чисто мнимой величиной и на границе полупроводника  $\phi$  электрическое поле которой содержит компоненту поля, параллельную его поверхности. Индуцируемый этим полем поверхностный фототок при водит к эффекту нарушенного полного внутреннего отражения. Минимум отражательной способности *R* и максимум коэффициента поглощения  $\alpha$  при угле падения  $\theta >> 70^\circ$  (см. рис. 2) обусловлен резонансом между падающей волной и поверхностным плазмоном [3].



Рис. 1. Зависимости R и  $\alpha$  от угла падения для *p*-поляризованного ТГц излучения, падающего из воздуха на границу GaAs, рассчитанные для  $\rho = 10$  и частоты 0.1 ТГц (сплошные линии) и 1 ТГц (штриховые линии), пунктир соответствует R в отсутствие фотовозбужденной плазмы



Рис. 2. Зависимости R и  $\alpha$  от угла падения для *p*-поляризованного ТГц излучения, падающего из GaAs на границу с воздухом, рассчитанные для  $\rho = 10$  и частот 0.1 (сплошные линии) и 0.5 ТГц (штриховые линии), пунктир соответствует R в отсутствие фотовозбуждения.

#### Заключение

При возбуждении сверхкороткими лазерными импульсами для поверхностной проводимости можно получить выражение:

$$\sigma_0 = (1 - R_0) W e \mu / \hbar \Omega$$

где W — плотность энергии импульса;  $\Omega$  и  $R_0$  — частота и коэффициент отражения лазерного излучения;  $\mu$  — подвижность электронов. Отсюда находим, что для GaAs при  $\mu$  = 3000 см<sup>2</sup>/В · с условие  $4\pi\sigma_0/c$  = 10 выполняется при плотности энергии лазерного импульса 20 мкДж/см<sup>2</sup>. Таким образом, при вполне разумных интенсивностях лазерного излучения на поверхности полупроводника можно создавать электронно-дырочную плазму, которая будет существенно влиять на-отражение и поглощение ТГц излучения.

#### Литература

- M. Rahm, J.-S. Li, W. J. Padilla. *THz wave modulators: a brief review on different modulation techniques*. J. Infrared Milli. Terahz. Waves. 2013. V. 34. P. 1–27.
- 2. H. Alius, G. Dodel. *Amplitude-, phase-, and frequency modulation of far-infrared radiation by optical excitation of silicon.* Infrared Phys. 1991. V. 32. P. 1–11.
- 3. В. И. Фалько, Д. Е. Хмельницкий. Что, если проводимость пленки больше, чем скорость света. 1989. Т. 95, № 6. С. 1988—1992.

# **Reflection and Absorption of Terahertz Radiation by Photoexcited** Electron Plasma in Semiconductor

#### V. L. Malevich, G. V. Sinitsyn

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.malevich@ifanbel.bas-net.by

The influence of two-dimensional layer of photoexcited free-carrier plasma on reflection, transmission, and absorption of terahertz (THz) radiation in semiconductor is considered. It has been shown that under a quite reasonable photoexcitation level one can optically control of THz reflectivity of semiconductor and modulate THz radiation.

Keywords: photoexcited semiconductor, terahertz radiation, electron plasma, Brewster effect, total internal reflection.

## О надежности и качестве изделий светодиодной техники

# <u>Ю. В. Трофимов<sup>а</sup></u>, С. И. Лишик<sup>а</sup>, В. С. Поседько<sup>а</sup>, В. И. Цвирко<sup>а</sup>

# <sup>*а*</sup> ЦСОТ НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: trofimov@inel.bas-net.by

Проанализирован опыт работы светодиодных устройств в различных эксплуатационных условиях. Получена информация о наиболее уязвимых местах светодиодных устройств, проанализированы основные конструктивно-технологические ошибки и пути их устранения при проектировании светодиодной техники.

Ключевые слова: светодиодный светильник, качество, надежность, деградация.

#### Введение

В последние годы для целей освещения все чаще стали применяться светодиодные (СД) светильники. Кроме высокой энергетической эффективности такие светильники отличаются долгим сроком службы, отсутствием вредных веществ, более высоким уровнем электробезопасности и рядом других преимуществ. Мониторинг неисправностей СД устройств показал, что причиной выхода их из строя являются в основном не светодиоды, а другие факторы: некачественные системы питания, электро- и грозозащиты; коррозия корпусных деталей; недостаточная герметичность узлов питания и управления; некачественный тепловой интерфейс; вандализм.

Периодические тестирования светодиодной продукции, проводимые в аккредитованной испытательной лаборатории по СД технике ЦСОТ НАН Беларуси, в том числе по заказу журнала Lumen&Expertunion (РФ), показали, что отсутствие единых требований и подходов к конструированию СД техники приводит в ряде случаев к появлению на рынке низкокачественной и ненадежной СД продукции. Такого рода продукция наносит экономический ущерб как потребителям СД продукции, которые не достигают желаемого экономического эффекта, так и добросовестным производителям СД продукции из-за дискредитации СД направления в целом.

В настоящей работе описаны наиболее типичные конструктивно-технологические ошибки и пути их устранения при разработке СД осветительной техники.

### Типичные конструктивно-технологические ошибки при проектировании светодиодных устройств

Одна из типичных ошибок при разработке СД уличных светильников — использование корпусных деталей с открытым оребрением и нанесение защитных покрытий черного цвета (рис. 1, a). Использование таких радиаторов приводит к тому, что солнечные лучи улавливаются и поглощаются ребрами радиатора, быстро нагревая светильник (рис. 1,  $\delta$ ). Очевидно, что окраска радиатора в черный цвет способствует этому процессу. Эта проблема особенно актуальна при эксплуатации светильников в странах с жарким климатом. Также открытое оребрение радиатора ведет к накоплению загрязнений, снижает его теплорассеивающую способность и ускоряет процессы деградации светодиодов, электронных компонентов и материалов светильника.

Для решения данной проблемы целесообразно использовать, например, тепловые радиаторы закрытого типа, радиаторы с эффектом воздушной тяги или со встроенными тепловыми



Рис. 1. Фотография светодиодного уличного светильника с открытым оребрением

трубами. Немаловажный аспект — нанесение на наружные поверхности изделий СД техники покрытий белого цвета либо использование корпусов из нержавеющей стали, максимально отражающих свет.

На рис. 2 представлен серийно выпускаемый ЦСОТ НАН Беларуси СД уличный светильник ДКУ01 "Феникс", в котором тепловой радиатор полый, так что его теплорассеивающие ребра защищены от прямого попадания атмосферных осадков и загрязнения.



Рис. 2. Фотография светодиодного уличного светильника ДКУ01 (*a*) и термограмма светильника в процессе его испытания в "тепловой шубе" (б).

Тепловая система светильника работает следующим образом (рис. 2, *a*). В процессе эксплуатации светодиоды выделяют тепло, которое через СД платы передается на тепловой радиатор и достигает его теплорассеивающей поверхности, расположенной внутри полого радиатора. Воздух внутри полого радиатора нагревается, расширяется и выходит из радиатора через воздуховыводящие отверстия *1*. Возникшая разность давлений воздуха компенсируется воздушным потоком, который попадает внутрь радиатора через воздухозаборные отверстия *2*. Экспериментально найдено, что при установке СД уличного светильника ДКУ01 под углом 15° скорость воздуха, проходящего через воздуховыводящие отверстия, составляет  $\approx 22$  см/с, а температура корпуса светильника уменьшается на  $\approx 5^{\circ}$ С (по сравнению с углом установки 0°).



Рис. 3. Температура и скорость воздушного потока при углах установки светильника  $0^{\circ}(a)$  и  $15^{\circ}(\delta)$ .

Очень важно обеспечить работоспособность СД изделий при высоких температурах окружающей среды, например, для стран с жарким и сухим климатом (Туркменистан, ОАЭ, Саудовская Аравия и т. п.). С этой целью все продукция, разрабатываемая и выпускаемая ЦСОТ НАН Беларуси, проходит испытания на работоспособность в климатических камерах при экстремальных температурах от  $-50^{\circ}$ C до  $+50^{\circ}$ C. На рис. 2,  $\delta$  представлена термограмма испытаний СД уличного светильника в так называемой "тепловой шубе". В рамках методики данного испытания светильник заворачивался в теплоизоляционный листовой материал ("тепловую шубу") и извлекался из него по истечении 2—3 ч непрерывной работы во включенном состоянии. Далее с помощью тепловизора осуществлялось обнаружение локальных мест перегрева для их последующего устранения (в соответствии с теорией надежности места локальных перегревов являются источниками потенциальных проблем).

