NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF BELARUS
BELARUSIAN REPUBLICAN FOUNDATION FOR FUNDAMENTAL RESEARCH
STEPANOV INSTITUTE OF PHYSICS, NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF BELARUS
IOFFE PHYSICO-TECHNICAL INSTITUTE, RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

*8th Belarusian-Russian Workshop*

# SEMICONDUCTOR LASERS AND SYSTEMS

# BOOK OF PAPERS

17–20 May 2011

Minsk, Belarus

Национальная академия наук Беларуси
Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований
Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН

National Academy of Sciences of Belarus
Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research
Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus
Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences

*8-й Беларусско-Российский семинар*

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ**

*8th Belarusian-Russian Workshop*

**SEMICONDUCTOR LASERS AND SYSTEMS**

17–20 May 2011

Minsk, Belarus

# СБОРНИК СТАТЕЙ

# BOOK OF PAPERS

Минск
2011

Зборнік артыкулаў 8-га Беларуска-Расійскага семінара
**“ПАЎПРАВАДНІКОВЫЯ ЛАЗЕРЫ І СІСТЭМЫ НА ІХ АСНОВЕ”**

Сборник статей 8-го Белорусско-Российского семинара
**“ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ”**

Book of papers of the 8 th Belarusian-Russian Workshop
**“SEMICONDUCTOR LASERS AND SYSTEMS”**

Рэдактары: В. З. Зубялевіч, В. К. Кананенка, Г. П. Яблонскі

Редакторы: В. З. Зубелевич, В. К. Кононенко, Г. П. Яблонский

Editors: V. Z. Zubialevich, V. K. Kononenko, G. P. Yablonskii

*Фото на обложке показывает вид Лидского замка в Гродненской области – одного из старейших замков Беларуси.*

Средневековый **Лидский замок** – замечательный памятник оборонительного зодчества XIV в. находится в городе Лиде в 112 км на северо-восток от Гродно. Строительство замка было начато в 1323 г. великим князем Великого княжества Литовского Гедемином. Замок возводился на насыпном песчаном холме. За свою историю замок выдержал множество битв и осад. В XVIII в. он утратил свое стратегическое значение и начал постепенно разрушаться. В 1891 г. центральная часть Лиды сильно пострадала при пожаре, и камни из юго-западной башни и части западной стены замка были использованы для восстановления зданий, пострадавших от огня.

В 1920-х годах началась консервация замка, он находится под охраной государства. В настоящее время завершается реставрация стен и башен. Лидский замок открыт для туристов круглый год и привлекает тысячи посетителей. Летом здесь традиционно проходят театрализованные представления и рыцарские турниры. Зимой во внутреннем дворе (площадью 80×80 м) замка заливается каток.

*The cover picture displays a view of Lida Castle, in the Grodno region, which is one of the oldest of Belarus castles.*

Medieval Lida Castle, a fine archeological monument that is officially protected by the state, it is located at 112 km north-east of Grodno. Lida Castle (**Lidskiy zamok**) was built in the early 14th century (1323) by Grand Duke Gediminas of Lithuania. Famously built on sand, Lida Castle has withstood a lot of battles and occupations of the surrounding lands. Boulder walls constructed in the early 14th century were later faced with red brick. The castle dominates the town of Lida, which was badly damaged in a fire in 1891. Stones from the south-western tower and parts of the western wall of the castle were used to repair fire-damaged houses.

In the 1920s the work began to restore some of the castle walls, as an archeological monument the castle was taken under state protection. Lida castle today is an all-season tourist attraction, drawing thousands of visitors every year. During the summer, knights’ tournaments are regularly held in this Belarus castle. In the winter time the inner yard of the castle, an area 80×80 m, is converted into an ice-skating rink.

ISSN 2074-207X © Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 2011

# Программный комитет

Ж. И. Алферов (С. -Петербург, Россия)
А. А. Афоненко (Минск, Беларусь)
В. В. Безотосный (Москва, Россия)
А. П. Богатов (Москва, Россия)
Л. И. Буров (Минск, Беларусь)
А. А. Горбацевич (С.-Петербург, Россия)
А. Л. Гурский (Минск, Беларусь)
В. П. Дураев (Москва, Россия)
М. М. Зверев (Москва, Россия)
С. В. Иванов (С. -Петербург, Россия)
В. В. Кабанов (Минск, Беларусь)
Н. С. Казак (Минск, Беларусь)
В. И. Козловский (Москва, Россия)
В. К. Кононенко (Минск, Беларусь)
П. С. Копьев (С. -Петербург, Россия)
Н. В. Кулешов (Минск, Беларусь)
В. Д. Курносов (Москва, Россия)
Е. В. Луценко (Минск, Беларусь)
С. А. Малышев (Минск, Беларусь)
Г. Т. Микаелян (Саратов, Россия)
А. И. Надеждинский (Москва, Россия)
В. Накваски (Лодзь, Польша)
В. А. Орлович (Минск, Беларусь)
Г. Я. Рябцев (Минск, Беларусь)
С. Б. Севастьянов (Новосибирск, Россия)
В. Г. Сидоров (С. -Петербург, Россия)
В. Стрэнк (Вроцлав, Польша)
И. С. Тарасов (С. -Петербург, Россия)
В. М. Устинов (С. -Петербург, Россия)
М. Хойкен (Аахен, Германия)
А. П. Шкадаревич (Минск, Беларусь)
Г. П. Яблонский (Минск, Беларусь)
Ю. П. Яковлев (С. -Петербург, Россия)
С. Д. Якубович (Москва, Россия)

**Председатель Оргкомитета:** Г. П. Яблонский
**Ученый секретарь:** В. З. Зубелевич
**Адрес:** Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, просп. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
**Web-адрес Семинара:** http://www.semiconductor-lasers-and-systems.by/ru

# Scientific Committee

Zh. I. Alferov (St. Petersburg, Russia)
A. A. Afonenko (Minsk, Belarus)
V. V. Bezotosnyi (Moscow, Russia)
A. P. Bogatov (Moscow, Russia)
L. I. Burov (Minsk, Belarus)
A. A. Gorbatsevich (St. Petersburg, Russia)
A. L. Gurskii (Minsk, Belarus)
V. P. Duraev (Moscow, Russia)
M. Heuken (Aachen, Germany)
S. V. Ivanov (St. Petersburg, Russia)
V. V. Kabanov (Minsk, Belarus)
N. S. Kazak (Minsk, Belarus)
V. K. Kononenko (Minsk, Belarus)
P. S. Kop'ev (St. Petersburg, Russia)
V. I. Kozlovskii (Moscow, Russia)
N. V. Kuleshov (Minsk, Belarus)
V. D. Kurnosov (Moscow, Russia)
E. V. Lutsenko (Minsk, Belarus)
S. A. Malyshev (Minsk, Belarus)
G. T. Mikaelyan (Saratov, Russia)
A. I. Nadezhdinskii (Moscow, Russia)
W. Nakwaski (Lódź, Poland)
V. A. Orlovich (Minsk, Belarus)
G. I. Ryabtsev (Minsk, Belarus)
S. B. Sevast'yanov (Novosibirsk, Russia)
A. P. Shkadarevich (Minsk, Belarus)
V. G. Sidorov (St. Petersburg, Russia)
V. Stręk (Wroclaw, Poland)
I. S. Tarasov (St. Petersburg, Russia)
V. M. Ustinov (St. Petersburg, Russia)
G. P. Yablonskii (Minsk, Belarus)
Yu. P. Yakovlev (St. Petersburg, Russia)
S. D. Yakubovich (Moscow, Russia)
M. M. Zverev (Moscow, Russia)

**Organizing Committee Chair:** G. P. Yablonskii
**Scientific Secretary:** V. Z. Zubialevich
**Address:** Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Independence Ave., 68, 220072 Minsk, Belarus
**Workshop web-address:** http://www.semiconductor-lasers-and-systems.by

8 th Belarusian–Russian Workshop
SEMICONDUCTOR LASERS AND SYSTEMS
17–20 May 2011, Minsk, Belarus

# PROGRAMME

## 17 May, Tuesday

**08.00-14.00** *Registration, meeting and visiting to the Laboratory of Physics and Technique of Semiconductors at Stepanov Institute of Physics NASB, excursion around Minsk*

**14.00** **Workshop Opening**

*Introductory Greetings.* V. V. Kabanov, N. S. Kazak, G. P. Yablonskii

**Section 1 – Injection Lasers**

**14.20–14.40** **Линейные массивы и матрицы быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм**
Н. А. Малеев, С. А. Блохин, А. Г. Кузьменков, А. С. Шуленков, М. М. Кулагина, Ю. М. Задиранов, А. П. Васильев, А. Г. Гладышев, В. С. Никитин, А. Н. Ломанов, J. A. Lott, Н. Н. Леденцов, Л. Я. Карачинский, В. М. Устинов
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург*
*ООО «Коннектор Оптикс», С. -Петербург, Россия*
*ОАО «Минский НИИ радиоматериалов», Минск, Беларусь*
*ООО «НТЦ «ИНТРОФИЗИКА», Рыбинск, Россия*
*VI Systems GmbH, Berlin, Germany*

**14.45–15.05** **Перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры**
В. П. Дураев
*АОЗТ "Новая лазерная техника"–"НОЛАТЕХ", Москва, Россия*

**15.10–15.30** **Насыщение ватт-амперных характеристик в непрерывном и импульсном режиме генерации мощных полупроводниковых лазеров**
И. С. Тарасов, Д. А. Винокуров, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург, Россия*

**15.35–15.55** **Исследование пороговых, мощностных и спектральных характеристик полупроводникового лазера с волоконной брэгговской решеткой**
А. В. Иванов, В. Д. Курносов, К. В. Курносов, А. В. Лобинцов, В. И. Романцевич, Р. В. Чернов, В. С. Жолнеров
*ФГУП НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха, Москва*
*ОАО «Российский институт радионавигации и времени», С. -Петербург, Россия*

**16.00–16.20** *Coffee Break*

**16.20–16.40** **О возможности создания лазера на прямозонных квантовых ямах Ge и Ge/InGaAs в GaAs**
В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов
*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*

**16.45–17.05** **Динамика процесса срыва генерации мод Фабри–Перо резонатора в полупроводниковых лазерах с полосковым контактом**
С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютетский, Н. В. Воронкова, М. Г. Растегаева, Н. А. Рудова, В. А. Капитонов, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург, Россия*

**17.10–17.30 Пути повышения выходной мощности одиночных непрерывных лазерных диодов на 808 нм и 980 нм и контроль спектров излучения**
Е. Е. Ашкинази, В. В. Безотосный, В. Ю Бондарев, В. И. Коваленко, О. Н. Крохин, В. А. Олещенко, В. Ф. Певцов, Ю. М. Попов, Е. А. Чешев
*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва*
*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

**17.35–17.55 Полупроводниковый лазер с перестраиваемым фильтром Фабри–Перо во внешнем кольцевом оптоволоконном резонаторе**
K. Hsu, А. А. Лобинцов, В. Р. Шидловский, М. В. Шраменко, С. Д. Якубович
*Micron Optics, Inc. , Atlanta Ga, USA*
*ООО «Суперлюминесцентные Диоды», Москва*
*МИРЭА (Технический университет), Москва, Россия*

**18.00–18.20 Особенности работы твердотельного лазера с линзоподобным Nd: YLF при неоднородной продольной диодной накачке**
В. В. Безотосный, М. В. Горбунков, М. С. Кривонос, В. А. Олещенко, Ю. М. Попов, В. Г. Тункин, Е. А. Чешев
*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва*
*МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

**18.25–18.40 Мощный твердотельный лазер с диодной накачкой, излучающий на длинах волн 1064, 532, 355 и 266 нм, для целей спектроскопии и мониторинга**
Т. В. Безъязычная, М. В. Богданович, А. В. Григорьев, В. В. Кабанов, Н. В. Кондратюк, Е. В. Лебедок, А. Л. Протасеня, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, М. А. Щемелев
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск*
*ЗАО "СоларЛС", Минск, Беларусь*

## 18 May, Wednesday

### Section 2 – Laser Systems, Characterization and Modeling

**09.00–09.15 Нелинейная генерация разностной частоты среднего и дальнего ИК в волноводах с модулированным профилем диэлектрической проницаемости и поверхностным выводом излучения**
К. Б. Микитчук, А. А. Афоненко
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

**09.20–09.40 Генерация разностной частоты в импульсном режиме полупроводникового двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором**
Ю. А. Морозов, М. Ю. Морозов, И. В. Красникова
*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (Саратовский фил. ), Саратов*
*Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия*

**09.45–10.00 Исследование характеристик эрбиевого мини лазера для микродвигателя космического назначения**
А. Н. Чумаков, П. Н. Малевич, Г. И. Рябцев, М. В. Богданович, М. В. Щемелев, А. В. Исаевич, А. В. Холенков
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**10.05–10.20 Thermal characterization of near-infrared laser quantum-well GaSb-based sources**
V. K. Kononenko, E. P. Sachkov, V. M. Stetsik, P. Christol
*Stepanov Institute of Physics NASB, Minsk, Belarus*
*IES-Université Montpellier 2, CNRS 5214, Montpellier, France*

**10.25–10.45 Особенности генерации лазерных диодов на квантовых ямах GaAsSb**
О. В. Вихрова, Н. В. Дикарева, Б. Н. Звонков, М. Н. Колесников, С. М. Некоркин, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов

*Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород*
*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*

**10.50–11.05** **Нормировка фононных мод в квантоворазмерных гетероструктурах**
А. А. Афоненко, В. С. Белявский
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

**11.10–11.30** *Coffee Break*

**11.30–11.45** **Вибрационный и стохастический резонансы в бистабильном вертикально-излучающем лазере с оптической обратной связью**
В. Н. Чижевский
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**11.50–12.05** **Генерация терагерцовых импульсов, обусловленная поверхностным баллистическим фототоком**
П. А. Зезюля, В. Л. Малевич, И. С. Манак
*Белорусский государственный университет, Минск*
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**12.10–12.25** **Спектры терагерцового усиления квантово-каскадных структур с двумя квантовыми ямами на основе $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ / $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$ (GaAs) / $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$**
Д. В. Ушаков, Ю. Г. Садофьев, N. Samal
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*Trion Technology, Tempe, Arisona, USA*

**12.30–12.45** **Амплитудно-отстроечные характеристики квантоворазмерных гетеролазеров, излучающих в области 1.5 мкм**
Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**12.50–13.05** **Неустойчивость излучения в квантоворазмерных структурах из квантовых точек при учете ближних дипольных взаимодействий**
Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич, Ю. В. Юревич
*УО «МГУ им. А. А. Кулешова», Могилев*
*УО «МГУП», Могилев, Беларусь*

**13.10–14.00** *Lunch*

**14.00–14.15** **Анализ динамических процессов в лазерах с внешней оптической синхронизацией на основе распределенной модели резонатора**
А. А. Афоненко, Е. С. Панфиленок, С. А. Малышев, А. Л. Чиж
*Белорусский государственный университет, Минск*
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**14.20–14.35** **Усиленная люминесценция и эффект растекания носителей заряда в мощных линейках лазерных диодов**
Т. В. Безъязычная, В. М. Зеленковский, В. В. Кабанов, Е. В. Лебедок, А. А. Романенко, Г. И. Рябцев
*Институт физико-органической химии НАН Беларуси, Минск*
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**14.40–14.55** **Широкополосные суперлюминесцентные диоды и полупроводниковые оптические усилители с центральной длиной волны 780 нм**
С. Н. Ильченко, Ю. О. Костин, М. А. Ладугин, П. И. Лапин, А. А. Лобинцов, А. А. Мармалюк, С. Д. Якубович
*ООО «Суперлюминесцентные Диоды», Москва*
*ООО «Сигм Плюс», Москва*
*МИРЭА (Технический университет), Москва, Россия*