Другая типичная ошибка — неправильная герметизация СД техники. Как правило, в большинстве СД изделий в качестве уплотнителя используется силиконовый шнур. Недостаток такого подхода в том, что требуется контролируемое усилие затяжки винтов; площадки под уплотнитель на угловых стыках разнородных деталей должны быть выровнены, что довольно тяжело достичь в массовом производстве; уплотнитель должен быть кольцевым или укладываться внахлест. Также из-за наличия материалов с различными коэффициентами температурного расширения (КТР) (алюминиевые радиаторы, стекла, пластиковые крышки, уплотнитель) со временем снижается надежность защитной оболочки.

Еще одной типичной ошибкой, относящейся к герметизации, является использование в конструкции светильника стальных саморезов. Такие саморезы, как правило, вкручиваются непосредственно в отверстия в корпусной детали, изготовленной из алюминиевого сплава. При этом достаточно сложно в массовом производстве обеспечить равномерное стягивание половинок корпуса. В ряде случаев головки саморезов и их входные отверстия открыты для попадания осадков, осаждения солей и воздействия солнечного излучения (см., например, *1* на рис. 1, *а*). В результате в месте контакта разнородных металлов возникают гальванические процессы, приводящие к постепенному ослаблению стягивающего усилия, нарушению целостности защитной оболочки и, в конце концов, к выходу дорогостоящего светодиодного изделия из строя.

Для выявления проблем, связанных с герметичностью и влагостойкостью СД изделий, необходимо обязательно проводить соответствующие испытания СД техники. В ряде областей применения, например для подсветки пещер, бассейнов и т.п., СД техника должна в обязательном порядке проходить долговременные испытания на влагостойкость. Наиболее интересная в данном плане методика испытаний, по нашему мнению, поставлена в СООО "Джофре Лабортехник" (г. Брест) — профессиональном производителе СД техники для подсветки подземных пещер природного происхождения. В соответствии с данной методикой СД светильники помещаются в емкость с пресной водой (рис. 4, *a*). Ежедневно светильники извлекаются из емкости с водой для проверки их работоспособности и прочих параметров. В табл. 1 приведены выдержки из протокола испытаний, демонстрирующие динамику появления дефектов. После завершения испытаний светильники имели вид, показанный на рис. 4, *б*.





Рис. 4. Испытания светодиодной техники на влагостойкость (*a*) и внешний вид светодиодных светильников после завершения испытаний (б)

Таблица 1. Динамика появления дефектов при испытаниях на влагостойкость

26.11.2012	Начало испытаний
+ 38 дней	Обнаружен очаг коррозии на корпусе (в месте поврежд. МДО-покрытия)
+ 57 дней	Обнаружены очаги коррозии на корпусе
+ 16.4 мес	На всех светильниках обнаружена испарина по углам передних крышек
На основании анализа протоколов таких испытаний установлено, что, как правило, основными причинами нарушения герметичности изделия являются проникновение влаги внутрь СД светильника через стыки корпусных деталей, потеря адгезии применяемых клеев-герметиков к деталям светильника, возникновение сквозной коррозии корпуса, попадание влаги через кабель светильника и т. п. Опыт долговременной эксплуатации СД устройств показывает, что непосредственно белые светодиоды при более чем 5-летней круглосуточной эксплуатации в жестких условиях продолжают оставаться работоспособными, хотя их цветовая температура значительно выросла и сместилась в более холодную область. На рис. 5 в качестве примера представлена фотография активного дорожного знака "Пешеходный переход"» с СД осветителями для подсветки перехода после 5 лет эксплуатации в климатических условиях Беларуси.



Рис. 5. Фото дорожного знака "Пешеходный переход" после 5 лет эксплуатации.

Для обеспечения долговременной эксплуатации СД устройств нельзя забывать о, казалось бы, очевидных моментах: покрытие металлических корпусов необходимо выполнять с использованием современных материалов, устойчивых к внешнему воздействию; необходимо предусматривать защиту от кондуктивных и индуцированных помех по цепям питания и из внешней среды (грозозащиту). При работе СД осветителей рабочих зон на одном из известных швейных предприятий установлено, что применение типовых импульсных источников постоянного тока не обеспечивает их надежное функционирование из-за качества промышленной электросети. Причиной являются локальные и глобальные коммутационные помехи, а также суточные изменения напряжения реальной промышленной сети. Так, групповое отключение устройств приводит к сильному скачку напряжения — более 700 В длительностью ~100 мкс. Традиционные способы влагозащиты СД модулей недостаточно надежны при эксплуатации в жестких условиях;

#### Заключение

Опыт эксплуатации светодиодной техники и анализ типовых ошибок при ее проектировании показывает, что при проектировании качественной и надежной светодиодной техники мелочей не бывает.

## On the Reliability and Quality of LED Products

Y. V. Trofimov<sup>a</sup>, S. I. Lishik<sup>a</sup>, V. S. Posedko<sup>a</sup>, V. I. Tsvirka<sup>b</sup>

## <sup>a</sup> Center of LED and Optoelectronics Technologies, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: trofimov@inel.bas-net.by

Work experience of LED devices in various operating conditions analyzed. Information on the most vulnerable elements of the of LED devices obtained. The main design and technological errors and ways to overcome them in the design of LED technology are analyzed.

Keywords: LED light, quality, reliability, degradation.

## Оптоэлектронный генератор СВЧ с низким фазовым шумом

К. Б. Микитчук, С. А. Малышев, А. Л. Чиж

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь e-mail: mikitchuk@ieee.org, malyshev@ieee.org, chizh@ieee.org

Представлены результаты теоретического исследования влияния конструктивных параметров оптоэлектронного генератора СВЧ на его фазовый шум. Исследованы собственные шумы в оптоэлектронном генераторе с оптическим и электронным усилением, а также уровень дискретных составляющих в спектре генерации.

Ключевые слова: оптоэлектронный генератор, фазовый шум, уровень дискретных составляющих.

### Введение

Автогенераторы СВЧ с низким уровнем фазового шума имеют важное значение для многих применений, таких, как беспроводные и оптические системы связи, системы радиолокации и измерительные СВЧ-приборы. Например, оптические системы связи требуют высокой точности частоты синхронизации между оптическими центральными узлами. Радиолокационные системы нуждаются в низком уровне флуктуаций частоты опорных сигналов для отслеживания движущихся объектов, а пределы измерений анализаторов спектра определяются фазовым шумом гетеродина. Основное требование, предъявляемое к генераторам СВЧ, — обеспечение генерации квазигармонического СВЧ-сигнала с низким фазовым шумом. Оптоэлектронные генераторы СВЧ, контур обратной связи которых содержит волоконно-оптические линии задержки ллиной до 10 км. позволяют получать СВЧ-сигналы с фазовым шумом менее –145 дБн/Ги на отстройке 10 кГц от частоты генерации в диапазоне 1—40 ГГц [1]. Для достижения низкого уровня фазового шума при проектировании оптоэлектронных генераторов необходимо учитывать, что контур обратной связи оптоэлектронного генератора не является пассивным устройством и вносит в СВЧ-сигнал собственные шумы, а также учитывать частотную селективность контура обратной связи. В данной работе представлены результаты теоретического исследования влияния конструктивных параметров оптоэлектронного генератора на его спектральные характеристики.

## 1. Оптоэлектронный генератор СВЧ на линиях задержки

В общем случае автогенератор частоты на линиях задержки для обеспечения стационарной квазигармонической генерации должен содержать активный элемент с низкими собственными шумами, охваченный контуром положительной обратной связи, который в свою очередь содержит узкополосный СВЧ-фильтр для частотной селекции собственных частот. В оптоэлектронном генераторе СВЧ на линиях задержки в качестве активного элемента может использоваться как оптический усилитель на волокне, легированном эрбием, так и электронный усилитель. На рис. 1 приведена структурная схема оптоэлектронного автогенератора СВЧ, который в общем случае состоит из оптического усилителя на волокне, легированном эрбием, и/или СВЧусилителя с низким фазовым шумом, основной волоконно-оптической линией задержки, до-



Рис. 1. Структурная схема оптоэлектронного генератора СВЧ на линиях задержки: *MZM* — электрооптический модулятор Маха—Цендера; *EDFA* — оптический усилитель на волокне, легированном эрбием; 1×*M* — волоконно-оптический разветвитель, *NBF* — узкополосный СВЧ-фильтр, *LD* — лазерный диод, *FC* — волоконно-оптическая катушка.

полнительных корректирующих волоконно-оптических линий задержки, оптоэлектронного преобразователя, узкополосного СВЧ-фильтра, электрооптического преобразователя. Электрооптическое преобразование СВЧ-сигнала после узкополосной фильтрации в контуре обратной связи осуществляется путем модуляции по интенсивности излучения лазерного диода с распределенной обратной связью с помощью электрооптического модулятора Маха—Цендера.