**15.00–15.15** **Дорожное освещение светодиодами без вторичной оптики**
Э. М. Гутцайт, В. Э. Маслов, Т. А. Агафонова, И. В. Степанова,

Д. О. Тимер-Булатов, Е. Ю. Ушакова
*Московский энергетический институт (Технический университет), Москва*
*ООО «ЛЕДРУ», Москва*
*Всероссийский институт научно-технической информации, Москва, Россия*

**15.20–15.35 Оптические излучатели с высокодобротными резонаторными системами, содержащими квантовые нити и точки**
Э. М. Гутцайт, А. А. Курушин, В. Э. Маслов
*Московский энергетический институт (Технический университет), Москва*
*ООО «ЛЕДРУ», Москва, Россия*

**15.40–16.00** *Coffee Break*

## Section 3 – Electron-beam and Optically Pumped Lasers

**16.00–16.20 Высокоэффективные фиолетово-зеленые $A_2B_6/A_3N$ лазерные конвертеры с накачкой импульсными InGaN/GaN лазерными диодами**
С. В. Сорокин, И. В Седова, С. В. Гронин, Г. В. Климко, С. В. Иванов, Е. В. Луценко, А. Г. Войнилович, Н. П. Тарасюк, Г. П. Яблонский
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург, Россия*
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**16.25–16.45 Рост эпитаксиальных слоев ZnCdS, ZnMgS и наноразмерных структур ZnCdS/ZnMgS методом ПФЭМОС на подложках GaP для УФ лазеров с накачкой электронным пучком**
П. И. Кузнецов, В. И. Козловский
*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино*
*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, , Россия*

**16.50–17.05 Катастрофическая деградация лазеров с оптической накачкой на основе гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnSe и квантовыми ямами InGaN/GaN**
В. З. Зубелевич, А. Г. Войнилович, Е. В. Луценко, Г. П. Яблонский, А. С. Шуленков, С. В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, С. В. Иванов, H. Kalisch, M. Heuken
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск*
*Минский НИИ радиоматериалов, Минск, Беларусь*
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург, Россия*
*GaN Device Technology, RWTH University, Aachen*
*AIXTRON SE, Herzogenrath, Germany*

**17.20–17.40 Наноразмерные структуры с гетеропереходами CdS/ZnSe второго типа для полупроводниковых лазеров**
Н. В. Забавин, В. И. Козловский, Д. Е. Свиридов
*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва*

**17.45–18.05 Исследование лазерных сборок на основе ZnSe-содержащих гетероструктур с оптической связью между элементами**
Р. В. Есин, Е. В. Жданова, М. М. Зверев, С. В. Иванов, П. С. Копьев, Д. В. Перегудов, И. В. Седова, С. В. Сорокин, В. Б. Студенов
*Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва*
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург*

**18.10–18.25 Импульсные полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком на основе структур InGaAs/AlGaAs**
Н. А. Гамов, Е. В. Жданова, М. М. Зверев, М. А Ладугин, А. А. Мармалюк, Д. В. Перегудов, В. Б. Студенов
*Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва*
*ФГУП НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха, Москва, Россия*

**18.30–18.50 Полупроводниковый лазер с внешним резонатором и накачкой электронным пучком**

В. И. Козловский
*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва*

**18.55–19.15 Оптимизация и исследование структурных свойств лазерных гетероструктур на основе ZnSe с варизонным волноводом**
С. В. Гронин, С. В. Сорокин, И. В. Седова, Г. В. Климко, С. В. Иванов
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург, Россия*

**19.30** *Welcome Party*

## 19 May, Thursday

*Visiting to the laboratories at Stepanov Institute of Physics NASB. Excursion to Novogrudok and Lida Castles, acquaintance with a Belarusian farmstead.*

## 20 May, Friday

### Section 4 – Photonic Components, Methods, and Applications

**09.00–09.20 О дислокационной природе процесса деградации полупроводниковых источников и приемников излучения на основе $A^3B^5$**
В. В. Евстропов, В. Г. Сидоров, Л. М. Федоров
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург*
*Государственный политехнический университет, С. -Петербург, Россия*

**09.25–09.40 Оптическая диагностика физико-химических свойств нанокомпозитов $NiO/Al_2O_3$ при различных воздействиях**
А. Я. Хайруллина, И. Н. Пархоменко, О. Н. Куданович, Д. С. Филимоненко
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**09.45–10.00 Исследование элементного состава люминофоров на основе широкозонных халькогенидных полупроводников типа $II\text{-}III_2\text{-}VI_4$, легированных редкоземельными элементами**
Е. В. Муравицкая, В. З. Зубелевич, Г. П. Яблонский, Ю. О. Лисовская, А. М. Пашаев, Б. Г. Тагиев, О. Б. Тагиев, С. А. Абушов
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск*
*Институт порошковой металлургии НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*Институт физики НАН Азербайджана, Баку*
*Национальная академия авиации Азербайджана, Баку*
*Филиал МГУ им. М. В. Ломоносова, Баку, Азербайджан*

**10.05–10.20 Влияние интерференции на эффективность инвертированных фотовольтаических ячеек на основе гетероперехода фталоцианин меди–фуллерен**
В. В. Филиппов, Б. Г. Шулицкий
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск*
*БГУИР, Минск, Беларусь*

**10.25–10.45 Волоконно-оптические интерферометрические преобразователи акустических сигналов с полупроводниковыми лазерными источниками**
А. В. Кудряшов, Л. Б. Лиокумович, А. В. Медведев
*ОАО «Светлана», С. -Петербург*
*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С. -Петербург, Россия*

**10.50–11.05 Мультиспектральный метод оценки оксигенации гемоглобина в микроциркуляторной сети сетчатки**
С. А. Лысенко, М. М. Кугейко, В. А. Фираго
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

**11.10–11.30** *Coffee Break*

**11.30–11.45** **Усиление ближнего поля наночастицами серебра и никеля в материалах органических фотовольтаических ячеек**
В. Н. Богач, Р. А. Дынич, А. Н. Понявина, В. В. Филиппов
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**11.50–12.05** **Optical microcavities with J-aggregates**
Y. P. Rakovich, D. Melnikau, D. I. Savateeva, K. I. Rusakov, A. A. Gladyshchuk, Z. V. Rusakova, S. V. Chugunov
*Materials Physics Center, CSIC-UPV/EHU, San Sebastian*
*CIC nanoGUNE Consolider, Donostia-San Sebastian*
*IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain*
*Brest State Technical University, Brest, Belarus*

**12.10–12.25** **Полностью оптический модулятор лазерного излучения**
В. В. Станкевич, М. В. Ермоленко, О. В. Буганов, С. А. Тихомиров, С. В. Гапоненко
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**12.30–12.45** **Laser diode module preparation and characterization**
V. D. Mien, V. V. Luc, T. Q. Tien, P. V. Truong, T. Q. Cong, V. T. Nghiem, N. C. Thanh, N. T. Ngoan, V. V. Parashchuk
*Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam*
*Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

**12.50–13.05** **Пространственное распредление силы света и силы излучения светоизлучающих и лазерных диодов**
С. В. Никоненко, Е. В. Луценко, А. В. Данильчик, В. А. Ждановский, В. З. Зубелевич, А. А. Липлянин, Н. В. Ржеуцкий
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**13.10–13.30** **Влияние дизайна p-области на свойства InGaN/GaN светодиодов зеленого диапазона**
А. В. Сахаров, А. Е. Николаев, В. В. Лундин, С. О. Усов, В. С. Сизов, А. Ф. Цацульников, М. А. Яговкина, Д. Ю. Казанцев, Б. Я. Бер, С. Ю. Карпов
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург*
*НТЦ микроэлектроники РАН, С. -Петербург*
*ООО «Группа СТР» – ООО «Софт-Импакт», С. -Петербург, Россия*

**13.35–13.55** **Портативный оптический измеритель воды в нефти на основе узкополосных светодиодов и широкополосных фотодиодов в средней инфракрасной области спектра (1.6–2.4 мкм)**
Ю. П. Яковлев, Н. Д. Стоянов, С. С. Молчанов, К. В. Калинина
*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. -Петербург, Россия*

**09.00–14.00** **Poster Section**

**Светодиодная линейка с непосредственным жидкостным охлаждением**
Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, А. В. Данильчик, В. Н. Павловский, В. З. Зубелевич
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**Температурные зависимости спектральных параметров белых светодиодов**
Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, А. В. Данильчик, В. З. Зубелевич, В. Н. Павловский, Ю. В. Трофимов, В. С. Поседько, С. И. Лишик, В. И. Цвирко
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск*
*ГП «ЦСОТ НАН Беларуси», Минск, Беларусь*

**Исследование влияния влагозащитных покрытий на светотехнические параметры светодиодов**

Ю. В. Трофимов, В. С. Поседько, Е. Ф. Острецов, В. И. Цвирко, Л. Н. Сурвило
*ГП «ЦСОТ НАН Беларуси», Минск*

**Высокочувствительный фотоприемник УФ-диапазона на основе гетероструктуры AlGaN/GaN, выращенной на кремниевой подложке**

Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, А. Г. Войнилович, В. Н. Павловский, C. Mauder, H. Kalisch, M. Heuken
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
*GaN Device Technology, RWTH Aachen University, Aachen*
*AIXTRON SE, Herzogenrath, Germany*

**Надежный омический контакт к гетероэпитаксиальным структурам на основе арсенида галлия**

В. М. Кравченко, А. В. Кравченко
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**Твердотельные zigzag лазеры с диодной накачкой**

М. С. Леоненя, И. С. Манак
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

**Нестационарная спектроскопия глубоких уровней монокристалла сегнетоэлектрика – полупроводника $TlGaSe_2$**

А. П. Одринский, V. Grivickas, V. Bikbajevas, E. G. Samadli
*Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь*
*Institute of Materials Science and Applied Research, Vilnius University, Vilnius, Lithuania*
*Institute of Physics Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

**Нестационарная фотолюминесценция квантовых точек GaN/AlN**

И. А. Александров, К. С. Журавлев, А. К. Гутаковский, Е. В. Луценко, Г. П. Яблонский
*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия*
*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

**Нефелометрический метод измерения пыли в аспирационном воздухе и отходящих газах на цементных заводах**

С. А. Лысенко, М. М. Кугейко
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*

**Диодные лазеры в инструментальной диагностике синтетических и природных драгоценных бериллов**

А. И. Андреев, Я. В. Кривошеев, В. В. Некрасов, В. А. Никитенко, М. А. Рыбалко
*Московский государственный университет путей сообщения, Москва*
*Российский государственный геологоразведочный университет, Москва, Россия*

**14.00–14.30** *Coffee Break*

**14.30** **Workshop Closing**

# Линейные массивы и матрицы быстродействующих полупроводниковых вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм

Н. А. Малеев [а,б], С. А. Блохин [а,б], А. Г. Кузьменков [б], А. С. Шуленков [в], М. М. Кулагина [а], Ю. М. Задиранов [а], А. П. Васильев [б], А. Г. Гладышев [б], В. С. Никитин [г], А. Н. Ломанов [г], J. A. Lott [д], Н. Н. Леденцов [д], Л. Я. Карачинский [а,б], В. М. Устинов [а]

[а] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия; e-mail: maleev@beam.ioffe.ru*
[б] *ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, Россия*
[в] *ОАО «Минский НИИ радиоматериалов», Минск, Беларусь*
[г] *ООО «НТЦ «ИНТРОФИЗИКА», Рыбинск, Россия*
[д] *VI Systems GmbH, Berlin, Germany*

Использование InAlGaAs наногетероструктур, сформированных в режиме субмонослойного осаждения, обеспечивает высокое дифференциальное усиление активной области вертикально-излучающих лазеров и улучшенную температурную стабильность. Реализованы вертикально-излучающие лазеры, обеспечивающие скорость передачи данных не менее 25 Гбит/с без стабилизации температуры во всем диапазоне рабочих температур 20–85ºС. На базе разработанной технологии созданы линейные массивы вертикально-излучающие лазеров, содержащие от 4 до 12 приборов, и матричные излучатели с индивидуальной адресацией элементов.

**Ключевые слова:** вертикально-излучающий лазер, гетероструктура, дифференциальное оптическое усиление, лазерная матрица, оптические системы передачи данных.

## Введение

Полупроводниковые поверхностно-излучающие лазерные диоды с вертикальным оптическим резонатором (vertical cavity surface emitting lasers – VCSELs, далее – вертикально-излучающие лазеры – ВИЛ) находят широкое применение в быстродействующих оптоволоконных системах передачи и обработки информации, датчиках и сенсорах различного типа (например, оптических манипуляторах типа «мышь»), а также высокопроизводительных компьютерных системах [1, 2].

Необходимость увеличения скорости передачи данных между отдельными элементами высокопроизводительных вычислительных систем и создания высокоскоростных помехоустойчивых внутрисистемных информационных каналов в сложных комплексах бортовой аппаратуры, а также создание оптических систем передачи данных в свободном пространстве требует перехода к использованию линейных массивов и матриц быстродействующих (10 Гбит/с и более) ВИЛ с индивидуальной адресацией отдельных излучателей [3].

В настоящем докладе представлены результаты работ по созданию линейных массивов и индивидуально-адресуемых матриц быстродействующих вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм с активной областью на основе наногетероструктур в системе материалов InAlGaAs.

## 1. Оптимизация параметров активной области для быстродействующих вертикально-излучающих лазеров на 850 нм

Для достижения высокого быстродействие ВИЛ необходимо обеспечить высокое дифференциальное оптическое усиление активной среды, минимизировать паразитную емкость лазера, уменьшить последовательное и тепловое сопротивление [4]. Сравнительно низкое дифференциальное усиление активной области в спектральном диапазоне 850 нм для гетероструктур на основе GaAs квантовых ям в

матрице AlGaAs связано с большой плотностью состояний в валентной зоне, тогда как введение механических напряжений в активную область (например, за счет внедрения некоторого количества In) ведет к расщеплению зон для тяжелой и легкой дырки, что в совокупности с меньшей толщиной квантовой ямы обеспечивает более высокое дифференциальное усиление [5]. Полупроводниковые квантовые точки, обладающие экситоным механизмом усиления и дискретным спектром состояний, потенциально представляются идеальным кандидатом для активной области сверхскоростных ВИЛ. Однако на практике применение массивов самоорганизующихся квантовых точек InGaAs, выращенных в режиме роста Странски-Крастанов (СК-КТ), сопряжено с рядом проблем (быстрое насыщение усиления с током накачки, недостаточное дифференциальное усиление активной области) [6]. Возможным решением является использование в качестве активной области ВИЛ InAlGaAs наногетероструктур, сформированных в режиме субмонослойного осаждения, обеспечивающем формирование гетероструктур с пространственной модуляцией как по составу, так и по толщине квантово-размерных слоев.

Субмонослойные InGaAs наногетероструктуры в матрице GaAs были успешно использованы для реализации ВИЛ спектрального диапазона 960–980 нм с высокими характеристиками [7]. Для получения активной области лазерных излучателей спектрального диапазона 850 нм использовались субмонослойные InAlGaAs наногетероструктуры в матрице AlGaAs, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии или газофазной эпитаксии из паров металлорганических соединений. Оптимизация конструктивных параметров и технологических режимов велась в направлении выбора оптимальной толщины и количества слоев InAs, GaAs и AlGaAs в субмонослойной наногетероструктуре, состава AlGaAs матрицы, температуры подложки и используемых скоростей роста. Оптимизированные субмонослойные InAlGaAs наногетероструктуры в матрице AlGaAs демонстрируют высокую интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) с максимумом при длинах волн 835–845 нм (в зависимости от параметров используемых слоев). Коротковолновая отстройка положения максимума спектра ФЛ от проектной длины волны излучения ВИЛ (≈ 850 нм в нашем случае), определяемой параметрами оптического микрорезонатора, необходима для повышения температурной стабильности приборов [1].

## 2. Конструкция и основные характеристики индивидуальных вертикально-излучающих лазеров

Особенностью используемой конструкции ВИЛ является размещение контактной площадки анода на толстом слое диэлектрического материала с низким значением диэлектрической проницаемости, что обеспечивает малое значение паразитной емкости [8]. Геометрия меза-структур и диаметр селективно-окисленной токовой апертуры изготовленных ВИЛ варьировались в достаточно широких пределах для исследования их влияния на характеристики приборов. В таблице 1 приведены типичные значения основных статических характеристик для изготовленных ВИЛ с диаметром токовой апертуры 3, 6 и 9 мкм.

Таблица 1. Типичные характеристики дискретных ВИЛ.

| Характеристика (измерения при комнатной температуре) | Размер токовой апертуры | | |
|---|---|---|---|
| | 3 мкм | 6 мкм | 9 мкм |
| Пороговый ток, мА | < 0.25 | < 0.5 | < 1.0 |
| Максимальная выходная мощность, мВт | > 2 | > 5 | > 9 |
| Дифференциальное сопротивление, Ом | < 200 | < 110 | < 90 |

Максимальная дифференциальная эффективность для всех приборов достигает 0.85 Вт/А. Наибольший интерес для практического использования представляют многомодовые ВИЛ с диаметром токовой апертуры более 5 мкм, для которых характерна высокая деградационная стабильность в совокупности с приемлемыми рабочими характеристиками. Предварительные результаты испытаний при температурах 85 и 130ºС для трех случайных выборок по 20 кристаллов дискретных ВИЛ в каждой показали отсутствие катастрофических отказов за первые 700 ч.

Исследования динамических характеристик изготовленных ВИЛ показали, что ширина полосы частот модуляции по уровню спада -3 дБ в режиме малосигнальной модуляции достигает 20 ГГц, а анализ уровня ошибок при оптической передачи данных в режиме прямой модуляции для ВИЛ-лазера с апертурой 9 мкм выявил принципиальную возможность реализации безошибочной (коэффициент ошибок BER < 10–12) оптической передачи данных вплоть до скоростей 38 Гбит/с при температуре 25ºС [8]. При температуре 85ºС уверенно реализуется скорость передачи данных более 25 Гбит/с.

### 3. Линейные массивы и индивидуально-адресуемые матрицы быстродействующих вертикально-излучающих лазеров на 850 нм

На базе разработанной технологии индивидуальных ВИЛ были созданы линейные массивы ВИЛ, содержащие от 4 до 12 приборов, расположенных с шагом 250 мкм и предназначенные для использования в многоканальных высокоскоростных оптических соединениях, а также матрицы ВИЛ и совместимые по топологии матрицы PIN фотодиодов для использования в интеллектуальных многоканальных оптоволоконных соединениях [9].

Изготовление приборов начиналось с формирования металлизации *p*-контактов. После травления меза-структуры до активной области и селективного окисления апертурных слоев производилось второе сухое травление для вскрытия контактного слоя *n*-GaAs и формирование металлизации n-контактов. После этого осуществлялась пассивация приборной структуры слоем $SiO_2$, вскрытие контактных окон, планаризация структуры с помощью слоя BCB или полиимида, формирование металлизации контактных площадок, а в некоторых случаях – формирование дополнительных контактных столбиков для обеспечения монтажа методом перевернутого кристалла.

Восемь индивидуально-адресуемых ВИЛ в пределах одного матричного кристалла размером 6×6 мм, демонстрируют лазерную генерацию в непрерывном режиме при комнатной температуре с пороговыми токами 0.6–0.8 мА, дифференциальной эффективностью 0.4–0.45 мВт/мА и максимальной выходной мощностью от 7 до 9 мВт. Разброс параметров преимущественно обусловлен разбросом в размерах селективно-окисленных токовых апертур. Изготовленная матрица ВИЛ и ответная матрица PIN фотодиодов позволяют реализовать многоканальную передачу данных по многоволоконной оптической шине.

### Заключение

Использование InAlGaAs наногетероструктур, сформированных в режиме субмонослойного осаждения, обеспечивает высокое дифференциальное усиление активной области вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 нм и улучшенную температурную стабильность. Реализованные вертикально-излучающие лазеры обеспечивают скорость передачи данных не менее 25 Гбит/с без стабилизации температуры в диапазоне рабочих температур 20–85ºС. Созданные на их основе

линейные массивы и матрицы индивидуально-адресуемых ВИЛ могут найти применение в многоканальных высокоскоростных оптических соединениях.

**Благодарности**

Работа выполнялась при частичной поддержке Программы №27 Президиума РАН и Федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013, Госконтракт 14.740.11.0066.

**Литература**

1. Vertical-cavity Surface-emitting Lasers. Eds. C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
2. R. Szweda. VCSEL applications diversify as technology matures. III-Vs Review. 2006. Vol. 19, No. 1. P. 34–38.
3. M. Gruber. Multichip module with planar-integrated free-space optical vector-matrix-type interconnects, Appl. Opt. 2004. Vol. 43. P. 463.
4. L. A. Coldren, S. W. Corzine. Diode lasers and Photonic Integrated Circuits. Wiley, New York, 1995.
5. R. Marcks von Wurtemberg, T. Aggerstam, C. Runnstrom, N. Chitica, J. Malmquist. Simulations and measurements of the dynamic performance of 850 nm VCSELs with GaAs and InGaAs quantum well active regions. LEOS Summer Topical Meeting 2002, 15–17 July 2002. P. 25–26.
6. V. M. Ustinov, N. A. Maleev, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov. Quantum dot VCSELs. Physica Status Solidi (a). 2005. Vol. 202, No. 3. P. 396–402.
7. S. A. Blokhin, N. A. Maleev, A. G. Kuzmenkov, A. V. Sakharov, M. M. Kulagina, Yu. M. Shernyakov, I. I. Novikov, M. M. Maximov, V. M. Ustinov, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, N. N. Ledentsov, G. Lin, J. Y. Chi. Vertical-cavity surface-emitting lasers based on submonolayer InGaAs quantum dots. IEEE J. Quantum Electron. 2006. Vol. 42, No. 9. P. 851–858.
8. S. A. Blokhin, J. A. Lott, A. Mutig, G. Fiol, N. N. Ledentsov, M. V. Maximov, A. M. Nadtochiy, V. A. Shchukin, D. Bimberg, Oxide-confined 850 nm VCSELs operating at bit rates up to 40 Gbit/s. Electron. Lett. 2009. Vol. 45. P. 501–503.
9. В. Никитин, Многоканальные оптоволоконные нейроинтерфейсы. Наноиндустрия, 2009. № 1. С. 30–34.

# High-speed 850 nm VCSEL arrays and matrixes

N. A. Maleev [a,b], S. A. Blokhin [a,b], A. G. Kuzmenkov [b], A. S. Shulenkov [c], M. M. Kulagina [a], Yu. M. Zadiranov [a], A. P. Vasil'ev [b], A. G. Gladyshev [b], V. S. Nikitin [d], A. N. Lomanov [d], J. A. Lott [e], N. N. Ledentsov [e], L. Ya. Karachinsky [a,b], V. M. Ustinov [a]

[a] *A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russian Federation*
[b] *Connector Optics LLC, St. Petersburg, Russian Federation*
[c] *Minsk Research Institute of Radiomaterials, Minsk, Belarus*
[d] *Science and Tecnology Center "INROFIZIKA" LLC, Rybinsk, Russian Federation*
[e] *VI Systems GmbH, Berlin, Germany*

Linear arrays and laser matrixes of individually addressable 850 nm VCSELs with sub-monolayer InAlGaAs active region are realized. Individual VCSELs provide high-speed uncooled operation (> 25 Gb/s) for operating-temperature range of 20–85 ºC.

**Keywords:** vertical-cavity surface-emitting laser, heterostructure, differential optical gain, laser matrix, optical communication systems.

# Перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры

В. П. Дураев

*АОЗТ "Новая лазерная техника"–"НОЛАТЕХ", Москва; web: www.nolatech.ru; e-mail: nolatech@mail.ru*

Представлены результаты работ по созданию перестраиваемых одночастотных полупроводниковых лазеров в диапазоне длин волн 635–1650 нм. Приведены разновидности конструкции одночастотных полупроводниковых лазеров и, в том числе, с волоконно-брэгговскими решетками и кольцевым резонатором. Изложены режимы плавной и дискретной перестройки длины волны излучения одночастотных лазеров. Рассмотрены перспективы применения одночастотных кольцевых лазеров в датчиках угловых скоростей.

**Ключевые слова:** перестраиваемый инжекционный лазер, усилитель, кольцевой резонатор.

Одной из важнейших задач при разработке полупроводниковых лазеров является создание одночастотного режима генерации и перестройка длины волны излучения. С целью перестройки длины волны излучения, в начальном этапе работ, для многих применений использовались лазерные диоды (ЛД) 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 соответственно малый ресурс работы и нестабильны в работе.

Более широкое распространение получили лазеры с распределенной обратной связью (РОС) (рис. 1, а) и распределенными брэгговскими зеркалами (РБЗ) (рис. 1, б). Данный класс лазеров имеет более стабильный одночастотный режим работы и достаточно большую оптическую мощность излучения в широком интервале температур. Требуемый одночастотный режим работы на заданную длину волны обеспечивается созданием дискретных брэгговских решеток внутри гэтероэпитаксиальной структуры.

С целью уменьшения ширины линии и перестройки длины волны излучения в широком диапазоне, чаще всего применяются лазеры с внешним резонатором. В качестве внешнего резонатора используется дифракционная решетка.

На рис. 2 показана конструкция перестраиваемого ЛД с одной (а) и двумя (б) дифракционными решетками в одномодовом световоде. Основными элементами конструкции являются: активный элемент с отражающими покрытиями на задней грани резонатора и с просветляющими покрытиями на передней грани, дифракционная решетка записана в сердцевине одномодового световода и линза, сформированная на конце световода [1].

На рис. 3 показан спектр генерации дискретно перестраиваемого одночастотного лазера на длине волны 1064 нм с двумя брэгговскими решетками. Перестройка длины волны осуществлялась током накачки (рис. 3, а, ток накачки 36 мА, рис. 3, б, ток накачки 41 мА, рис. 3, в, ток накачки 46 мА).

Перестройка длины волны происходит согласно формуле Брэгга:

$$\Lambda = m\lambda_в/(2n_{эфф}),$$

где $\Lambda$ – период решетки; $\lambda_в$ – длина волны лазера; $n_{эфф}$ – эффективный показатель преломления; $m$ – порядок волновой моды. Волоконная брэгговская решетка (ВБР) располагалась как вблизи ЛД на расстоянии 20 мкм, так и на расстоянии 1,5 м от ЛД. Минимальная ширина линии излучения составляла 3 кГц. Диапазон плавной

перестройки в пределах 1–2 Å. Тонкая перестройка длины волны осуществлялась путем изменения температуры и тока накачки ЛД.

В работе использовались лазеры на основе InGaAsP–InP и GaAs–AlGaAs гетероэпитаксиальных структур с длиной волны излучения 635–1650 нм, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии [2]. Требуемый одночастотный режим работы на заданную длину волны обеспечивается созданием дискретных брэгговских решеток в световоде соответствующего периода [3, 4].

Элементы конструкции полупроводникового кольцевого лазера (ПКЛ) с волоконно-оптическим резонатором показаны на рис. 4. Принципиальная схема ПКЛ в режиме лазерного гироскопа показана на рис. 5. Спектральные характеристики ПКЛ до (а) и после (б) замыкания кольцевого резонатора показаны на рис. 6.

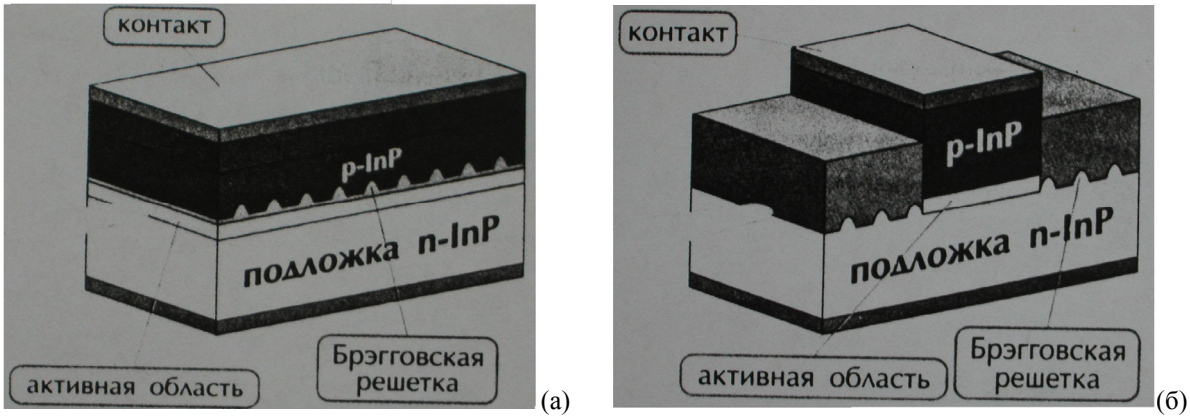



Рис. 1. (а) РОС-лазер и (б) РБЗ-лазер.

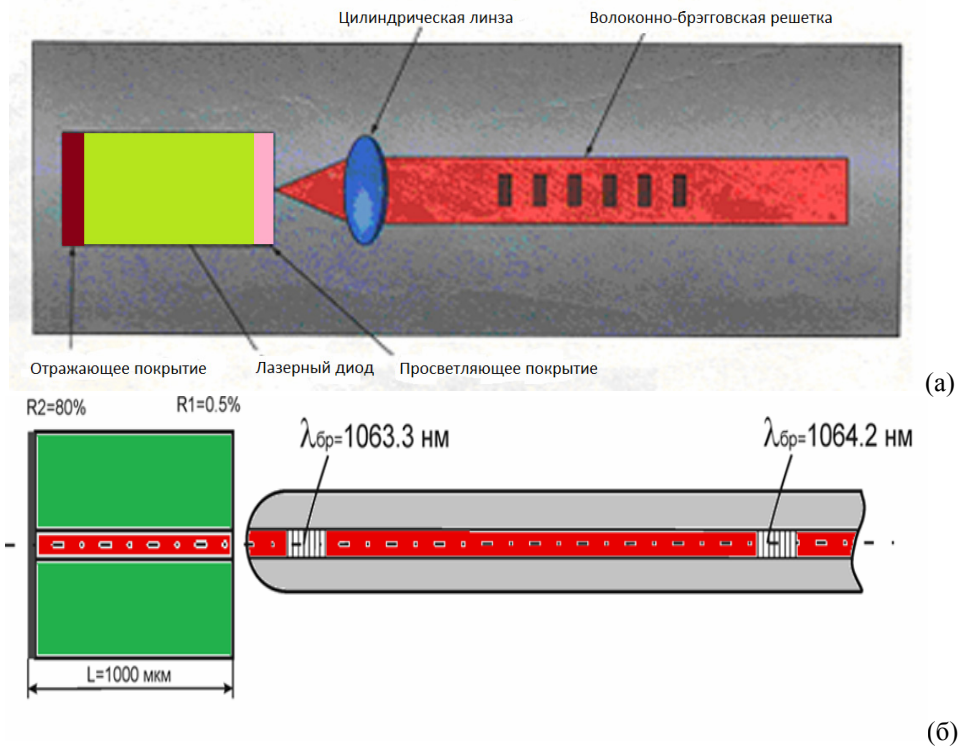



Рис. 2. Перестраиваемый одночастотный лазеры с одной (а) и двумя (б) ВБР.