### 2. Фазовый шум оптоэлектронного генератора СВЧ

Фазовый шум генератора СВЧ в соответствии с формулой Лисона [2] прямо пропорционален уровню собственных шумов активного элемента. Фазовый шум оптоэлектронных генераторов на основе линий задержки с оптическим усилением обусловлен шумом оптического усилителя из-за биений модулированного по интенсивности оптического сигнала с усиленным спонтанным излучением [3] и фазовым шумом контура положительной обратной связи, содержащего волоконно-оптические линии задержки. Фазовый шум волоконно-оптической линии задержки в свою очередь обусловлен преобразованием флуктуаций частоты лазерного излучения из-за дисперсии показателя преломления в оптическом волокне [4] и преобразованием фазового шума оптической несущей в шум интенсивности вследствие интерференции оптических сигналов из-за многократных переотражений или рассеяния Бриллюэна и Рэлея [5]. Анализ влияния приведенных источников шума на уровень собственного шума оптоэлектронного генератора СВЧ позволяет пренебречь шумом из-за интерференции переотраженного оптического сигнала и шумом из-за интерференции многократно рассеянного оптического сигнала, вызванных рассеянием Бриллюэна, при следующих условиях: 1) максимальная длина волоконнооптической линии задержки <10 км, 2) коэффициент отражения от волоконно-оптических компонентов менее -60 дБ, 3) ширина линии генерации используемого лазерного диода должна быть >100 кГц. Отметим, что для частот отстройки >100 Гц в оптоэлектронных генераторах СВЧ спектральную плотность шумов, вызванных преобразованием флуктуаций интенсивности лазерного излучения в СВЧ-фотодиоде, двукратным рассеянием Рэлея и дробовым шумом, можно считать не зависимой от частоты отстройки (белый шум) [2]. Для учета распределенных шумов и нелинейностей компонентов оптоэлектронного генератора предложена нелинейная нестационарная модель оптоэлектронного генератора, которая позволяет получать выходные параметры и характеристики генерации в зависимости от конструктивных параметров [6].

На рис. 2 приведена зависимость уровня собственного шума в оптоэлектронном генераторе на линиях задержки с оптическим усилением от рабочей точки модулятора Маха—Цендера и мощности лазера, рассчитанный с помощью нелинейной нестационарной модели [6]. При компьютерном моделировании применялись параметры стандартных компонентов, используемых в волоконно-оптических системах связи: электрооптического модулятора Маха—Цендера ( $V_{\pi} = 6$  В — полуволновое напряжение) и оптического усилителя на волокне, легированном



Рис. 2. Собственный шум в оптоэлектронном генераторе на линиях задержки с оптическим усилением.



Рис. 3. Спектр собственного шума оптоэлектронных генераторов MSH-6135501 (1), HMMC-5618 (2), SiGe FBA (3) на линиях задержки с электронным усилением [2].

эрбием ( $g_{ss} = 40 \text{ дБ}$  — коэффициент усиления в режиме малых сигналов,  $P_{EDFA} = 200 \text{ мВт}$  — мощность насыщения). Видно, что минимальный собственный шум в оптоэлектронном генераторе СВЧ с оптическим усилением достигается при фазах смещения модулятора Маха— Цендера 140—150° и составляет менее –150 дБн/Гц в случае использования лазерного диода с выходной мощностью >30 мВт и относительной интенсивностью шума менее –160 дБ/Гц. Следует отметить, что при увеличении мощности лазера оптимальная рабочая точка модулятора смещается в сторону квадратурной точки.

В оптоэлектронных генераторах на основе линий задержки с электронным усилением собственный шум определяется собственным шумом СВЧ-усилителя и контура положительной обратной связи, содержащего волоконно-оптические линии задержки. В оптоэлектронных генераторах СВЧ с электронным усилением применяются специализированные СВЧ-усилители на биполярных гетеротранзисторах InGaP/GaAs, SiGe, которые имеют собственный шум, складывающийся из двух составляющих с равномерной (белый шум) и 1/f (фликер-шум) спектральной плотностью мощности [2]. На рис. 3 приведен спектр собственного шума лучших коммерчески доступных специализированных СВЧ-усилителей с низким фазовым шумом. Видно, что СВЧ-усилители имеют собственный шум порядка –150 дБн/Гц на отстройке 10 кГц от несущей в частотном диапазоне 8—12 ГГц. Однако собственный шум при этом имеет 1/f спектральную плотность мощности, что приводит к деградации фазового шума оптоэлектронным генератора вблизи частоты генерации (на отстройках <10 кГц) по сравнению с оптоэлектронным генераторам СВЧ с оптическим усилением.

### 3. Уровень дискретных составляющих оптоэлектронного генератора СВЧ

На рис. 4 представлен фазовый шум оптоэлектронного генератора (СВЧ-фильтр имеет полосу пропускания 5 МГц) без дополнительных корректирующих волоконно-оптических линий задержки, а также с одной или двумя дополнительными волоконно-оптическими линиями задержки, длительность которых ( $\tau_0$  для основной,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\tau_3$  — для дополнительных)



Рис. 4. Фазовый шум оптоэлектронного генератора СВЧ без дополнительных корректирующих волоконно-оптических линий задержки (1), а также с одной (2) или двумя (3) дополнительными волоконно-оптическими линиями задержки; 1 — τ₀ = 5 мкс; 2 — τ₀ = 5 мкс, τ₁ = 5 нс, τ₂ = 900 нс; 3 — τ₀ = 5 мкс, τ₁ = 5 нс, τ₂ = 890 нс, τ₃ = 1550 нс.

подобрана так, что достигается максимальное подавление дискретных составляющих в спектре. Видно, что введение двух и трех дополнительных корректирующих волоконно-оптических линий задержки в контур положительной обратной связи оптоэлектронного генератора позволяет снизить уровень дискретных составляющих в спектре более чем на 30 и 36 дБ. Это связано с тем, что при введении дополнительных корректирующих линий задержки контур положительной обратной обратной связи оптоэлектронного генератора позвопяет снизить уровень дискретных составляющих в спектре более чем на 30 и 36 дБ. Это связано с тем, что при введении дополнительных корректирующих линий задержки контур положительной обратной связи оптоэлектронного генератора приобретает периодическую частотную селективность, что в свою очередь приводит к периодичности подавления дискретных составляющих в спектре генерации.

### Заключение

Показано, что собственные шумы в оптоэлектронном генераторе с оптическим усилением, построенном на основе стандартных элементов волоконно-оптических систем связи, меньше, чем собственные шумы специализированных СВЧ-усилителей на отстройках менее 10 кГц от частоты СВЧ-сигнала. Введение дополнительных корректирующих волоконно-оптических линий задержки в контур положительной обратной связи оптоэлектронного генератора СВЧ позволяет снизить уровень дискретных составляющих в спектре генерации более чем на 30 дБ.

### Литература

- 1. W. Zhou et. al. *Potentials and challenges for the optoelectronic oscillator*. Proc. SPIE. 2012. V. 8255. P. 82551N.
- 2. Phase noise and frequency stability in oscillators. E.Rubiola. N. Y. 2009.
- 3. K. Mikitchuk, A. Chizh, S. Malyshev. *Analog optical link operating at the gain peak wavelength of an erbium-doped fiber amplifier*. Proc. 44<sup>th</sup> Europ. Microwave Conf. 2014. Rome. P. 679–682.
- 4. K. Volyanskiy et. al. Contribution of laser frequency and power fluctuations to the microwave phase noise of optoelectronic oscillators. J. Lightwave Technol. 2010. V. 8. N 18. P. 2730–2735.
- 5. O. Okusaga et. al. *Optical scattering induced noise in RF-photonic systems*. Freq. Contr. and the Eu. Freq. and Time Forum. 2011. 6p.
- 6. K. Mikitchuk, A. Chizh, S. Malyshev. *Numerical nonlinear time-varying model of delay-line optoelectronic oscillator*. Proc. Conf. Numerical electro-magnetic modelling and optimization. 2014. Pavia. P. 1–4.

## **Optoelectronic Oscillator with Low Phase Noise**

K. B. Mikitchuk, A. L. Chizh, S. A. Malyshev

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belasrus, Minsk, Belarus e-mail: mikitchuk@ieee.org, malyshev@ieee.org, chizh@ieee.org

The theoretical study of the phase noise of optoelectronic oscillators based on fiber-optic delay lines is presented. The noise floor and spurs level of optoelectronic oscillators with all-electronic and all-optical gain are compared.

Keywords: optoelectronic oscillator, phase noise, spur level.