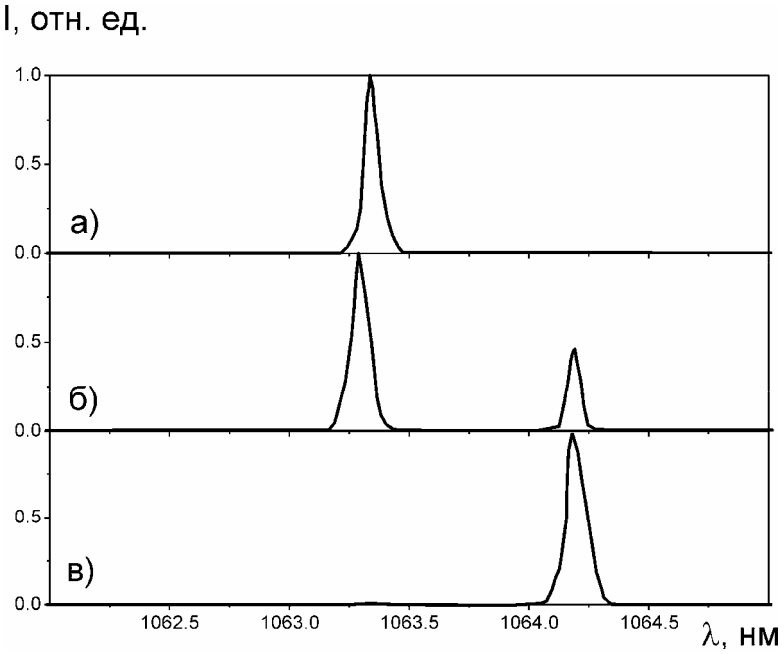



Рис. 3. Спектр излучения перестраиваемого лазера с двумя ВБР.

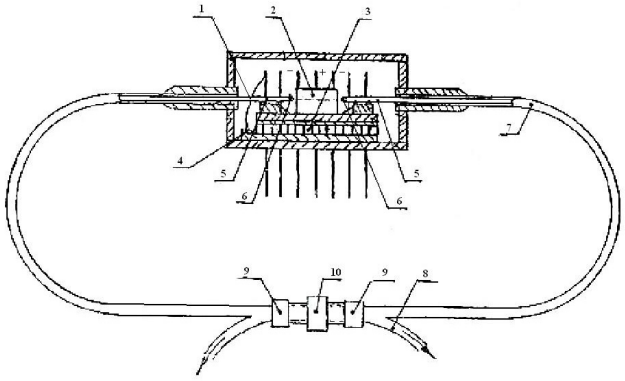


Рис. 4. Полупроводниковый кольцевой лазер.

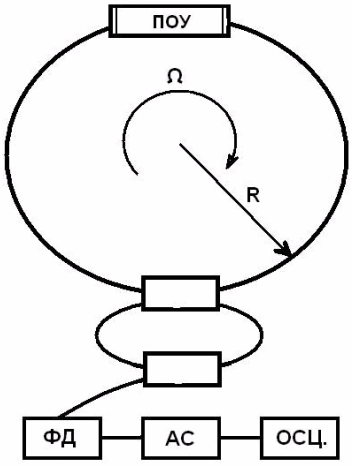



Рис. 5. Принципиальная схема кольцевого лазерного гироскопа.

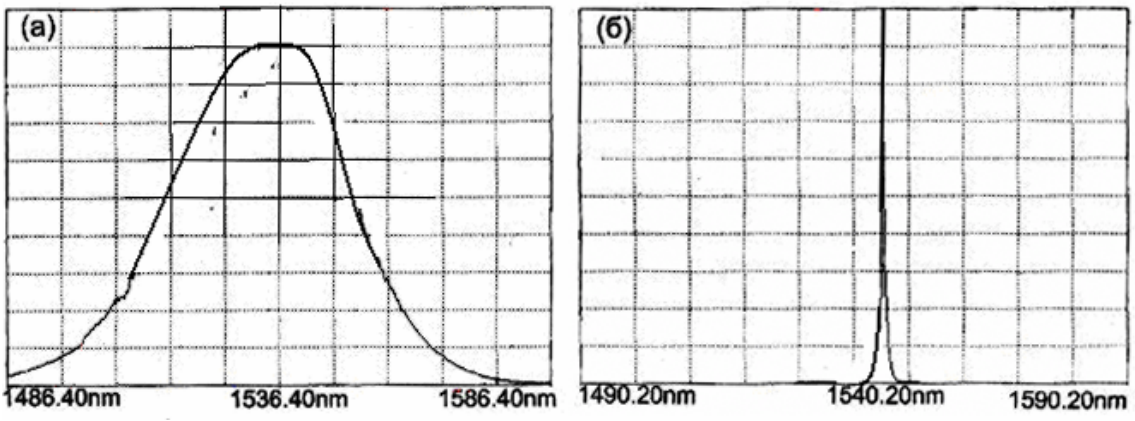



Рис. 6. Спектральные характеристики ПКЛ до (а) и после (б) замыкания кольцевого резонатора.

**Литература**

1. Дураев В.П., Неделин Е.Т. и др. Полупроводниковые лазеры с волоконной брэгговской решеткой и узким спектром генерации на длинах волн 1530–1560 нм. Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 6. С. 529–530.
2. Дураев В.П. Техника и оптоэлектроника. 1992. № 3. С. 40.
3. Дураев В.П. и др. Одночастотный полупроводниковый лазер на длине волны 1,06 мкм с распределенным брэгговским зеркалом в волоконном световоде. Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 4. С. 301–302.
4. Дураев В.П., Полупроводниковый оптический усилитель, Lightwave. Russian ed. 2004. No. 2. P. 44.

## Tunable single-frequency semiconductor lasers

V. P. Duraev

*Joint-stock company "NOLATECH" (New Laser technology), Moscow;*
*web: www.nolatech.ru; e-mail: nolatech@mail.ru*

Series of tunable laser diode with emission wavelength in spectral range 635–1650 nm was developed. The configuration and basic characteristics at temperatures from 0 to +80°C are presented.

**Keywords**: tunable laser diode, amplifier, ring cavity.

# Насыщение ватт-амперных характеристик в непрерывном и импульсном режиме генерации мощных полупроводниковых лазеров

И. С. Тарасов, Д. А. Винокуров, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН,*
*ул. Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Россия*
*e-mail: tarasov@hpld.ioffe.ru*

В докладе рассмотрены причины насыщения ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров в непрерывном и импульсном режиме генерации. Показано, что в непрерывном режиме генерации причиной насыщения ватт-амперной характеристики является рост оптических потерь на рассеяние на носителях заряда в волноводных слоях. Установлено, что увеличение концентрации носителей заряда происходит за счет температурной делокализации носителей заряда в волноводные слои. Насыщение ватт-амперной характеристики в импульсном режиме генерации обусловлено конструктивными и фундаментальными факторами, приводящими к росту оптических потерь на рассеяние на носителях заряда в волноводе. Установлено, что в импульсном режиме генерации рост концентрации носителей заряда определяется скоростями захвата носителей заряда и энергетической релаксации захваченных носителей заряда в квантовую яму активной области.

**Ключевые слова:** лазерные гетероструктуры, ватт-амперные характеристики, внутренние оптические потери, транспорт носителей заряда, срыв генерации, конечное время релаксации по энергии.

## 1. Насыщение ватт-амперных характеристик в непрерывном режиме генерации

В непрерывном режиме генерации ватт-амперные характеристики мощных полупроводниковых лазеров испытывают насыщение (отклонение от линейности в результате снижения дифференциальной квантовой эффективности). Конструктивные особенности активного элемента (чипа) полупроводникового лазера в непрерывном режиме генерации влияют на насыщение ватт-амперной характеристики в меньшей степени, чем в импульсном. Поэтому можно выделить основной фактор, влияющий на снижение оптической мощности в непрерывном режиме генерации.

В непрерывном режиме генерации слои лазерной гетероструктуры перегреваются относительно теплоотвода на десятки градусов. Зная смещение длинноволнового края спектра генерации и температурный коэффициент ширины запрещенной зоны активной области можно определить перегрев относительно теплоотвода полупроводникового лазера, работающего в непрерывном режиме. Перегрев активной области зависит не только от величины тока накачки, но и от **кпд** полупроводникового лазера и теплового сопротивления, обеспечиваемого качеством металлизации и монтажа на теплоотвод. Среднее значение **кпд** в исследуемых лазерах достигает 50–60 %, а теплового сопротивления составляет величину 4–5 К/Вт, что приводит к перегреву активной области полупроводникового лазера относительно теплоотвода на 30–50 °С в зависимости от длины резонатора Фабри–Перо [1–3].

Перегрев слоев лазерной структуры с увеличением тока накачки приводит к росту пороговой плотности тока в исследуемом лазере. Температурная зависимость пороговой плотности тока позволяет определить зависимость пороговой концентрации носителей заряда в активной области исследуемого лазера от тока накачки [1–3].

Однако рост пороговой концентрации носителей заряда в активной области не может объяснить наблюдаемого падения дифференциальной квантовой эффективности в мощных полупроводниковых лазерах с увеличением тока накачки. Следовательно, есть другие механизмы, приводящие к снижению дифференциальной квантовой эффективности.

Следствием увеличения температуры является перераспределение носителей заряда в энергетических подзонах активной области. При увеличении температуры коротковолновый край спектра спонтанного излучения перекрывается с линией волновода. Это значит, что хвосты распределения электронов и дырок перекрываются с разрешенными состояниями волноводного слоя. Таким образом, квантовая яма не способна полностью ограничить (локализовать) носители заряда, обеспечивающие пороговую концентрацию. Как следствие в волноводный слой заполняется делокализованными носителями заряда. Таким образом, в результате слабого ограничения активной области концентрация электронов и дырок в волноводе на пороге генерации больше равновесной концентрации, определяемой уровнем легирования слоя [2].

Увеличение температуры ведет к еще большему ослаблению ограничивающих свойств активной области. Это связано с ростом пороговой концентрации и усилением температурного размытия распределения носителей заряда по энергиям.

Таким образом, с ростом температуры делокализованные носители определяют увеличение концентрации электронов и дырок в волноводном слое. Важно отметить, что рост концентрации делокализованных носителей заряда определяется не столько величиной тока инжекции, сколько концентрацией носителей заряда в активной области. Непосредственный расчет концентрации делокализованных носителей заряда в волноводные слои представляет достаточно сложную задачу, поэтому концентрация делокализованных носителей заряда в волноводе и увеличение внутренних оптических потерь с ростом температуры активной области были оценены из эксперимента [3].

Из экспериментальных температурных зависимостей обратной дифференциальной квантовой эффективности удалось установить независимость стимулированного квантового выхода от температуры [3]. Из чего можно утверждать, что снижение дифференциальной квантовой эффективности с увеличением температуры в исследуемых лазерах полностью определяется ростом внутренних оптических потерь. Внутренние оптические потери складываются из потерь в эмиттерах, волноводе и активной области. С температурой концентрация носителей заряда растет в волноводе и активной области лазерной структуры. Как уже отмечалось раннее, рост внутренних оптических потерь за счет увеличения пороговой концентрации с ростом температуры, не обеспечивают наблюдаемого снижения дифференциальной квантовой эффективности из чего следует, что доля внутренних оптических потерь в волноводе играет основную роль. Для полного насыщения ватт-амперной характеристики расчетная концентрация свободных носителей заряда в волноводном слое составляет $(2–3)\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, что хорошо коррелирует с величиной концентрации делокализованных носителей заряда с ростом температуры [3]. Возможными вариантами уменьшения эффекта температурной делокализации носителей заряда из активной области является снижение теплового сопротивления, увеличение энергетической глубины квантовой ямы активной области и снижение концентрации носителей заряда в активной области.

## 2. Насыщение ватт-амперных характеристик в импульсном режиме генерации

Переход в импульсный режим генерации практически исключает эффект температурной делокализации носителей заряда и максимально достижимые мощности оптического излучения возрастают более чем на порядок [4–9]. Однако при достижении некоторого тока накачки насыщение ватт-амперной характеристики проявляется вновь [4–9]. Для насыщения ватт-амперной характеристики в импульсном

режиме генерации имеется множество конструктивных и фундаментальных причин. Конструктивные факторы, возникающие при создании активного элемента (чипа) мощного полупроводникового лазера должны быть исключены при рассмотрении процессов насыщения ватт-амперных характеристик. В первую очередь должен быть исключен эффект срыва генерации моды Фабри–Перо замкнутой модой [10–12]. Для этого применяются различные подходы позволяющие внести дополнительные потери в пассивные области активного элемента, и они хорошо известны: имплантация ионов, внедрение примесей, внесение плоскостей отражающих излучение в подложку и другие. Следует избавиться от эффекта продольного пространственного выгорания дырок [9], что серьезно замедлит расширение спектра генерации мощного полупроводникового лазера. Конструкция лазерной гетероструктуры должна исключать возникновение поперечных (вертикальных) мод более высокого порядка при высоких уровнях тока накачки [13–15]. Конструктивное решение активного элемента мощного полупроводникового лазера должна предотвращать возникновение поперечных (продольных) мод захватывающих весь кристалл активного элемента в результате латеральных антиволноводных эффектов [16, 17]. Ограничивающие конструктивные факторы зависят от длины волны, конструкции, материала, и иногда сложно однозначно определить какие из них доминируют и поэтому их влияние должно быть исключено.

Экспериментальное исследование мощных полупроводниковых лазеров в импульсном режиме генерации позволило установить, что насыщение ватт-амперных зависимостей происходит в результате увеличения концентрации носителей заряда в волноводных слоях. Рост концентрации приводит к увеличению внутренних оптических потерь и снижению дифференциальной квантовой эффективности [5, 18]. Следует заметить, что рост концентрации в волноводных слоях в импульсном режиме не связан с температурной делокализацией носителей заряда. При высоких уровнях возбуждения в импульсном режиме генерации концентрация носителей заряда в активной области и в волноводных слоях растет в результате конечной величины энергетической релаксации носителей заряда в квантовой яме [18]. Наши последние исследования показали, в этом случае необходимо учитывать и вероятность захвата носителей заряда из волновода в квантовую яму активной области. Скорость захвата носителей заряда из волновода на энергетический уровень квантовой ямы обратно пропорциональна концентрации носителей заряда в квантовой яме [19]. Этот эффект носит фундаментальный характер и полностью исключить его влияние на насыщение ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров нельзя. Ослабить его влияние можно снизив пороговую концентрацию носителей заряда в квантовой яме. Это можно осуществить, увеличив число квантовых ям в активной области лазерной структуры. Увеличив число квантовых ям до трех в мощных полупроводниковых лазерах с конструкцией активного элемента исключающей эффекты насыщения была реализована линейная ватт-амперная характеристика. В исследованных лазерах с увеличением тока накачки разрушение лазерной структуры наступало до насыщения ватт-амперной характеристики.

**Заключение**

Таким образом, насыщение ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров происходит в результате действия конструктивных факторов определяемых дизайном лазерной гетероструктуры и конструкцией активного элемента, и фундаментальными факторами обусловленными физическими процессами происходящими при функционировании полупроводникового лазера: температурный разогрев активной области и скорость захвата носителей заряда в

квантовую яму активной области.

**Литература**


1. М.А. Ладугин, А.В. Лютецкий, ФТП **44**, 10, 1417, (2010).
2. С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, ФТП **44**, 688 (2010).
3. Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, ФТП **44**,1411 (2010).
4. Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Письма ЖТФ **32**, 47 (2006).
5. Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, ФТП **41**, 1003 (2007).
6. A. Pietrzak, P. Crump, R. Staske, Semicond. Sci. Technol. **24**, no. 035020 (2009).
7. D.P. Bour, R.S. Geels, D.W. Treat, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 593 (1994).
8. A. Pietzak, P. Crump, R. Staske, H. Wenzel, Proc. CLEO/QELS, U.S., CMN2 (2008).
9. H. Wenzel, P. Crump, A. Pietrzak, Proc. 10th Int. Conf. NUSOD, 2009, P. 89–90.
10. С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, ФТП **43**, 1409 (2009).
11. С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, ФТП **45**, 672 (2011).
12. С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, ФТП **45**, 682 (2011).
13. D. Garbuzov, N. Morris, B. Odubanjo, Proc. Conf. CLEO/QELS, U.S., CMA4 (1997).
14. Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З. Н. Соколова, ФТП **38**, 374 (2004).
15. С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, ФТП **38**, 1477 (2004).
16. A. Komissarov, M. Maiorov, R. Menna, Proc. Conf. CLEO/QELS, CMG1 (2001).
17. X. Wang, P. Crump, H. Wenzel, IEEE J. Quantum Electron. **46**, 658 (2010).
18. С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, ФТП **40**, 1017 (2006).
19. З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, ФТП **45**, 2011 (в печати).


## Saturation of CW and pulsed light-current characteristics of high power semiconductor lasers


I. S. Tarasov, D. A. Vinokurov, N. A. Pikhtin, S. O. Slipchenko

*Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences,*
*Polytekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russia*
*e-mail: tarasov@hpld.ioffe.ru*



Reasons of a saturation of light-current (L–I) characteristics of high power semiconductor lasers operating under continuous wave (CW) and pulsed regimes are considered. It is shown, that in CW operation the main factor limiting output optical power is an increase of optical scattering losses of charge carriers in the waveguide layers. It is founded that charge-carrier concentration increase is caused by temperature delocalization of charge carriers in the waveguide layers. A saturation of pulsed L–I characteristics is determined by both active element design and fundamental factors resulting in increase of optical scattering losses of charge carriers in the waveguide. It is found that in pulsed operating regime an increase of charge-carrier concentration is determined by charge-carrier capture rate and energy relaxation of charge carriers captured in quantum well.



**Keywords:** laser heterostructures, light-current characteristics, internal optical loss, transport of charge carriers, quenching of lasing, finite time of carrier energy relaxation.

# Исследование пороговых, мощностных и спектральных характеристик полупроводникового лазера с волоконной брэгговской решеткой

А. В. Иванов [а], В. Д. Курносов [а], К. В. Курносов [а], А. В. Лобинцов [а], В. И. Романцевич [а], Р. В. Чернов [а], В. С. Жолнеров [б]

[а] *ФГУП «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, Россия; e-mail: webeks@mail.ru*
[б] *ОАО «Российский институт радионавигации и времени», Санкт-Петербург, Россия*

Проведены расчеты пороговых, мощностных и спектральных характеристик полупроводникового лазера с волоконной брэгговской решеткой. Показано, что удовлетворительное совпадение теории и эксперимента наблюдается в случае учета нагрева активной области лазерного диода протекающим через него током накачки и мощности излучения, выводимой из резонатора лазера.

**Ключевые слова:** одночастотный лазер, волоконная брэгговская решетка, лазерный диод, тепловое сопротивление.

## Введение

Для накачки и детектирования эталонного квантового перехода в квантовых стандартах частоты на пучках и парах атомов цезия в работе [1] предложена специальная конструкция одночастотного лазера с волоконной брэгговской решеткой (ВБР). Лазерный диод (ЛД) и ВБР устанавливаются на два отдельных термоэлектроохладителя, которые позволяют осуществлять независимую настройку на $D_2$ линию атомов цезия. В работе [2] предложена модель для расчета спектральных характеристик ЛД с ВБР, которая позволила описать одночастотный режим генерации.

В данной работе проводятся исследования пороговых, мощностных и спектральных характеристик лазера в зависимости от величины тока накачки ЛД при постоянной температуре контактной пластины, на которую установлен ЛД, и постоянной температуре ВБР.

## 1. Эксперимент

Схема полупроводникового лазера с брэгговской решеткой в волокне представлена на рис. 1.

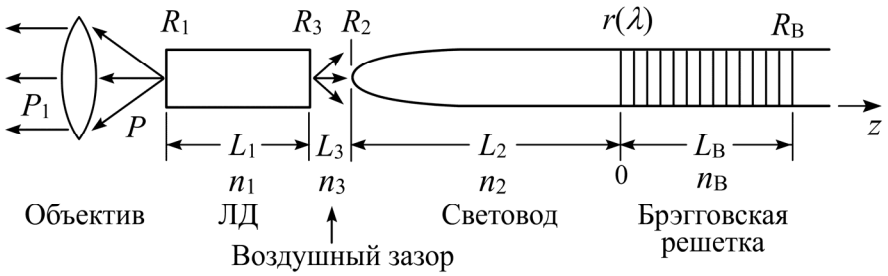



Рис. 1. – Схема полупроводникового лазера с брэгговской решеткой в волоконном световоде: $n_i$, $R_i$ – показатели преломления и коэффициенты отражения ($i$ = 1, 2, 3, В).

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости длины волны и мощности излучения от величины тока накачки ЛД при фиксированной температуре контактной пластины с ЛД и фиксированной температуре ВБР.

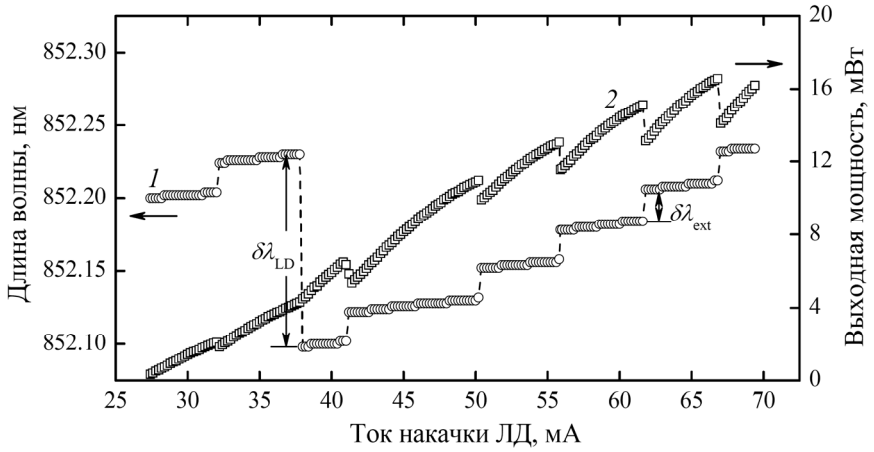



Рис. 2. – Экспериментальные зависимости длины волны (*1*) и мощности (*2*) излучения ($\delta\lambda_{\mathrm{LD}}$ – межмодовый интервал ЛД, $\delta\lambda_{\mathrm{ext}}$ – межмодовый интервал ВР).

Из рис. 2 видно, что имеет место переключение длины волны генерации ЛД как по модам ЛД $\delta\lambda_{\mathrm{LD}}$, так и по модам внешнего резонатора (ВР) $\delta\lambda_{\mathrm{ext}}$. При этом наблюдаются разрывы на ватт-амперной характеристике, которые коррелируют с моментами переключения длины волны излучения по модам ВР.

20. Расчет характеристик

Расчет характеристик излучателя проводился по модели, описанной в работе [2]. Длина волны излучения определялась из решения характеристического уравнения (см. (6) в [2]). Оптическая мощность на выходе резонатора ЛД с коэффициентом $R_1$ составляет

$$P_1 = h\nu \cdot v_{\mathrm{gr}} A_{\mathrm{c}} \left(1 - R_1\right) \sum S_{1i} \,, \tag{1}$$

где $v_{\mathrm{gr}} = c_0 / n_{1\mathrm{gr}}$, $A_{\mathrm{c}}$ – площадь поперечного сечения излучающей области лазера, $S_{1i}$ – плотность фотонов в резонаторе ЛД. Оптическая мощность на выходе объектива излучателя принимается равной $P_1 = 0.8P$. Ток накачки ЛД

$$I = I_{\mathrm{th}} + qV_{\mathrm{a}} v_{\mathrm{gr}} \sum \Gamma_{\mathrm{a}} g_i S_{1i} \,, \tag{2}$$

где $\Gamma_{\mathrm{a}}$ – коэффициент оптического ограничения, $V_{\mathrm{a}}$ – объем активной области ЛД. Величина порогового тока $I_{\mathrm{th}}$ включает в себя излучательную и безызлучательную скорости рекомбинации носителей:

$$I_{\mathrm{th}} = qV_{\mathrm{a}} \left(R_{\mathrm{sp}} + An_{\mathrm{a}}\right), \tag{3}$$

где $A$ – коэффициент безызлучательной рекомбинации, $n_{\mathrm{a}}$ – плотность носителей в активной области ЛД.

Для модели излучателя, рассмотренной в [2], коэффициент усиления $g_i$, скорость спонтанной рекомбинации $R_{\mathrm{sp}}$, ширина запрещенной зоны, плотность носителей $n_{\mathrm{a}}$, а, следовательно, величина выходной мощности, пороговый и рабочий токи зависят от температуры ЛД. Температура ЛД равна

$$T_{\mathrm{LD}} = T_0 + \Delta T_{\mathrm{LD}} \,, \tag{4}$$

где $T_0$ – температура контактной пластины, на которую установлен ЛД, $\Delta T_{\mathrm{LD}}$ – температура нагрева ЛД.

Мощностные, спектральные и пороговые характеристики в зависимости от тока накачки ЛД с учетом джоулева нагрева активной области ЛД:

$$\Delta T_{\mathrm{LD}} = R_{\mathrm{T}}\left(U_{\mathrm{pn}} I + I^2 R_{\mathrm{g}}\right) \tag{5}$$

представлены на рис. 3 *а*, *б* для случая $R_{\mathrm{T}} = 50$ К·Вт$^{-1}$. В формуле (5) $R_{\mathrm{T}}$ – тепловое сопротивление ЛД, $U_{\mathrm{pn}}$ – напряжение на *p*–*n*-переходе, $R_{\mathrm{g}}$ – динамическое сопротивление ЛД. В этом случае имеем почти линейное нарастание температуры $\Delta T_{\mathrm{LD}}$ активной области ЛД (кривая *1*) и периодическое изменение мощности (кривая *2*), длины волны (кривая *3*) и величины порога (кривая *4*), определяемые моментами переключения излучения как по модам ЛД, так и по модам ВР. Для сравнения штриховыми линиями представлены характеристики для $R_{\mathrm{T}} = 0$. В этом случае нагрев активной области ЛД равен нулю ($\Delta T_{\mathrm{LD}} = 0$) и имеем линейное нарастание мощности излучения (кривая *5*), постоянной длину волны излучения и пороговый ток накачки (кривые *6* и *7*).

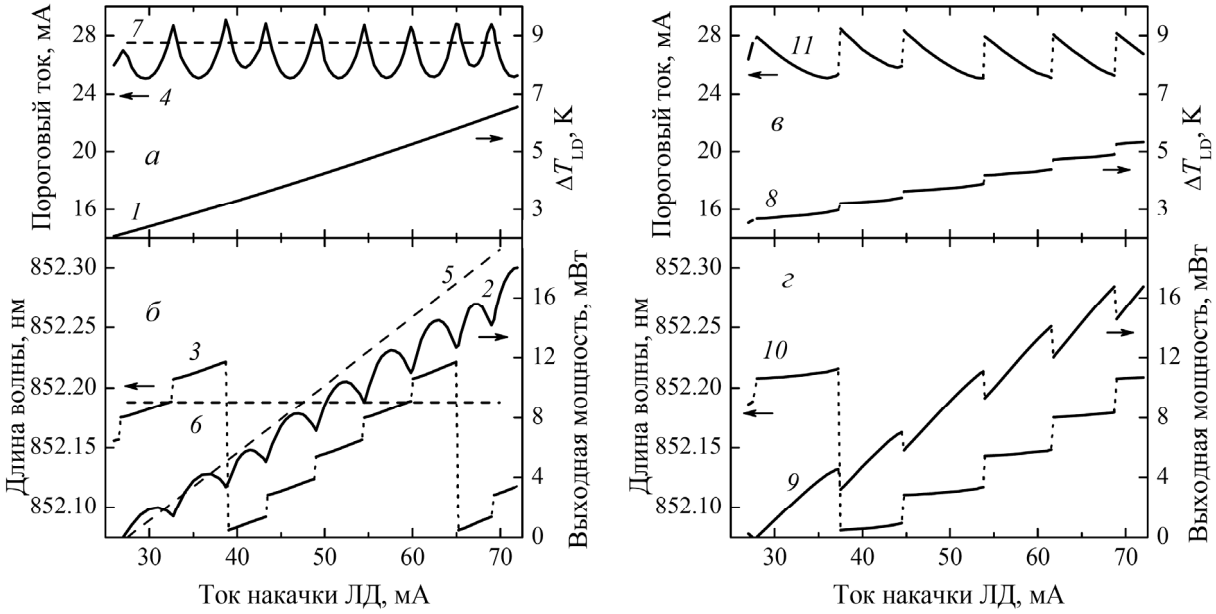



Рис. 3. – Зависимости нагрева активной области ЛД (*1*, *8*), выходной оптической мощности (*2*, *5*, *9*), длины волны (*3*, *6*, *10*), порогового тока (*4*, *7*, *11*) от тока накачки ЛД, рассчитанные по формуле (5) для случая $R_{\mathrm{T}} = 50$ К·Вт$^{-1}$ (*1–4*) и $R_{\mathrm{T}} = 0$ (*5–7*), а также по формуле (6) для случая $R_{\mathrm{T}} = 60$ К·Вт$^{-1}$ (*8–11*).

Проанализируем влияние выводимой из резонатора мощности излучения на рассмотренные выше характеристики излучателя. Считаем, что эффективность ввода излучения в световод составляет 50 %. Нагрев активной области ЛД примем в виде

$$\Delta T_{\mathrm{LD}} = R_{\mathrm{T}}\left(U_{\mathrm{pn}} I + I^2 R_{\mathrm{g}} - 2P_{\mathrm{l}}\right). \tag{6}$$

Мощностные, спектральные и пороговые характеристики для случая $R_{\mathrm{T}} = 60$ К·Вт$^{-1}$ представлены на рис. 3*в*, *г* (кривые *8–11*). Анализ характеристик показывает, что в этом случае существенно уменьшился наклон спектральной характеристики между модами ВР по сравнению с кривой *3*, при этом разрывы на характеристиках наблюдаются во

всем диапазоне изменения тока накачки. Необходимо отметить, что нагрев активной области ЛД (кривая *8*) ступенчато изменяется при увеличении тока накачки и коррелирует с моментами переключения спектра излучения по модам ВР.

21. Обсуждение полученных результатов

Из рис. 3*г* видно, что при увеличении тока накачки увеличивается не только величина разрыва на ватт-амперной характеристике, но и межмодовый интервал ВР. Раньше считалось, что величина межмодового интервала ВР зависит от группового показателя преломления и не зависит от тока накачки.

Сравнивая экспериментальную спектральную характеристику (кривая *1* на рис. 2) с расчетной (кривая *10* на рис. 3 *г*), видим, что межмодовый интервал ЛД и ВР в эксперименте равен $\approx 0.132$ и $0.022$ нм, а расчетный $\approx 0.135$ и (0.0236–0.028) нм, соответственно, что можно считать удовлетворительным совпадением.