# Использование излучения мощных УФ светодиодов для достижения высоких скоростей прививочной фотополимеризации на поверхности

## <u>А. А. Горбачев</u>, А. В. Данильчик, Л. В. Шкрабатовская, Л. К. Приходченко, Е. В. Луценко, О. Н. Третинников

## Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: a.gorbechev@ifanbel.bas-net.by

Исследованы возможности существенного повышения скорости УФ-индуцированной прививочной полимеризации на поверхности полимерных материалов за счет использования излучения мощных УФ светодиодов. Применяли УФ излучатель собственного изготовления, состоящий из шести светодиодных чипов, дающий излучение на длине волны 365 нм с плотность мощности до 200 мВт/см<sup>2</sup> при площади засветки 75 см<sup>2</sup>. Достигнуто 6-кратное сокращение продолжительности процесса фотополимеризации относительно его продолжительности при использовании УФ источника на ртутных лампах с плотностью мощности излучения 12—14 мВт/см<sup>2</sup> на той же длине волны.

Ключевые слова: УФ светодиоды, прививочная фотополимеризация, поверхность.

### Введение

Фотоиндуцированная прививочная полимеризация — простой, экономичный и экологически чистый способ химической модификации поверхности материалов функциональными полимерами и получения на этой основе селективных мембран, сорбентов, биосовместимых и биоактивных материалов, микрожидкостных устройств [1, 2]. Для дальнейшего развития применений этого способа актуально повышение скорости образования привитого полимера.

Скорость любой фотохимической реакции может быть повышена за счет увеличения плотности мощности излучения. До настоящего времени для прививочной фотополимеризации на поверхности использовали УФ излучение ртутных ламп на длине волны 365 нм. Мощность излучения на  $\lambda = 365$  нм составляет <20 % от полной оптической мощности лампы. Кроме того, почти половина этой мощности теряется на светофильтре, выделяющем данное излучение. В результате из-за недостаточной интенсивности излучения (~10 мВт/см<sup>2</sup>) длительность прививочной фотополимеризации составляет 10—60 мин, что не позволяет проводить процесс в непрерывном ("рулонном") режиме. Перспективной альтернативой ртутным лампам как источникам УФ излучения являются мощные УФ светодиоды [3], которые появились на рынке буквально в последние годы.

Цель работы — исследование возможностей существенного повышения скорости УФ-индуцированной прививочной полимеризации на поверхности полимерных материалов за счет использования излучения мощных УФ светодиодов.

### Экспериментальная часть

УФ-индуцированную прививочную полимеризацию акриловой кислоты (АК) на поверхности пленок полипропилена (ПП) проводили по методике, описанной в [4].

На основе светодиодов NC4U133A-Е фирмы Nichia (Япония) создан УФ излучатель, состоящий из шести таких светодиодов, дающий плотность мощности излучения до 200 мВт/см<sup>2</sup> при площади засветки 75 см<sup>2</sup> на длине волны 365 нм (рис. 1). Излучение спаренных ртутных



Рис. 1. УФ излучатель на основе твердотельных светодиодов.

ламп ДРТ-400 на 365 нм выделяли полосовым фильтром УФС-6, имеющим пропускание на этой длине волны 53 %. Плотность мощности излучения 12—14 мВт/см<sup>2</sup>. ИК спектры поверхности пленок регистрировали методом ИК спектроскопии НПВО на ИК-фурье-спектрометре Nexus 670.

### Результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены ИК спектры поверхности исходной пленки ПП и пленок, модифицированных фотоиндуцированной прививочной полимеризацией АК при плотности мощности УФ излучения 16 и 193 мВт/см<sup>2</sup> и различных временах облучения. Спектры нормированы на интенсивность полосы поглощения ПП при 1376 см<sup>-1</sup>. В спектрах поверхностномодифицированных пленок появляются характерные полосы поглощения полиакриловой кислоты (ПАК) при 1710 и 1247 см<sup>-1</sup>, интенсивность которых растет при увеличении времени облучения. Из сравнения интенсивностей полос ПАК видно, что при плотности мощности 16 мВт/см<sup>2</sup> через 1 мин УФ облучения полимеризация еще только зарождается, а при плотности мощности 193 мВт/см<sup>2</sup> за это же время образуется заметное количество привитого полимера. Кроме того, при 16 мВт/см<sup>2</sup> прививка достигает высоких значений только через 6 мин облучения, а при 193 мВт/см<sup>2</sup> — уже через 2 мин.



Рис. 2. ИК спектры НПВО исходной пленки ПП и пленок ПП, модифицированных УФ-индуцированной прививочной полимеризацией АК при плотности мощности излучения 16 (*a*) и 193 мВт/см<sup>2</sup> (*б*) и различных временах УФ облучения.



Рис. 3. Зависимость количества образующегося привитого полимера от времени облучения при использовании излучения лампового источника (1) и светодиодных источников (2—4) с различной плотностью мощности излучения (мВт/см<sup>2</sup>): 12—14 (1), 16 (2), 64 (3) и 193 (4)

На рис. 3 представлена зависимость количества привитого полимера от времени облучения образца при использовании лампового (12—14 мВт/см<sup>2</sup>) и светодиодного (16, 64, 193 мВт/см<sup>2</sup>) УФ источников. Количество привитого полимера (*G*) определяли из интенсивностей полос поглощения ПАК при 1710 см<sup>-1</sup> ( $A_{1710}$ ) и ПП при 1376 см<sup>-1</sup> ( $A_{1376}$ ) в ИК спектрах НПВО по формуле  $G = A_{1710}/(A_{1710} + A_{1376})$ . Из сопоставления полученных данных видно, что при увеличении плотности мощности излучения значительно сокращается время протекания процесса. Время выхода на насыщение при использовании лампового источника 8—9 мин, тогда как при воздействии излучения с интенсивностью 193 мВт/см<sup>2</sup> реакция выходит на насыщение уже через 1.5 мин. Можно предположить, что при дальнейшем увеличении интенсивности УФ излучения будут достигнуты еще более высокие скорости фотополимеризации.

### Заключение

Создан светодиодный УФ излучатель, дающий плотность мощности излучения с длиной волны 365 нм до 200 мВт/см<sup>2</sup> при площади засветки 75 см<sup>2</sup>, с использованием которого выполнены предварительные исследования влияния интенсивности УФ излучения на эффективность фотоиндуцированной прививочной полимеризации на поверхности полимерных пленок. Достигнуто почти 6-кратное сокращение продолжительности процесса прививки относительно его продолжительности излучения, после которого скорость реакции перестает увеличиваться, не был достигнут. Можно ожидать дальнейшего увеличения скорости реакции при использовании еще более мощного излучения.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект X15M-062).

### Литература

- 1. B. Ranby, W. T. Yang, O. N. Tretinnikov. Surface photografting of polymer fibers, films and sheets. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 1999. V. 151, N 1-4. P. 301-305.
- 2. J. Deng, L. Wang, L. Liu, W. Yang. *Developments and new applications of UV-induced surface graft polymerizations*. Prog. Polym. Sci. 2009. V. 34, N 2. P. 156–193.
- 3. R. Li, X. Sun, J. Gou, W. Cai, C. Du, Yin S. *UV-LED system to obtain high power density in specific working-plane*. Proc. SPIE 9272, Optical Design and Testing VI, 2014. P. 927204.
- 4. А. А. Горбачев, О. Н. Третинников, Л. В. Шкрабатовская, Л. К. Приходченко. Сравнительное исследование методом ИК спектроскопии НПВО фотоиндуцированной прививочной полимеризация акриловой кислоты на поверхности полиэтилена и полипропилена. Журн. прикл. спектроск. 2014. Т. 81, № 5. С. 683—686.

## Application of Radiation of High-Power UV Light-Emitting Diodes to Achieve a Significant Increase in Rates of Grafting Photopolymerization on Surfaces

<u>A. A. Gorbachev</u>, A.V. Danilchyk., L. V. Shkrabatovskaya, L. K. Prikhodchenko, E. V. Lutsenko, O. N. Tretinnikov

## B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: a.gorbechev@ifanbel.bas-net.by

Possibilities of significant increase in the rate of UV-induced graft-polymerization on the surface of polymeric materials with the use of radiation of high-power UV light-emitting diodes (LED) have been investigated. A homemade UV emitter consisting of six LED chips, which produces radiation at the wavelength of 365 nm with the maximum power density of 200 mW/cm<sup>2</sup> and the illumination area of 75 cm<sup>2</sup>, was used. A 6-fold reduction in the duration of the process of photopolymerization was achieved, as compared to the duration under the use of UV source on mercury lamps with the power density of 12—14 mW/cm<sup>2</sup> at the same wavelength.

Keywords: UV light-emitting diodes, grafting polymerization, surface.

## Структурно-энергетические характеристики вакансии галлия на гетерогранице GaN/AIN

Т. В. Безъязычная, В. М. Зеленковский, <u>Д. М. Кабанов</u>, В. В. Кабанов, Е. В. Лебедок, Г. И. Рябцев

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: y.lebiadok@dragon.bas-net.by

Обсуждаются энергетические характеристики гатерограницы GaN/AlN в зависимости от степени смешения слоев галлия и алюминия.

Ключевые слова: AlN, GaN, кластер, гетерограница, теория функционала плотности.

### Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами на основе GaN/AlN являются новыми перспективными материалами для оптических применений в светоизлучающих приборах, работающих в ультрафиолетовом спектре, высокоскоростных инфракрасных оптических модуляторах и фотоприемниках [1, 2]. Важный параметр для достижения наилучшего действия указанных приборов — качество границы GaN/AlN, на которое могут оказывать влияние различного рода дефекты (вакансии, примесные атомы и др.).

Настоящая работа посвящена исследованию структурно-энергетических характеристик дефекта вакансия галлия—атом в междоузлии на гетерогранице GaN/AlN.

### 1. Метод моделирования

Для определения структурно-энергетических характеристик дефекта вакансия галлия атом в междоузлии использован метод кластерного приближения. Расчеты проведены с помощью программного пакета квантово-химических расчетов GAMESS [3] методом теории функционала плотности B3LYP с эффективным ядерным потенциалом Hay-Wadt. В качестве модельного кластера выбран 144-атомный фрагмент кристаллической решетки, содержащий по 32 атома алюминия и галлия и 72 атома азота (см. рис. 1). Оборванные связи на границах кластера замыкались атомами водорода, что позволило исключить искажения электронной структуры, возникающие под влиянием неспаренных электронов на поверхности кластера.

С целью моделирования собственного точечного дефекта на гетерогранице GaN/AlN атом галлия удалялся из узла кристаллической решетки (на границе) и перемещался в граничный слой. В дальнейшем проведена оптимизация геометрии дефекта в пределах всего кластера. Степень смешения атомов галлия и алюминия моделировалась путем замещения в граничном слое атомов галлия атомами алюминия и, наоборот, в необходимом соотношении (от 0 до 100 %) и последующей оптимизации геометрии кластера. Во избежание влияния локальных изменений геометрии на результаты моделирования замещение атомов моделировалось в трех различных вариантах для одной степени смешения. Энергия кластера усреднялась по трем результатам расчетов.

### 2. Обсуждение результатов

Результаты проведенных расчетов свидетельствуют о том, что энергетически выгодной является чистая (без смешения атомов) или полностью смешанная гетерограница. Наименее энергетически выгодный вариант гетерограницы GaN/AlN — смешение атомов алюминия и галлия в 50 %-м соотношении. Таким образом, чистая граница является наиболее устойчивой конфигурацией. Наличие собственного дефекта вакансия галлия—атом галлия в междоузлии, расположенном во внутренних слоях GaN, энергетически не выгоден, т. е. подобного рода дефекты практически не влияют на характеристики гетерограница. Однако параметры и качество гетерограницы могут существенно изменяться при наличии комплексов вакансий атомов галлия и алюминия, а также азота.



Рис. 1. Кластер, моделирующий гетерограницу AlN/GaN.

### Заключение

В результате проведенных квантово-химических расчетов на основе метода функционала плотности в пакете GAMESS показано, что энергетически выгодной является чистая (без смешения атомов) или полностью смешанная гетерограница GaN/AlN, а наименее энергетически выгодный вариант – смешение атомов алюминия и галлия в 50 %-м соотношении. Собственный дефект вакансия галлия – атом в междоузлии практически не оказывает влияния на реально сформированные гетерограницы, поскольку он энергетически не выгоден.

### Литература

- 1. Y. Taniyasu, M. Kasu, T. Makimoto. *An aluminium nitride light-emitting diode with a wavelength of 210 nanometres*. Nature. 2006. V. 441. P. 325–328.
- 2. D. Hofstetter, E. Baumann, F. R. Giorgetta, J. Dawlaty, P. A. George, F. Rana, F. Guillot, E. Monroy. *High frequency measurements on an AlN/GaN-based intersubband detector at 1550 and 780 nm*. Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 231104.
- 3. http://www.msg.ameslab.gov/gamess/

## Structural and Energy Characteristics of Gallium Vacancy at GaN/AlN Interface

T. V. Bezyazychnaya, V. M. Zelenkovskii, <u>D. M. Kabanau</u>, V. V. Kabanov, Y. V. Lebiadok, G. I. Ryabtsev

B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy od Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: y.lebiadok@ifanbel.bas-net.by

The energy characteristics of GaN/AlN heterointerface in dependence on the extent of mixing of the gallium and aluminum layers are discussed in the present work

Keywords: AlN, GaN, cluster, heteroboundary, density functional theory.

# Оптимизация спектральных и энергетических параметров лазерной терапии неонатальной желтухи

## С. А. Лысенко, М. М. Кугейко

### Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: lisenko@bsu.

Предложен неинвазивный метод контроля эффективности фотохимических процессов, протекающих в коже новорожденного во время фототерапии желтухи, позволяющий оценивать эффективность лечения с использованием конкретной терапевтической установки и оптимизировать освещенность кожи пациента. Метод основан на измерениях спектров диффузного отражения кожи пациента до начала и в процессе лечения, сверхбыстрых алгоритмах расчета потоков многократно рассеянного кожей излучения и аналитической модели процесса фотоизомеризации билирубина (с учетом ZZ-билирубина, ZE-билирубина и люмирубина). Показано, что для достижения максимальной эффективности фототерапии следует использовать светодиодные источники с максимумом излучения в диапазоне 484—496 нм.

**Ключевые слова:** неонатальная желтуха, лазерная терапия, кожа, оптические параметры, спектр диффузного отражения.

### Введение

Желтуха развивается у новорожденных в результате накопления в крови и, как следствие, в тканях кожного покрова избыточного количества молекул ZZ-билирубина — токсичного пигмента, образующегося из гемоглобина в результате разрушения эритроцитов. Наиболее распространенный метод лечения гипербилирубинемии — фототерапия, в ходе которой происходит изомеризация находящихся в ней ZZ-молекул с образованием малотоксичных фотоизомеров — ZE, EZ и LR (люмирубин). EZ-билирубин, поглощая квант излучения, впоследствии также трансформируется в LR. Молекулы LR существенно более гидрофильны по сравнению с молекулами ZZ-билирубина и его конфигурационными изомерами, поэтому он хорошо растворяется в воде и легко выводится из организма.

В настоящее время в медицинской практике остутствует стандартизированный метод проведения фототерапии желтухи. Установки для фототерапии разнообразны, как и используемые в них источники излучения. В ряде случаев современная фототерапия характеризуется низкой эффективностью и сопряжена с вредными побочными эффектами передозировки. Это обусловливает актуальность разработки методов мониторинга эффективности фототерапии желтухи, позволяющих выбирать оптимальные для пациента спектральные и энергетические параметры излучения.

### 1. Метод определение скорости изомеризации билирубина

Предлагаемый метод определения скорости фотоизомеризации билирубина включает в себя нахождение спектральной характеристики источника излучения  $D(\lambda)$ ; измерение спектра диффузного отражения (ДО) света от кожи пациента; определение оптических и геометрических параметров кожи, влияющих на перенос в ней излучения, путем минимизации невязки между спектрами ДО кожи, измеренным и рассчитанным в рамках модели переноса излучения в коже; вычисление распределения плотности излучения  $\Phi(z, \lambda)$  по глубине кожи z в спектральном диапазоне фототерапевтического излучения [ $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ] при единичной освещенности поверхности кожи в соответствии с ее найденными оптическими и геометрическими параметрами; определение скорости трансформации токсичного ZZ-билирубина в нетоксичный и водорастворимый фотоизомер LR на основе выражения:

$$M_{\rm LR} = \frac{\frac{C_{\rm TB}\lambda}{L_{\rm d}N_{\mu}hc}\int_{z_1}^{z_2}dz\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(z,\lambda)D(\lambda)\varepsilon_{ZZ}(\lambda)\varphi_{\rm LR}(\lambda)d\lambda}{1+\int_{z_1}^{z_2}dz\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(z,\lambda)D(\lambda)\varepsilon_{ZZ}(\lambda)\varphi_{ZE}(\lambda)d\lambda/\int_{z_1}^{z_2}dz\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(z,\lambda)D(\lambda)\varepsilon_{ZE}(\lambda)\varphi_{ZZ}(\lambda)d\lambda},$$
(1)

где  $\varepsilon_{ZZ}$  и  $\varepsilon_{ZE}$  — молярные коэффициенты поглощения фотоизомеров билирубина ZZ и ZE (см<sup>-1</sup>/мкМ);  $\varphi_{ZE}$ ,  $\varphi_{ZZ}$ ,  $\varphi_{LR}$  — квантовые выходы процессов фотоизомеризации ZZ $\rightarrow$ ZE, ZE $\rightarrow$ ZZ и ZZ $\rightarrow$ LR соответственно;  $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$  Дж · с — постоянная планка;  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с — ско-

рость света;  $N_{\mu} = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  — число Авогадро;  $L_{e}$  и  $L_{d}$  — геометрические толщины эпидермиса и дермы;  $z_{1} = L_{e}$ ;  $z_{2} = L_{e} + L_{d}$ .