## 2. Заключение

При расчете пороговых, спектральных и мощностных характеристик полупроводникового лазера с ВБР необходимо учитывать нагрев активной области ЛД с учетом мощности излучения, выводимой из резонатора излучателя.

## Литература


1. О. В. Журавлева, А. В. Иванов, А. И. Леонович, В. Д. Курносов, К. В. Курносов, Р. В. Чернов, В. В. Шишков, С. А. Плешанов. Одночастотный лазер с подстройкой длины волны для накачки цезиевых стандартов частоты. Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 8. С. 741–744.
2. О. В. Журавлева, А. В. Иванов, В. Д. Курносов, К. В. Курносов, И. Р. Мустафин, В. А. Симаков, Р. В. Чернов, С. А. Плешанов. Исследование характеристик одночастотного лазера, предназначенного для накачки цезиевых стандартов частоты. Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 4. С. 319–324.


# Investigation of the threshold, light-current and spectral characteristics of the semiconductor laser with fiber Bragg grating


A. V. Ivanov, V. D. Kurnosov, K. V. Kurnosov, A. V. Lobintsov, V. I. Romantsevich, R. V. Chernov, V. S. Zholnerov [a]

*Polyus Research & Development Institute, Moscow, Russia; e-mail: webeks@mail.ru*
*[a] Russia's Institute of Radionavigation and Time, St. Petersburg, Russia*



The threshold, light-current and spectral characteristics of the semiconductor laser with fiber Bragg grating are simulated. It is shown that satisfactory agreement between theory and experiment is observed in the case of accounting heating of the active region of laser diode and optical output power.



**Keywords:** single-frequency laser, fiber Bragg grating, laser diode, thermal resistance.

# О возможности создания лазера на прямозонных квантовых ямах Ge и Ge/InGaAs в GaAs

В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов

*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия;*
*e-mail: aleshkin@imp.sci-nnov.ru*

В работе показано, что достаточно узкая квантовая яма Ge, выращенная на GaAs, становится прямозонной. Обсуждаются возможность построения лазеров, работающих в диапазоне 1.3–1.5 мкм, на гетероструктурах с германиевыми и комбинированными Ge/InGaAs квантовыми ямами.

**Ключевые слова:** прямозонная Ge квантовая яма в арсениде галлия.

## Введение

В настоящее время для волоконных линий связи востребованы полупроводниковые лазеры, генерирующие на длинах волн 1.3 и 1.5 мкм. Однако в этом спектральном диапазоне работают только лазеры с квантовыми ямами на основе четверных соединений InGaAsP, выращенных на подложке InP [1]. Использование более дешевых подложек GaAs для лазеров на требуемой длине волны невозможно при использовании традиционных напряженных квантовых ям InGaAs, из-за большого несоответствия постоянных решеток GaAs и InGaAs с большим содержанием In. Требуемого диапазона излучения можно добиться использованием в качестве активной среды лазера нескольких слоев квантовых точек InAs, выращенных на подложке GaAs [2], однако выращивание квантовых точек требуемого качества является сложным технологическим процессом, что замедляет массовое применение подобных лазеров. Отметим попытки продвижения в диапазон 1.3 мкм за счет применения квантовых ям содержащих сурьму GaAsSb [3] и наблюдение при $T = 300$ К стимулированного излучения на длине волны 1.59 мкм из квантовой ямы GaInNAsSb, выращенной на GaAs [4].

Данная работа посвящена исследованию другой возможности создания эффективных светоизлучающих структур в 1.3–1.5 мкм диапазоне на основе GaAs с квантовой ямой Ge и комбинированными квантовыми ямами, содержащими слои Ge и InGaAs.

## Расчет спектра гетероструктур GaAs/Ge/GaAs и GaAs/Ge/$In_xGa_{1-x}As$/GaAs

Постоянные решетки Ge и GaAs близки, поэтому возможно получение гетеропереходов Ge/GaAs хорошего качества. Германий – непрямозонный полупроводник. Нижней долиной в зоне проводимости является L-долина, а потолок валентной зоны находится в Г-точке зоны Бриллюэна. Разница между краями L-долины и Г-долины в зоне проводимости составляет 136 мэВ, а прямой оптический переход соответствует длине волны 1.55 мкм при комнатной температуре.

При достаточно малых толщинах квантовой ямы Ge в GaAs нижней подзоной размерного квантования зоны проводимости будет подзона Г-долины. Это связано с тем, что в узких квантовых ямах энергия нижней подзоны размерного квантования стремится к энергии зоны проводимости в окружающих квантовую яму барьерах. В GaAs нижней долиной в зоне проводимости является Г-долина, а вышележащая L-долина отнесена примерно на 300 мэВ, поэтому в узкой квантовой яме Ge нижний уровень L-долины находится выше нижнего уровня Г долины.

В структуре, содержащей слои Ge и $In_xGa_{1-x}As$, можно подобрать параметры слоев Ge и $In_xGa_{1-x}As$ так, что дно зоны проводимости в комбинированной яме будет

находится в Г-долине InGaAs, а потолок валентной зоны – в слое Ge. Энергия излучательных переходов электронов из зоны проводимости InGaAs в валентную зону Ge соответствует диапазону длин волн 1.3–1.5 мкм. Такие излучательные переходы электронов являются прямыми в импульсном пространстве, но непрямыми в координатном пространстве.

Расчет состояний в Г-долине проводился в модели Кейна с учетом спин-отщепленной зоны и деформационных эффектов, возникающих из-за различия постоянных решетки GaAs, Ge и InGaAs. Расчет состояний зоны тяжелых дырок и электронов L-долины проводился в приближении эффективной массы. Величина разрыва энергии дна зоны проводимости $\Delta E_c$ полагалась равной 0.28 эВ [5]. Под $\Delta E_c$ понимается разрыв энергий между дном L- долины Ge и дном Г-долины GaAs. На рис. 1 изображено положение краев зон гетероструктуры.

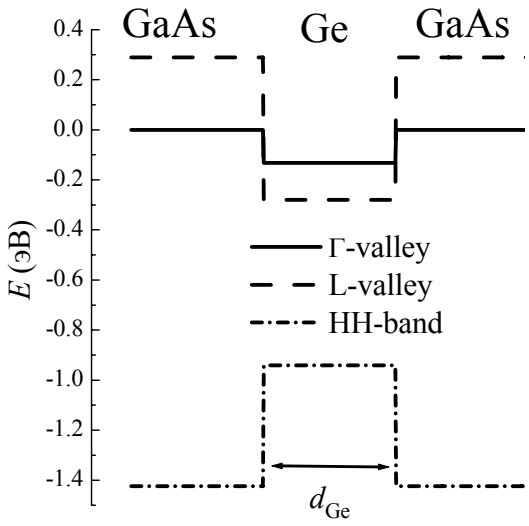



Рис. 1. Положение краев зон гетероструктуры с квантовой ямой Ge/GaAs.

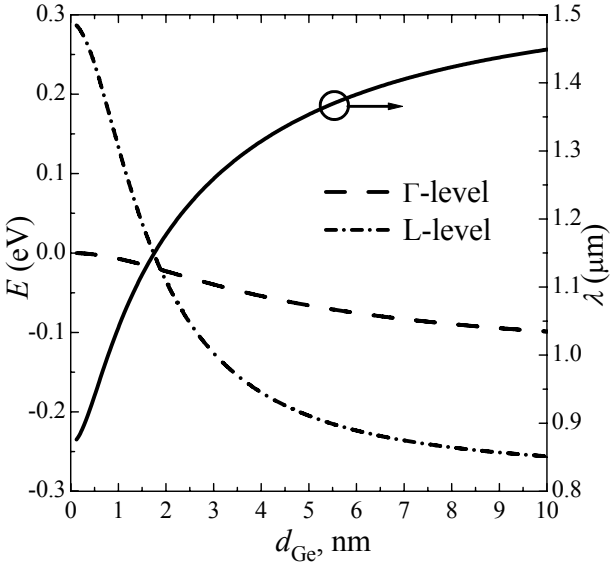



Рис. 2. Рассчитанные энергии нижних уровней Г- и L-долин в квантовой яме Ge/GaAs в зависимости от её ширины.

На рис. 2 приведены рассчитанные энергии нижних уровней размерного квантования Г- и L- долин в гетероструктуре GaAs/Ge/GaAs в зависимости от толщины слоя Ge. За начало отсчета энергии выбрано дно зоны проводимости GaAs. Там же приведены зависимости длины волны излучения переходов из Г-долины в валентную зону от толщины слоя Ge. Из рис. 2 видно, что квантовая яма Ge становится прямозонной при толщинах менее 2 нм, и длина волны излучения из прямозонного германия < 1.15 мкм. В работе [6] было получено стимулированное излучение на прямых переходах в объемном растянутом германии в котором дно Г-долины было примерно на 100 мэВ выше дна L-долины. Для такой разницы в положении уровней размерного квантования долин можно получить длину волны излучения до 1.3 мкм.

На рис. 3 приведены зависимости действительной части проводимости квантовой ямы, которая определяет межзонное поглощение (и усиление в случае инверсии населенностей):

$$\mathrm{Re}(\sigma(\omega)) = e^2 \frac{|\, p_{if}^x \,|^2 \; m^*}{\hbar^2 m_0^2 \omega} \theta(\hbar\omega - E_g)\,, \qquad (1)$$

вычисленной в предположении, что все состояния зоны проводимости пусты, а состояния валентной зоны заполнены электронами. В (1) $p_{if}^{x}$ – матричный элемент $x$-компоненты оператора импульса, $m^{*} = m_c m_h /(m_c + m_h)$ – приведенная эффективная масса, $m_0$ – масса свободного электрона, $m_{c,h}$, – массы электронов и дырок в квантовой яме, $E_g$ – щель между подзонами размерного квантования зоны проводимости и валентной зоны. Для сравнения на рисунке приведено значение действительной части межзонной проводимости в 10 нм квантовой яме $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ (энергия перехода 1.24 эВ), которая часто используется в полупроводниковых лазерных диодах.

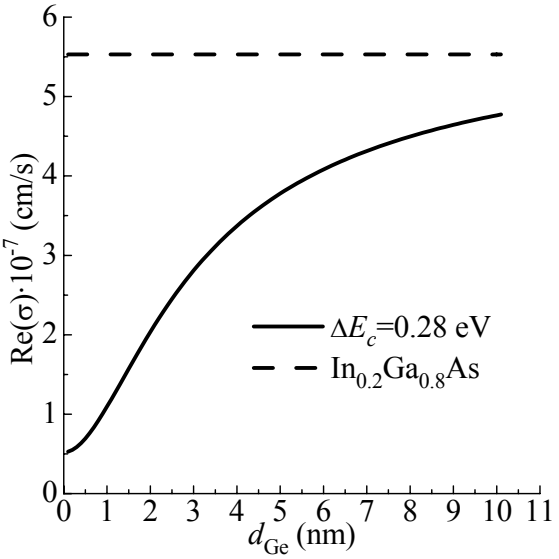



Рис. 3. Зависимости действительной части проводимости квантовой ямы в зависимости от её ширины.

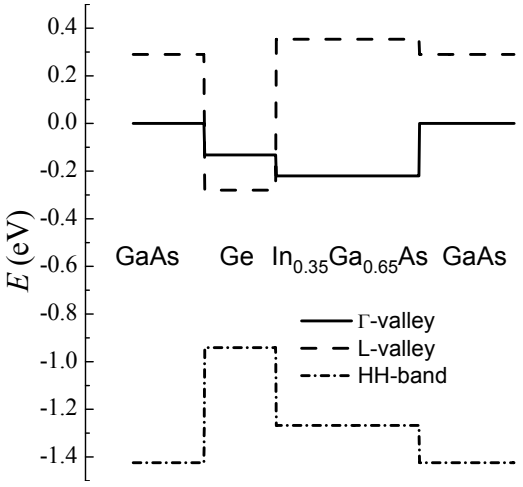



Рис. 4. Положение краев зон гетероструктуры GaAs/Ge/$In_{0.35}Ga_{0.65}As$/GaAs.

Рассмотрим теперь гетероструктуру GaAs/Ge/$In_xGa_{1-x}As$/GaAs. На рис. 4 изображено положение краев зон гетероструктуры GaAs/Ge/$In_{0.35}Ga_{0.65}As$/GaAs. Из рисунка видно, что дно Г-долины в $In_{0.35}Ga_{0.65}As$ располагается примерно на 40 мэВ ниже, чем в Ge, а дно L-долины – выше на 65 мэВ, чем в GaAs. Поэтому в достаточно тонких слоях Ge нижним уровнем в зоне проводимости является Г-уровень.

На рис. 5 приведены рассчитанные положения нижних уровней размерного квантования Г- и L-долин в гетероструктуре GaAs/Ge/$In_{0.35}Ga_{0.65}As$/GaAs в зависимости от толщины слоя Ge. Толщина слоя $In_{0.35}Ga_{0.65}As$ полагалась равной 8 nm. Отметим, что квантовая яма $In_{0.35}Ga_{0.65}As$ толщиной 8 нм в GaAs излучает на длине волны 1.13 мкм при комнатной температуре. Из рисунка видно, что положение нижнего уровня Г-долины практически не зависит от толщины слоя Ge. Причина этого состоит в том, что волновая функция этого состояния сосредоточена в основном в слое $In_{0.35}Ga_{0.65}As$. При толщинах слоя Ge меньших 4 нм, нижним в зоне проводимости является Г-уровень. Как видно из рис. 5 длины волн излучаемых при межзонных переходах электронов в этом случае лежат в области 1.5 мкм. Поскольку слой Ge является более глубокой ямой для дырок по сравнению со слоем $In_{0.35}Ga_{0.65}As$, то волновая функция основного состояния дырок расположена в основном в слое Ge. Поэтому излучательные переходы в такой гетероструктуре являются непрямыми в координатном пространстве.

На рис. 6 показана зависимость действительной части межзонной проводимости гетероструктуры GaAs/Ge/$In_{0.35}Ga_{0.65}As$/GaAs от толщины слоя Ge. Из рисунка видно,

что в 1.5 мкм диапазоне проводимость этой гетероструктуры примерно в 5.6 раз меньше, чем в 10 нм квантовой яме $In_{0.2}Ga_{0.8}As$. Однако такое уменьшение проводимости оставляет реальным использование комбинированной квантовой ямы $Ge/In_{0.35}Ga_{0.65}As$ для генерации 1.5 мкм излучения в гетероструктурах на GaAs подложке.

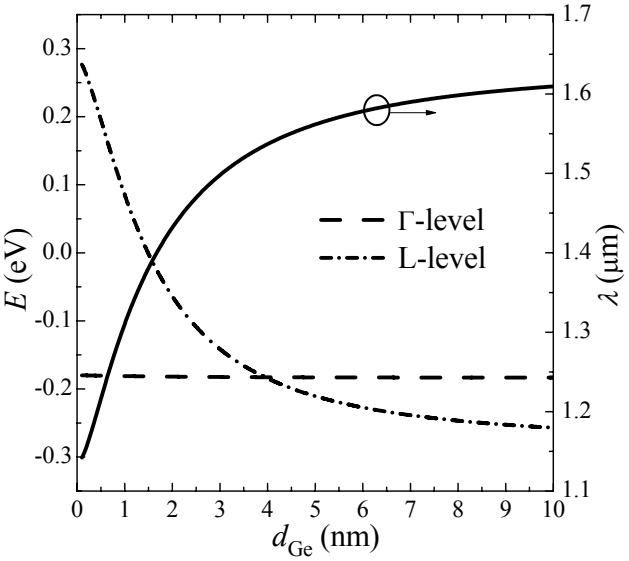



Рис. 5. Положения нижних уровней размерного квантования Γ- и L-долин в квантовой яме $GaAs/Ge/In_{0.35}Ga_{0.65}As$ в зависимости от её толщины.