Концентрацию билирубина в ткани  $C_{\text{TB}}$  можно определять неинвазивно на основе измерений спектральных или спектрально-пространственных характеристик ДО ткани [1]. Предложенные решения соответствующих прямых и обратных задач, позволяют выполнять обработку данных измерений в реальном времени и с высокой точностью. Для быстрого расчета плотности излучения в коже  $\Phi(z, \lambda)$  может с успехом использоваться полуаналитический метод, предложенный в работе [2]. Точность такого расчета сравнима с точностью метода Монте-Карло, однако вычислительные затраты методов отличаются на несколько порядков.

Аналитическая модель спектра отражательной способности кожи, измеряемой при наличии базы между источником и приемником излучения, предложена в [3]. Модельными параметрами являются показатель преломления кожи; транспортный коэффициент рассеяния соединительной ткани при  $\lambda = 400$  нм; доля рассеяния Ми в общем рассеянии ткани при  $\lambda = 400$  нм; параметр спектральной зависимости транспортного коэффициента рассеяния Ми; толщина эпидермиса; объемная концентрации меланина в эпидермисе; объемная концентрация капилляров в дерме; средний диаметр капилляров; молярная концентрация общего гемоглобина в крови; степень оксигенации крови, концентрации ZZ- и ZE-билирубина в кровеносных сосудах дермы. Отношение концентраций общего билирубина в крови и в окружающей ткани положим равным 5. В общем случае это отношение зависит от скорости фотоизомеризации билирубина и скорости диффузии билирубина через стенки кровеносных сосудов, однако, учитывая малость влияния билирубина в крови на световое поле в коже по сравнению с билирубином в тканях дермы, для этого параметра можно использовать фиксированное значение.

### 2. Анализ эффективности метода

Эффективность предлагаемого метода оценена на основе результатов численных решений уравнения переноса излучения в среде, моделирующей кожу. Сигналы ДО кожи  $r(\lambda)$  рассчитаны методом Монте-Кардо как отношение суммарного "веса" фотонов, выдетевших из круговой приемной площадки на поверхности среды, к общему "весу" всех фотонов, введенных в среду в пределах осветительной площадки. Диаметр осветительной и приемной площадок задавался 0.8 мм, расстояние между их центрами — 0.83 мм. Плотность излучения на глубине среды z рассчитана путем суммирования "веса" всех фотонов, пролетевших через уровень z во всех направлениях. Биопараметры кожи, влияющие на процесс переноса в ней излучения, восстанавлены из нормированного спектра ДО кожи  $\omega(\lambda) = r(\lambda)/r(\lambda_{ref})$  (где  $\lambda = 450$ —750 нм и  $\lambda_{ref} = 750$  нм), который не зависит от числовых апертур волокон и на практике определяется путем сопоставления относительных спектральных зависимостей сигналов ДО кожи и белого диффузного отражателя (при этом не требуется знания оптических параметров опорного отражателя). Исходные спектры  $\omega(\lambda)$  (рис. 1, *a*) соответствуют одинаковому содержанию изомеров билирубина в коже и различному содержанию других ее хромофоров (гемоглобина, меланина, коллагена). Освещенность кожи полагалась не зависящей от λ и равной 1 мВт/см<sup>2</sup>. Распределения плотности излучения  $\Phi(z, \lambda)$  по глубине кожи и длине волны света рассчитаны методом [2] с учетом найденных значений биопараметров кожи. Зависимости M<sub>LR</sub>( $\lambda$ ), соответствующие смоделированным спектрам  $\omega(\lambda)$  и восстановленные из них, представлены на рис. 1, б. Видно, что предлагаемый метод позволяет получать достаточно точные оценки  $M_{\rm IR}(\lambda)$  в спектральной области поглощения света изомерами билирубина (450-530 нм).

Результаты, представленные на рис. 1, б, демонстрируют существенную зависимость эффективности фототерапии от параметров светорассеяния и пигментации кожи новорожденного. Экранирующее влияние меланина и гемоглобина проявляется в уширении спектра  $M_{LR}(\lambda)$  и снижении скорости изомеризации билирубина. Влияние рассеяния не приводит к существенному изменению формы спектра  $M_{LR}(\lambda)$ , однако вызывает изменение абсолютных значений  $M_{LR}(\lambda)$ .Интересно отметить, что все представленные спектры  $M_{LR}(\lambda)$  имеют максимум вблизи  $\lambda = 490 \pm 6$  нм и его положение слабо зависит от структурно-морфологических параметров кожи. В связи с этим для достижения максимальной эффективности фототерапии неонатальной желтухи можно рекомендовать использовать полупроводниковые лазеры из этого спектрально-



Рис. 1. Примеры восстановления спектральной зависимости скорости фотоизомеризации билирубина (δ) по спектру ДО кожи (a); кривые — результаты численных расчетов ω(λ) и  $M_{LR}(\lambda)$  методом Монте-Карло при различных параметрах кожи, точки — результатам восстановления  $M_{LR}(\lambda)$ .

го диапазона, поскольку весь излучаемый ими свет обеспечивает изомеризацию билирубина, тогда как часть спектра излучения флуоресцентных и галогенных ламп лежит вне зоны поглощения билирубина. При этом интенсивность излучения должна выбираться индивидуально для каждого новорожденного.

Следует отметить, что неинвазивные измерения  $C_{\text{TB}}$ , проводимые через некоторые временные промежутки в течении фототерапии, не дают адекватной информации о скорости снижения концентрации ZZ-билирубина в ткани и крови, поскольку  $C_{\text{TB}}$  может изменяться как за счет процесса фотоизомеризации билирубина в ткани, так и за счет поступления билирубина из кровеносных сосудов в окружающую ткань. Разделение влияние этих факторов на измеряемые значения  $C_{\text{TB}}$  не представляется возможным.

### Заключение

Предлагаемый метод позволяет определять скорость снижения ZZ-билирубина в ткани, обусловленную непосредственно процессом его фотоизомеризации, причем измерения этой скорости могут выполняться еще до начала фототерапии, что позволяет выбирать оптимальную освещенность кожи конкретного пациента с учетом ее структурно-морфологических особенностей. Длительность фототерапии, по нашему мнению, должна выбираться исходя из концентрации общего билирубина в ткани и скорости его фотоизомеризации. Однако для этого необходимо проведение клинических исследований по установлению связи между скоростью фотоизомеризации билирубина и относительным изменением содержания билирубина в крови новорожденных за время фототерапии и скоростью нарастания билирубина в ткани до начала фототерапии.

### Литература

- 1. С. А. Лысенко. Методы оптической диагностики биологических объектов. Минск, БГУ. 2014.
- 2. С. А. Лысенко, М. М. Кугейко. *Метод расчета характеристик световых полей в задачах* оптической диагностики и персонифицированной терапии биологических тканей. Журн. прикл. спектр. 2013. Т. 80, № 2. С. 273—280.
- 3. С. А. Лысенко, М. М. Кугейко, В. А. Фираго, А. Н. Собчук. Аналитическая модель спектра диффузного отражения кожной ткани. Квант. электроника. 2014. Т. 44, № 1. С. 69—75.

# **Optimization of Spectral and Energy Parameters of Laser Therapy of Neonatal Jaundice**

## S. A. Lisenko, M. M. Kugeiko

Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: lisenko@bsu.by

A non-invasive method for monitoring the effectiveness of photochemical processes occurring in the skin of newborn jaundice during phototherapy has been developed, which make it possible to evaluate the effectiveness of treatment with the use of specific therapeutic setting and to optimize the illumination of the skin of the patient. The method is based on measurements of the diffuse reflectance spectra of the skin of the patient prior to and during treatment, ultra-fast algorithm for calculating of multiply scattered flows inside and outside the skin, and the analytical model of the process of photoisomerization of bilirubin (subject to ZZ-bilirubin, ZE-bilirubin and lyumirubina). It is shown that in order to achieve maximum effectiveness of phototherapy, the light from the spectral range of 484—496 nm must be used.