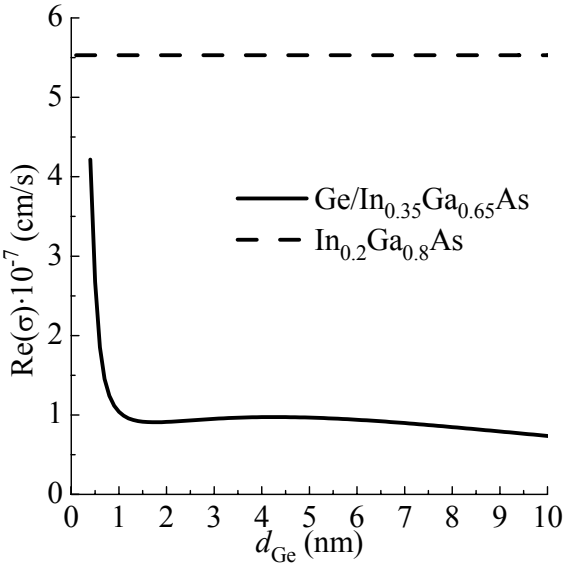



Рис. 6. Зависимость действительной части межзонной проводимости квантовой ямы $GaAs/Ge/In_{0.35}Ga_{0.65}As$ в зависимости от её толщины.

**Заключение**

Показана возможность создания полупроводниковых лазеров диапазона 1.3-1.5 мкм на основе гетероструктур Ge/GaAs GaAs/Ge/InGaAs.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке РФФИ (**11-02-00488**), региональной программы РФФИ-Поволжье (11-02-97020-р_поволжье_а), а также программы РАН «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров».

**Литература**

1. S. J. Caracci, M. R. Krames, N. Holonyak, *et al*. Long wavelength (~ 1.5 μm) native-oxide-defined InAlAs–InP-InGaAsP quantum well heterostructure laser diodes. J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75, No 5. P. 2706–2708.
2. М. В. Максимов, Ю. М. Шерняков, Н. В. Крыжановская и др. Мощные лазеры на квантовых точках InAs–InGaAs спектрального диапазона 1.5 мкм, выращенные на подложках GaAs. ФТП. 2004. Т. 38, № 6.С. 763–766.
3. P. Dowd, S. R. Johnson, S. A. Feld, *et al*. Long wavelength GaAsP/GaAs/GaAsSb VCSELs on GaAs substrates for communications applications. Appl. Electron. Lett. 2003. Vol. 39. No 13. P. 987 (2003).

4. Z. C. Niu, S. Y. Zhang, H. Q. Ni, D. H. Wu, *et al*. GaAs-based room-temperature continuous-wave 1.59 μm GaInNAsSb single-quantum-well laser diode grown by molecular-beam epitaxy. Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87, No. 23. P. 231121.
5. M. S. Unlu, S. Strite, G. B. Gao, K. Adomi, H. Morcoc. Electrical characteristics of *p*+-Ge/(*n*-GaAs and *n*-AlGaAs) junctions and their applications to Ge base transistors Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 56. No. 9. P. 842–844.
6. J. Liu, X. Sun, L. C. Kimerling, J. Michel. Direct-gap optical gain of Ge on Si at room temperature. Opt. Lett. 2009. Vol. 34. P. 1738–1740.

## Possibility creation of laser based on direct-band quantum well Ge and Ge/InGaAs in GaAs

V. Ya. Aleshkin [a], A. A. Dubinov [a]

[a] *Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia;*
*e-mail: aleshkin@imp.sci-nnov.ru*

We have demonstrated that narrow Ge quantum well grown on GaAs have direct-band structure. The possibility creation of lasers operating at 1.3–1.5 μm range based on direct-band Ge and Ge/InGaAs quantum wells have been discussed.

**Keywords:** direct-band Ge quantum well in GaAs.

# Динамика процесса срыва генерации мод Фабри–Перо резонатора в полупроводниковых лазерах с полосковым контактом

С. О. Слипченко, А. А. Подоскин, Д. А. Винокуров, А. В. Лютетский, Н. В. Воронкова, М. Г. Растегаева, Н. А. Рудова, В. А. Капитонов, Н. А. Пихтин, И. С. Тарасов

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия; e-mail: serghpl@mail.ioffe.ru*

Исследованы излучательные характеристики полупроводниковых лазеров с полосковой геометрией контакта, работающих в условиях срыва генерации мод Фабри–Перо резонатора. Установлено, что обратимое выключение генерации мод Фабри–Перо резонатора связано с переходом в режим генерации замкнутой моды (ЗМ). Излучательные характеристики ЗМ определяются модовой структурой с близкими к нулю потерями на выход излучения, захватывающей весь кристалл. Основными условиями выполнения порога генерации ЗМ являются снижение межзонного поглощения в пассивной области и увеличение модального усиления на линии генерации ЗМ. Показано, что снижение межзонного поглощения в пассивной области может быть обеспечено как спонтанным излучением из области инжекции, так и фотонами лазерных мод. Рост модального усиления на линии генерации ЗМ обеспечивается смещением энергетических минимумов зоны проводимости и максимумов валентной зоны области инжекции относительно энергетических зон пассивной области.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, замкнутая мода, мода Фабри–Перо резонатора, срыв генерации мод Фабри–Перо резонатора.

## Введение

Необходимыми условиями при создании мощных полупроводниковых лазеров являются снижение внутренних оптических потерь и повышение внутреннего квантового выхода [1]. Использование гетероструктур с расширенным волноводом позволило получить значения внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода близкими к предельным [2]. В результате околопороговое значение внешней дифференциальной квантовой эффективности полупроводниковых лазеров превышает 80%. Достижение максимальной выходной оптической мощности связано с возможностью сохранения значения излучательной эффективности, и, как следствие, линейности ватт-амперной характеристики (ВтАХ) с ростом тока накачки. Было показано, что причиной отклонения ВтАХ от линейности при непрерывном режиме генерации может быть температурный перегрев активной области, ведущий к росту внутренних оптических потерь в запороговом режиме.

В работах [3–7] представлено другое явление, ограничивающее достижение максимальной выходной оптической мощности, и, характеризуемое аномальной нелинейностью излучательной эффективности, проявляющейся в виде срыва генерации мод Фабри–Перо резонатора (ФПМ), и, характеризуемое как резкое, обратимое падение выходной оптической мощности. В работах [3, 4], были рассмотрены стационарные излучательные характеристики, не позволяющие объяснить механизм развития процесса обратимого падения мощности. В работе [6] наблюдаемый эффект обратимого падения оптической мощности в лазерах на квантовых точках связывался с изменением добротности ФПМ лазера за счет перераспределения концентрации носителей в активной области. В рамках представляемой работы исследовались динамические характеристики мощных полупроводниковых лазеров работающих в режиме аномальной нелинейности излучательной эффективности.

## 1. Экспериментальные образцы

Для исследований процессов, происходящих в полупроводниковых лазерах в

области аномальной нелинейности ВтАХ методом МОС–гидридной эпитаксии были изготовлены асимметричные гетероструктуры, включающие AlGaAs ($x = 0.3$) эмиттеры, GaAs волновод толщиной 1.7 мкм и InGaAs напряженную активную область толщиной 8 нм, смещенную относительно центра волновода на 0.2 мкм в сторону *p*-эмиттера [1]. На основании разработанной структуры изготавливались полупроводниковые лазеры трехсекционной конструкции (рис. 1) с длиной резонатора 1–3 мм и шириной каждой секции 200 мкм. Для всех исследованных образцов зеркала Фабри–Перо резонатора были образованы естественно сколотыми гранями без дополнительных диэлектрических покрытий. Секции были электрически изолированы друг от друга за счет вытравленной мезаканавки.

## 2. Излучательные характеристики полупроводниковых лазеров в режиме срыва генерации мод Фабри–Перо резонатора

В первой части работы исследовались ВтАХ полупроводниковых лазеров при импульсной накачке (длительность 2–10 мкс, частота 3 кГц) в диапазоне токов 0–14 А. Измерения проводились при температуре теплоотвода 25 $^0$C на образцах с естественно-сколотыми гранями резонатора. Для образцов с длинами резонатора $L_{FP} > 1000$ мкм в ВтАХ присутствовала область аномальной нелинейности. Измерения ВтАХ полупроводниковых лазеров с другими длинами резонатора показали, что при $L_{FP} < 1000$ мкм порога генерации ФПМ не наблюдалось, а снижение потерь на выход смещало область аномальной нелинейности в диапазон больших токов накачки.

Исследования импульсов интегральных фотоответов, характеризующих развитие процесса генерации ФПМ показали, что началу падения выходной оптической мощности в области аномальной нелинейности ВтАХ соответствует резкое выключение сигнала фотоответа в конце импульса. С увеличением тока накачки задержка выключения фотоответа смещается к началу импульса, оставляя в итоге узкие пики в начале и конце импульса фотоответа, связанные с затянутостью фронтов включения и выключения тока накачки.

Исследования динамики спектрально-селектированных фотоответов линии ЗМ показали, что при уровнях возбуждения, соответствующих режиму срыва генерации, время включение сигнала фотоответа линии ЗМ строго соответствует времени выключения ФПМ. Т. е. в режиме срыва происходит переключение лазерной генерации с ФПМ новую модовую структуру, с внешней излучательной эффективностью стремящейся к нулю.

С целью исследования модовых характеристик в различных режимах лазерной генерации были рассмотрены распределения интенсивностей излучения в геометрии «ближнее поле» вдоль выходного зеркала. Исследования проходили в два этапа. На первом этапе регистрировался сигнал спектрального интервала, соответствующего основным линиям генерации. Показано, что область локализации ФПМ в этом случае не меняется во всем исследуемом диапазоне токов накачки, в том числе и в области аномальной нелинейности ВтАХ. На втором этапе исследовалось распределение интенсивности излучения в геометрии «ближнее поле» для спектрального интервала, соответствующего линии второй гармоники. Сигнал от второй гармоники позволяет оценить область локализации интенсивного лазерного излучения, потери на выход для которого близки к нулю. Полученные распределения показали, что от порога генерации до тока, соответствующего началу области аномальной нелинейности ВтАХ, область регистрации сигнала второй гармоники ограничивалась только апертурой полоскового контакта. В области аномальной нелинейности ВтАХ, сигнал второй гармоники наблюдается со всей апертуры пассивной части и был сравним по интенсивности с сигналом области усиления. Та же картина наблюдалась для боковых поверхностей

лазерного кристалла. Таким образом, можно утверждать, что выключение генерации ФПМ является результатом включения канала генерации через замкнутую моду, характеризуемую близкими к нулю потерями на выход. Распределения интенсивности второй гармоники показывают, что в области аномальной нелинейности ВтАХ ЗМ захватывает весь объем полупроводникового лазера, включая пассивные области, а резонатор для ЗМ образован четырьмя естественно сколотыми гранями, ограничивающими кристалл полупроводникового лазера.

С целью анализа условий развития срыва генерации исследовались фототоки пассивной области. Показано, что переход в режим срыва генерации сопровождается ступенчатым увеличением фототока пассивной области. Данный факт свидетельствует о том, что на пороге генерации ЗМ в пассивной области есть остаточное поглощение. Просветление пассивной области на линии генерации ЗМ происходит в результате поглощения фотонов ЗМ. Таким образом, можно выделить область перехода от режима генерации ФПМ к ЗМ. Для переходной области характерно снижение остаточного межзонного поглощения в пассивной области для линии ЗМ до нулевого значения. В результате просветления пассивной области модальные потери ЗМ снижаются, что также ведет к снижению порогового значения модального усиления. Действительно, исследования спектров спонтанного излучения в начальной и конечной точках переходной области показали, что концентрация носителей заряда в области усиления снижается. Как следствие, обратный переход в режим генерации ФПМ из ЗМ происходит при меньших токах накачки, т. е. зависимость имеет характерный гистерезис, отмеченный в работах [6, 7].

При исследовании эффекта задержки включения ЗМ было выделено два механизма. Суть первого заключается в том, что перегрев области усиления смещает спектр усиления относительно спектра межзонного поглощения пассивной области, что обеспечивает рост модального усиления на линии генерации ЗМ за время импульса. Второй механизм связан с увеличением интегральной интенсивности спонтанного излучения из-за температурного роста пороговой концентрации в области усиления, усиливающей степень насыщения поглощения пассивной области.

**Заключение**

Исследованы излучательные характеристики полупроводниковых лазеров, работающих в условиях срыва генерации мод Фабри–Перо резонатора. Установлено, что обратимое выключение генерации мод Фабри–Перо резонатора связано с переходом в режим генерации ЗМ. Основными условиями выполнения порога генерации ЗМ являются снижение межзонного поглощения в пассивной области и увеличение модального усиления на линии генерации ЗМ. Показано, что снижение межзонного поглощения пассивной области может быть обеспечено как спонтанным излучением от области инжекции, так и фотонами лазерных мод. В области перехода от режима генерации ФПМ к ЗМ пассивная область характеризуется остаточным поглощением, величина которого снижается до нуля по мере увеличения интенсивности ЗМ. В свою очередь, рост модального усиления обеспечивает смещение положения энергетических минимумов зоны проводимости и максимумов валентной зоны области инжекции относительно энергетических зон пассивной области. Смещение происходит за счет двух механизмов: температурный перегрев области инжекции относительно пассивной области, сужение ширины запрещенной зоны в области инжекции за счет большей концентрации носителей заряда. Излучательные характеристики ЗМ определяются модовой структурой, захватывающей весь кристалл с близкими к нулю потерями на выход излучения из лазерного кристалла, а также более длинноволновой линией генерации ЗМ относительно ФПМ.

**Благодарности**

Работа поддержана финансированием программы фундаментальных исследований Президиума РАН №22 «Квантовые наноструктуры».

**Литература**

1. С. О. Слипченко, Д. А. Винокуров, Н. А. Пихтин, З. Н. Соколова, А. Л. Станкевич, И. С. Тарасов, Ж. И. Алферов. ФТП. 2004. Т. 38, № 12. С. 1477–1486.
2. P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Petrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Hausler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert. Proc. SPIE. 2009. Vol. 7198, No. 719814. P. 1–9.
3. 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. 1409–1412.
4. G. I. Ryabtsev, T. V. Bezyazychnaya, M. V. Bogdanovich, V. V. Parastchuk, A. I. Yenzhyieuski, L. I. Burov, A. S. Gorbatsevich, A. G. Ryabtsev, M. A. Shchemelev, V. V. Bezotosnyi, K. A. Shore, S. Banerjee. Appl. Phys. B. 2008. Vol. 90, No. 3-4. P. 471–476.
5. A. Komissarov, M Maiorov, S. Todorov, J. Connoly, D. Garbuzov, V. Khalfin, A. Tsekoun. CLEO. 2001. P. 31.
6. Г. С. Соколовский, М. А. Каталуна, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, И. И. Новиков, М. В. Максимов, А. Е. Жуков, В. М. Устинов, В. Сиббет, Э. У. Рафаилов. ПЖТФ. 2007. Т. 33, № 1. С. 9–16.
7. 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. ФТП. 2002. Т. 36, № 11. С. 1393–1399.

## Dynamics of the quenching of Fabry–Perot cavity modes lasing in semiconductor lasers with stripe contact

S. O. Slipchenko, A. A. Podoskin, D. A. Vinokurov, A. V. Lutetskiy, N. V. Voronkova, M. G. Rastegaeva, N. A. Rudova, V. A. Kapitonov, N. A. Pikhtin, I. S. Tarasov

*Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*
*e-mail: serghpl@mail.ioffe.ru*

Radiative characteristics of semiconductor lasers with stripe geometry contact operating under conditions of quenching of Fabry–Perot cavity modes lasing have been investigated. It has been found, that a reversible turnoff of Fabry–Perot cavity modes lasing is connected with switching to the regime of closed mode lasing. Radiative characteristics of the closed mode are defined by the mode structure covering the whole crystal and having the external loss close to zero. Main threshold conditions of closed mode lasing are the reduction of interband absorption in the passive region and the increase of modal gain of closed mode lasing line. It has been shown that the reduction of interband absorption in the passive region could be provided by both spontaneous emission from the injection region and photons of lasing modes. Increase of modal gain of closed mode lasing line is provided by shift of energy minimum of conduction band and energy maximum of valence band of injection region with respect to energy bands of passive regions.