Keywords: newborn jaundice, laser therapy, skin, optical parameters, diffuse reflectance spectrum.

# Стимулированное излучение в тонких пленках Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> солнечных элементов

И. Е. Свитенков<sup>а</sup>, В. Н. Павловский<sup>а</sup>, Е. В. Луценко<sup>а</sup>, Г. П. Яблонский<sup>а</sup>, А. В. Мудрый<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: v.pavlovskii@ifanbel.bas-net.by

<sup>б</sup> Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

Представлены результаты исследования спектров излучения тонких пленок  $Cu(In,Ga)Se_2$  солнечных элементов при возбуждении наносекундным импульсным излучением  $N_2$ -лазера в диапазоне плотностей мощности возбуждения 2—100 кВт/см<sup>2</sup> при температуре 20 К. Впервые при увеличении интенсивности возбуждения обнаружено резкое сужение спектра излучения, сверхлинейная зависимость интенсивности излучения от мощности возбуждения, а также стабилизация положения полосы и полуширины спектра излучения тонких пленок Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub>. характерные для стимулированного излучения в полупроводниковых материалах.

Ключевые слова: Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub>, фотолюминесценция, солнечный элемент, тонкие пленки.

### Введение

Повышение эффективности фотовольтаического преобразования в солнечных элементах, создаваемых на основе полупроводниковых твердых растворов Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> со структурой халькопирита, может быть достигнуто при улучшении их структурных характеристик и оптических свойств. Низкая дефектность базовых поглощающих слоев Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> солнечных элементов является основным критерием их высокой эффективности. Для оценки качества электронной структуры тонких пленок твердых растворов Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> используются различные физические методы. Наиболее распространенный и эффективный — фотолюминесцентный метод. При люминесцентных исследованиях поглощающих слоев Cu(In,Ga)Se2 солнечных элементов обычно для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) используют непрерывные источники излучения с плотностью мощности возбуждения, не превышающей несколько ватт на квадратный сантиметр. Возбуждение мощным импульсным лазерным излучением, когда достигаются интенсивности возбуждения в сотни киловатт на квадратный сантиметр, может дать новую неизвестную ранее информацию о поведении неравновесных носителей заряда и, соответственно, о качестве исследуемых твердых растворов Cu(In,Ga)Se2 и их пригодности для использования в качестве базовых светопоглощающих слоев солнечных элементов. При высоких интенсивностях возбуждения в высококачественном полупроводнике может проявиться стимулированное излучение, по интенсивности которого можно сравнивать образцы, полученные в различных условиях, и подобрать оптимальные параметры осаждения тонких пленок для повышения эффективности фотопреобразования солнечных элементов. В настоящей работе исследована ФЛ слоев Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> при различных уровнях возбуждения импульсным лазерным излучением при T = 20 К.

### Экперимент

Тонкие пленки твердых растворов Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> толщиной ~1.8 мкм осаждались на стеклянную подложку (образец №1) или на слой молибдена на стеклянной подложке (образец №2) методом соиспарения элементов Cu, In, Ga и Se из независимых источников в трехстадийном процессе. Для возбуждения ФЛ в образцах использовано импульсное излучение азотного лазера ЛГИ-505 (НИИ "Плазма", Рязань) ( $\lambda = 337.1$  нм,  $E_{имп} = 30$  мкДж,  $\tau_{имп} = 8$  нс). Для исследования ФЛ при низких температурах образцы помещались в оптический гелиевый рефрижератор замкнутого цикла CCS-150 (Janis Research Company, USA), позволяющий устанавливать температуру образцов в диапазоне 10—325 К и поддерживать ее с точностью 0.1 К. Регистрация ФЛ осуществлялась монохроматором М266 (Солар ЛС, Минск) с дифракционной решеткой 600 штр/мм (обратная линейная дисперсия 6.3 нм/мм) с установленным на выходе монохроматора детектором ИК излучения Нататики G9212-512S, рабочий спектральный диапазон 0.9—1.7 мкм, соединенным с компьютером.

### Результаты и их обсуждение

Спектры излучения, измеренные со стороны поверхности слоя Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> образца №1, при возбуждении излучением азотного лазера в диапазонах интенсивностей 2—18 и 23—100 кВт/см<sup>2</sup>, представлены на рис. 1. На рис. 1, *а* наблюдается коротковолновое смещение спектра, сопровождающееся его значительным сужением при увеличении интенсивности возбуждения почти на порядок. При дальнейшем повышении интенсивности от 23 до 100 кВт/см<sup>2</sup> происходит незначительное уже длинноволновое смещение спектра. Пиковая интенсивность излучения образца в интервале уровней возбуждения 2—100 кВт/см<sup>2</sup> изменяется более чем в 1000 раз. Для сравнения на рис. 2 показаны спектры ФЛ образца №2 при различных интенсивностях возбуждения не имеет места. Для образца №2 при изменении уровня возбуждения наблюдается монотонное коротковолновое смещение спектра излучения от 1101 до 1053 нм.



Рис. 1. Спектры излучения образца № 1 при T = 20 К при возбуждении излучением N<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 337.1$  нм, F = 525 Гц,  $\tau = 8$  нс) в диапазонах 2—18 (*a*) и 23—100 кВт/см<sup>2</sup> (*б*).



Рис. 2. Спектры ФЛ образца № 2 при T = 20 К при возбуждении излучением N<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 337.1$  нм, F = 525 Гц,  $\tau = 8$  нс) в диапазоне 2—100 кВт/см<sup>2</sup>.

На рис. 3, а, б представлены зависимости интегральной и пиковой интенсивности излучения двух образцов от уровня возбуждения. Видно, что интенсивность излучения образца №2 линейно зависит от интенсивности возбуждения, тогда как для образца №1 наблюдается сверхлинейная зависимость. Полоса ФЛ образца №1 сначала сильно сдвигается от 1139 нм (рис. 3, *в*) при увеличении интенсивности возбуждения до ≈20 кВт/см<sup>2</sup> в коротковолновую сторону до 1107 нм, как наблюдалось, например, в [1], при дальнейшем повышении уровня возбуждения наступает стабилизация ее положения примерно при той же интенсивности возбуждения (20—  $30 \text{ kBr/cm}^2$ ), при которой уменьшение полуширины спектра замедляется (рис. 3, *г*). При дальнейшем повышении уровня возбуждения наблюдается совсем небольшой длинноволновый сдвиг полосы излучения слоя Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> от 1107 до 1109 нм. Эти явления в совокупности свидетельствуют о наличии стимулированного излучения в слое Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> образца №1 при возбуждении излучением азотного лазера. Стимулированное излучение при повышении уровня возбуждения эффективно снимает инверсную заселенность в слое Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub>, тем самым стабилизируя концентрацию неравновесных носителей заряда (положение полосы и ее полуширину). Насколько нам известно, в слоях Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> солнечных элементов стимулированное излучение ранее не наблюдалось.



Рис. 3. Зависимость интегральной (a) и пиковой (б) интенсивности, а также положения максимума (в) и полуширины (г) полосы излучения образцов № 1 и 2 от интенсивности возбуждающего излучения (N<sub>2</sub>-лазер, λ = 337.1 нм, F = 525 Гц, τ = 8 нс)

### Заключение

Впервые получено стимулированное излучение в светопоглощающем слое Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> солнечного элемента при возбуждении фотолюминесценции импульсами излучения азотного лазера наносекундной длительности. Изучение стимулированного излучения в светопоглощающих слоях солнечных элементов может быть полезно для выявления условий осаждения малодефектных слоев с целью повышения эффективности солнечных элементов.

### Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

### Литература

1. H. Zachmann, S. Heinker, A. Braun, A. V. Mudryi, V. F. Gremenok, A. V. Ivaniukovich, M. V. Yakushev. Thin Solid Films. 2009. V. 517. P. 2209–2212.

## Stimulated Emission in Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> Solar Cell Thin Films

I. E. Svitenkov<sup>a</sup>, <u>V. N. Pavlovskii</u><sup>a</sup>, E. V. Lutsenko<sup>a</sup>, G. P. Yablonskii<sup>a</sup>, A. V. Mudryi<sup>b</sup>

<sup>a</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus; e-mail: v.pavlovskii@ifanbel.bas-net.by <sup>b</sup> Scientific-Practical Materials Research Centre of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

The paper presents the results of a study of emission spectra of  $Cu(In,Ga)Se_2$  solar cell thin films excited by a nanosecond pulsed N<sub>2</sub> laser radiation with intensities in the range from 2 to 100 kW/cm<sup>2</sup> at a temperature of 20 K. A sharp narrowing of the spectrum, superlinear dependence of the emission intensity on excitation intensity, as well as stabilization of the band position and the half-width of the emission spectrum of the  $Cu(In,Ga)Se_2$  layer with increasing excitation intensity are characteristic for stimulated emission in semiconductor materials.

Keywords: Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub>,photoluminescence, solar cell, thin film.

## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

## **AUTHOR INDEX**

Aljerwii A. 146 Aljohenii M. 146 Alyamani A. 146 Chen G. 100 Ron X. 100 Shen B. 100 Wang X. Q. 100 Xu F. J. 100 Абушов С. А. 142 Агафонова Д. С. 122 Алёшкин В. Я. 35, 39 13 Андреев А. Ю. 131 Андреев И. А. Асрян Л. В. 30 Афоненко А. А. 46, 49, 52, 170 Багаев Т. А. 13, 55 94 Баковец Н. В. 176 Барулин Н. В. Бахвалов К. В. 30 Безъязычная Т.В. 140, 229 Беляев К. Г. 106 Блохин А. А. 18.22 Блохин С. А. 18, 22 18, 22 Бобров М. А. Богданович М. В. 62, 67, 73, 140 Боднарь И.В. 154, 157 Борушко В. В. 133 Бохан П. А. 115 Буй А. А. 76 Буничев А. П. 59 Бураков В. С. 192 Буров Л. И. 88, 173 Васильев А. П. 18 Васильев Л. Л. 149 Васьков О. С. 136 Веселов Д. А. 26 Войнилович А. Г. 106, 111, 133 Войтиков С. В. 84 Галыго А.В. 94 Гамов Н. А. 102 Гладышев А. Г. 18 Горбацевич А. С. 88, 173

Горбачев А. А. 226 Горлачук П. В. 13 Горобец В. А. 70,91 Грабчиков А.С. 65 Гребенщикова Е.А. 124, 128 Григорьев А.В. 73 Гронин С. В. 102, 106, 111 Данилов А.И. 13 Данильчик А. В. 133, 146, 161, 226 Дашкевич В. И. 76, 84 Денисов С. А. 35 Дикарева Н. В. 35, 39 Длугунович В. А. 94 Дорогуш Е.С. 49 Дрозд А. Н. 52 Дубина Н. А. 180 Дубинов А. А. 35.39 Дунина Е. Б. 65 Дураев В. П. 15 Дюделев В. В. 131 Енжиевский А. И.73 Жданова Е.В. 102 Ждановский В. А. 161 Жмерик В. Н. 100 Журавлев К. С. 115 Заварин Е. Е. 204 Задиранов Ю. М. 18, 22 Закгейм А. Л. 136 115 Закревский Д. Э. Засавицкий И. И. 13 102 Зверев М. М. Звонков Б. Н. 35, 39 Зеленковский В. М. 229 Зубов А. Н. 13 Иванов С. А. 43 Иванов С. В. 100, 102, 106, 111, 196, 200 Ильинская Н. Д. 124, 131, 200 Именков А. Н. 124

# Кабанов В. В. 59, 140, 229

94

Исаевич А. В.

Кабанов Д. М. 59, 140, 229 Казючиц Н. М. 208 Калинов В. С. 67 Калиновский В. С. 200 Кароза А. Г. 157 Керими М. Б. 165 Кирис В. В 192 Климко Г. В. 106, 111, 196, 200 Козловский В. И. 100 Кокин С. М. 118 39 Колпаков Д. А. Комиссарова Т. А. 196, 200 Коновалов Г. Г. 131 Кононенко В. К. 136 Контрош Е. В. 200 Корниенко А. А. 65 Корытов М. Н. 204 Костик О. Е. 67 Крейдич А. В. 161 Кугейко М. М. 188, 231 Кудрявцев К. Е. 35 184 Кузнецова Т. Е. Кузьменков А. Г. 18, 22 Кузьмичев М. Д. 13 Кулагина М. М. 18 Кулешов В. К. 70 Куницына Е. В. 131, 140 Кунцевич Б. Ф. 70, 91 13 Курнявко Ю. В.

Ладугин М. А. 13, 55 Ланцов К. И. 62, 67, 73 Лебедок Е. В. 59, 133, 140, 229 Леоненя М. С. 142 Лепченков К. В. 67, 73 Леусенко И. А 176, 184 Лешенюк Н.С. 70 Лишик С. И. 149, 218 Лобацевич П. М. 88 Лобенцов А.В. 13 Лундин В. В. 204 Луценко Е. В. 94, 106, 111, 133, 142, 146, 161, 204, 226, 235 Лысенко С. А. 231 Лютецкий А. В. 26, 30 Ляхнович А.В. 212

**Малевич В. Л. 212, 215** Малеев Н. А. 18, 22

Малин Т. В. 115 Малышев С. А. 170, 222 Маркевич В. Ю. 80 Мармалюк А. А. 13, 55 Мартинович В. А. 208 Мартовицкий В. П. 100 Машко В. В. 67 Мельников Ю. С. 128 Микаелян Г. Т. 59 Микитчук К. Б. 222 Микулич А. В. 176, 184 Морозова И. Л. 184 235 Мудрый А. В. Мухин С. В. 118

### Нагиев Т. Г. 142

Неделько М. И. 192 Некоркин С. М. 35, 39 Никитенко В. А. 118 Николаев А. Е. 204 Николаев Д. Н. 26 Никоненко С. В. 94, 161 Никоноров Н. В.43, 122 Нисс В. С. 136 Новикова М. А. 154

**Орлович В. А. 76, 80, 84** Осинных И. В. 115 Оспенников А. М. 124

#### Павловский В. Н. 73, 111, 142, 146, 235 Павлюковец С. А. 157 Падалица А. А. 13.55 149 Пенязьков О. Г. Першукевич П. П. 149 26, 30, 55 Пихтин Н. А. Плавская Л. Г. 184 Плавский В. Ю. 176, 180, 184 Плюснин В. Ф. 115 Подоскин А. А. 55

Приходченко Л. К. 226 Пучковский И. Н. 91 Пыж А. Э. 184

Поседько В. С. 218

**Ратников В. В. 100** Ржеуцкий Н. В. 133, 142,

146, 204 Рожков А. В. 55 Романович Д А. 26 Рувимов С. 106 Рудь В. Ю. 154 Рудь Ю. В. 154 Русецкий М. С. 208 Рыжковская Е. Л. 184 Рябоштан Ю. Л. 13 Рябцев А. Б. 176 Рябцев А. Г. 62, 67, 73, 140 Рябцев Г. И. 62, 67, 73, 140

### Сапожников С. М. 13

Сахаров А. В. 204 Свитенков И. Е. 73, 235 Седова И. В. 102, 106, 111, 196 Серебренникова О. Ю. 124, 131 Сидоров А. И.122 Сидоров В. Г. 128 Симаков В. А.13. 55 Синицын Г. В. 212, 215 Ситникова А. А. 196 Скумс Д. В. 94, 161 Слипченко С. О. 26, 55 Смирнова Г. Ф. 157 Смирнова Т.В. 157 Смунев Д. А. 188 Соболев Д. И. 122 Соколов Е.С. 173 Соколова З. Н. 26, 30 Соколовский Г.С. 131 Сорокин С. В. 102, 106, 111, 196, 200 Стоюхин С. Г. 118 Студенов В. Б. 102 Суриков А. В. 70 Счастная Н. И. 184 Тагиев Б. Г. 142 Тагиев О. Б. 142 Тарасенко Н. В. 192 Тарасов И. С. 26, 30, 55 Тарасова О.Б. 94 Телегин К. Ю. 13 Тепляшин Л. Л. 62, 67 Титовец В. С. 62,73 Торопов А. А. 106 Третинников О. Н. 226 Третьякова А. И. 184 Трофимов Ю. В. 133, 149, 218

Улащик В. С. 184 Усикова А. А. 200 Усов С. О. 204 Устинов В. М. 18, 22 Ушаков Д. В. 46 Фефелов А.Г. 18

**Ходасевич И. А. 65** Хорунжий И. А. 208

**Цацульников А. Ф. 204** Цвирко В. И. 133, 218

### Черкашин Н. А. 204

Черняков А. Е.	136
Чиж А. Л.	170, 222
Чулков Р. В.	80

Шабров Д. В. 59 Шавель С. С. 91 Шалак М. В. 180 Шашкин И. С. 26 35 Шенгуров В. Г. Шерстнёв В. В. 124, 128, 140 Ширшнев П.С. 122 Шкрабатовская Л. В. 226 Шпак П. В. 62, 133, 140 Шутаев В. А. 128

Щемелев М. А. 73

Юнин П. А. 35

**Яблонский Г. П. 73, 106,** 111, 133, 142, 146, 235 Яковлев Ю. П. 124, 128, 131, 140