**Keywords:** semiconductor laser, closed mode, Fabry-Perot cavity mode, quenching of Fabry–Perot cavity modes lasing.

# Пути повышения выходной мощности одиночных непрерывных лазерных диодов на 808 нм и 980 нм и контроль спектров излучения

Е. Е. Ашкинази [а], В. В. Безотосный [б], В. Ю. Бондарев [б], В. И. Коваленко [б], О. Н. Крохин [б], В. А. Олещенко [б], В. Ф. Певцов [б], Ю. М. Попов [б], Е. А. Чешев [б]

[а] *Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва*
[б] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53; e-mail: victorbe@sci.lebedev.ru*

Представлены результаты численного моделирования и экспериментального изучения полного к.п.д. одиночных лазерных диодов на 805 нм с длиной резонатора 3 и 4 мм в форсированном непрерывном режиме работы и спектральные параметры этих ЛД, применяемых в качестве источников накачки кристаллов Nd: YLF. Приведены сравнительные результаты по мощным ЛД на 980 нм собранным непосредственно на медных теплоотводах и с использованием сабмаунтов из CVD алмаза.

**Ключевые слова:** лазерный диод, диодная накачка, спектр излучения, полный КПД.

## Введение

Главной причиной ограничения предельной мощности, максимальной ресурсной мощности и уширения спектра излучения в непрерывном режиме является проблема отвода экстремальных тепловых потоков от активной области. Современный уровень – ресурсная выходная мощность около 8–10 Вт, в ближайшее время ожидается появление нового поколения лазеров с ресурсной выходной мощностью 12–15 Вт и более [1]. В настоящей работе проанализированы некоторые методы решения тепловой проблемы.

## 1. Увеличение длины резонатора

Снижение внутренних потерь менее 0.5 $см^{-1}$ [2] открыло возможность увеличения длины резонатора, что наряду с увеличением ширины полоскового контакта снижает плотность теплового потока от активной области.

Отметим, что увеличение ширины полоска для большинства применений не приемлемо с точки зрения согласования излучения с оптическими системами. По мере продвижения в область более высоких мощностей все большую роль играет полный КПД. Ниже на рис. 1 а, б приведены результаты оценочного расчета по формулам из работы [3] полного к.п.д. для ЛД с длиной резонатора 3 и 4 мм до тока накачки 30 А (а) и экспериментальные данные (б).

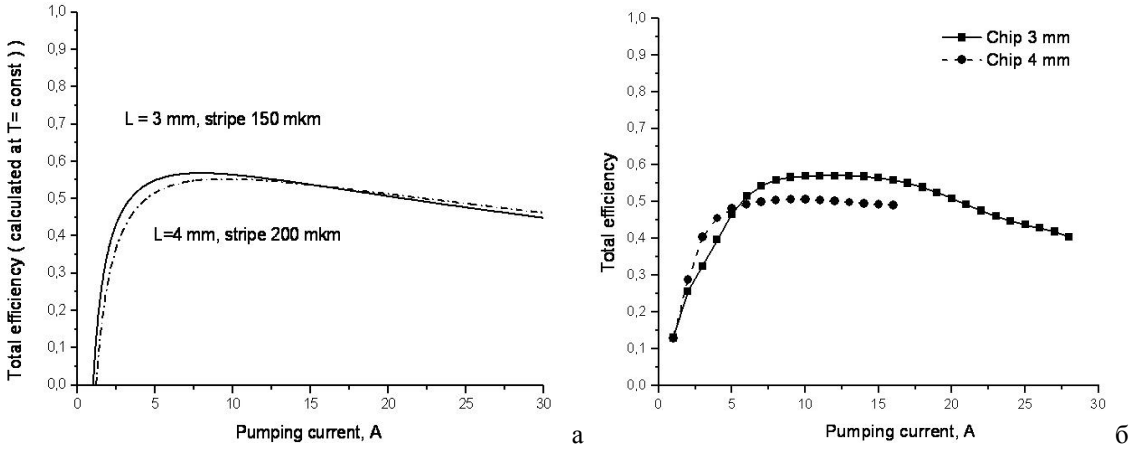



Рис. 1. Расчетные (а) и экспериментальные (б) зависимости полного КПД от тока накачки для ЛД с длиной резонатора 3 и 4 мм.

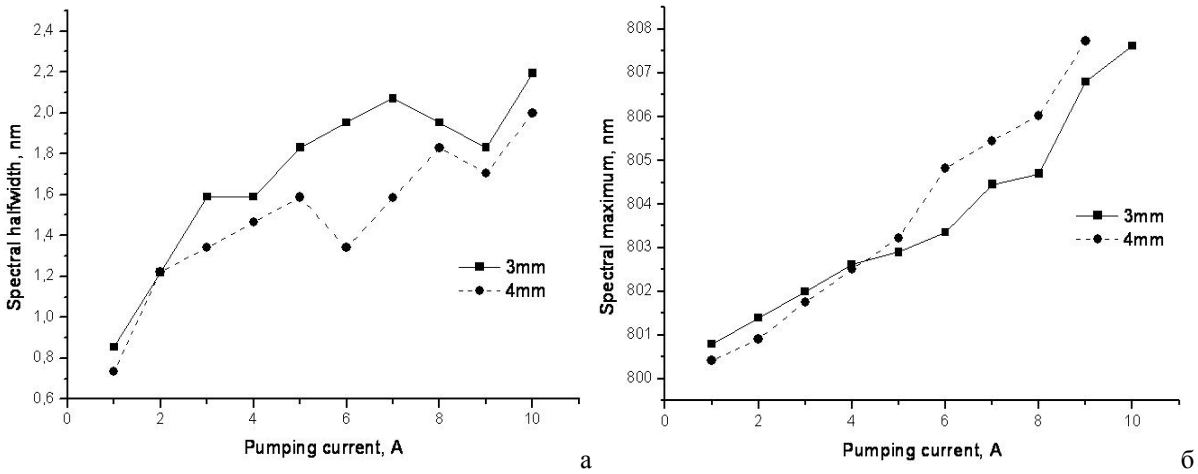
Расчетные и экспериментальные значения в максимуме весьма близки, однако эксперимент показал более высокую скорость падения к.п.д. при токах накачки более 15 А как для 3 мм, так и для 4 мм диодов и существенно меньший к.п.д. для 4 мм ЛД по сравнению с 3 мм при токе до 16 А. К сожалению, экспериментальные данные для 4 мм ЛД заканчиваются на токе 16 А, поскольку при 17 А происходил КОД зеркала. Для 4 мм чипа площадь теплового контакта в 1.77 раза больше, чем для 3 мм, но реализовать это преимущество не просто вследствие отрицательного влияния технологического фактора – увеличения прогиба кристалла при увеличении длины резонатора.

Однородность теплового контакта при возрастании прогиба может быть частично скомпенсирована путем увеличения толщины припоя, но при этом вследствие низкой теплопроводности припоя возрастает тепловое сопротивление, а также проявляется нежелательный эффект «выдавливания» припоя в областях кристалла, примыкающих к зеркалам, что может снизить надежность ЛД.

Увеличение длины резонатора, кроме того, увеличивает неоднородность распределения температуры и неоднородность усиления по длине резонатора, которые по нашему мнению также могут быть ответственны за снижение к.п.д. длинных кристаллов, поэтому при переходе к длинным резонаторам целесообразно использование более мощных теплоотводящих элементов с повышенной однородностью отвода тепла (например, F-маунтов вместо C-маунтов).

## 2. Спектральные параметры

Спектр излучения ЛД, применяемых в качестве источника накачки, играет ключевую роль в эффективности накачки твердотельного лазера. Наши экспериментальные данные свидетельствуют о том, что полуширина спектра излучения при накачке Nd: YLF не должна превышать 2 нм. Благодаря высокому качеству монтажа кристаллов ЛД нам удалось уложиться в этот диапазон до токов накачки 9 А. Зависимости максимума спектра излучения и полуширины спектра приведены на рис. 2 а, б.




а б

Рис. 2 а, б. Зависимости ширины спектра излучение и максимума спектра излучения от тока накачки для ЛД с длиной резонатора 3 и 4 мм.

Зависимость максимума спектра до тока накачки 8 А для 3 мм и 4 мм чипов близка к линейной, при токе выше 8 А она становится сверхлинейной, причем в большей степени для 3 мм чипов. Отсутствие монотонности зависимости ширины спектра от тока накачки требует дальнейшего сравнительного изучения на большем

количестве образцов, возможно этот эффект связан с перестройкой распределения поля по ширине полоскового контакта.

### 3. Сабмаунты

Другой путь повышения ресурсной выходной мощности – применение сабмаунтов из материалов с более высокой, чем у меди теплопроводностью, например из алмаза.

Несмотря на то, что применение сабмаунтов усложняет технологию сборки и повышает ее стоимость, сабмаунты широко применяются для согласования к.т.р. лазерного кристалла и теплоотводящего элемента, обеспечивая высокий выход годных после ресурсных испытаний в условиях массового производства. Сабмаунты из диэлектриков кроме того позволяют электрически изолировать выводы от медного корпуса теплоотводящего элемента. Но теплопроводность сабмаунтов из диэлектриков AlN, BeO, так же как из электропроводных композитов CuW и CuMo, к сожалению, составляет около половины от теплопроводности меди. Применение сабмаунтов с высокой теплопроводностью, таких как алмаз, ограничено проблемой согласования к.т.р., а применение согласованных по к.т.р. композитов типа медь-алмаз ограничено их высокой стоимостью и технологическими сложностями применения связанными с крупным зерном. Интересные результаты по использованию алмазных сабмаунтов получены в работе [4], но в непрерывном режиме мощность составила только 2.5 Вт.

Совершенствование технологии выращивания CVD алмазов [5] и существенное снижение стоимости значительно повысило их конкурентоспособность в качестве перспективного сабмаунта для монтажа мощных ЛД, однако остается не решенным ряд проблем по их обработке и металлизации, затраты на которые составляют львиную долю в стоимости алмазного сабмаунта.

Нами проведены сравнительные исследования параметров ЛД, собранных на меди с параметрами ЛД, собранных на достаточно дешевых сабмаунтах из искусственного CVD-алмаза с теплопроводностью около 500 Вт/мК (рис. 3).

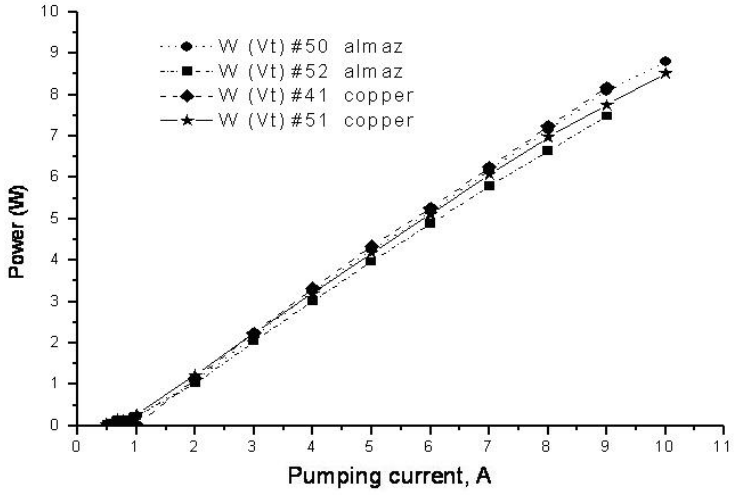



Рис. 3. ВтАХ ЛД на алмазных сабмаунтах (52С, 50С) и на меди, 980 нм.

Результаты для монтажа на алмазе и меди для образцов № 50 и № 41 практически неотличимы, два других образца показали результаты несколько слабее. Тем не менее, первые результаты при сборке на алмазном сабмаунте обнадеживают, поскольку технология обработки поверхностей недостаточно проработана, его теплопроводность 500 Вт/мК далека от рекордной (около 2000 Вт/мК), а разработанная

нами схема металлизации и примененные нами методы монтажа лазерных чипов на алмазных сабмаунтах также нуждаются в доработке. Несомненным достижением является результат испытаний – получена наработка образца № 50 на алмазном сабмаунте в течение 150 час на мощности 8 Вт без заметного изменения мощности.

**Заключение**

Расчет и экспериментальные данные показывают, что увеличение длины резонатора может быть полезным для повышения ресурсной выходной мощности при переходе к мощностям более 10 Вт. Главными преимуществами длинных кристаллов является увеличение площади теплового контакта и уменьшение $R_s$. Полная практическая реализация этих преимуществ длинных кристаллов осложнена из-за более высокой неоднородности температуры и усиления по длине резонатора, Существуют технологические трудности, связанные с изгибом длинных кристаллов, требующие совершенствования технологий монтажа.

Пробные эксперименты по монтажу лазерных кристаллов на сабмаунты из CVD алмаза дали обнадеживающие результаты. Показано, что разработанные нами технологии металлизации CVD алмаза и монтажа чипов на алмазный сабмаунт могут в принципе обеспечить заданный срок службы ЛД в непрерывном режиме. Считаем, что развитие данной технологии является одним из реальных путей увеличения ресурсной мощности одиночных ЛД.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ № 11-02-00922-а.

Авторы выражают благодарность Виктору Ральченко (ИОФАН) за поддержку, ценную информацию и полезные обсуждения свойств CVD алмаза.

**Литература**

1. V. V. Bezotosnyi, V. Yu. Bondarev, O. N. Krokhin, G. T. Mikaelyan, V. A. Oleshchenko, V. F. Pevtsov, Yu. M. Popov, E. A. Cheshev. Laser diodes emitting up to 25 W at 808 nm. Quantum Electron. **39** (3) 241–243 (2009).
2. В. В. Безотосный, В. В. Васильева, Д. А. Винокуров,В. А. Капитонов, О. Н. Крохин, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, А. В. Мурашова, Т. А. Налет, Д. Н. Николаев, Н. А. Пихтин, Ю. М. Попов, С. О. Слипченко, А. Л. Станкевич, Н. В. Фетисова, В. В. Шамахов, И. С. Тарасов. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм на основе различных типов ассиметричных гетероструктур со сверхширокимволноводом. ФТП. 2008. Т. 42, № 3. С. 357–360.
3. В. В. Безотосный, Х. Х. Кумыков, Н. В. Маркова. Предельные выходные параметры линеек и матриц лазерных диодов. Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 6. С. 495–498.
4. В. В. Паращук, Г. И. Рябцев, А. К. Беляева, Т. В. Безъязычная, В. В. Баранов, Е. В. Телеш, Ву Зоан Мьен, Ву Ван Лук, Фам Ван Чыонг. Повышение эффективности мощных диодных лазеров при использовании алмазных теплоотводов. Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 4. 301–304.
5. В. Ральченко, В. Конов. CVD алмазы, применение в электронике. Наука, Технология, Бизнес, 4, 2007, С. 58–67.

# Полупроводниковый лазер с перестраиваемым фильтром Фабри–Перо во внешнем кольцевом оптоволоконном резонаторе

K. Hsu, А. А. Лобинцов [а], В. Р. Шидловский [а], М. В. Шраменко [а] и С. Д. Якубович [б]

*Micron Optics, Inc. 1852 Century Place NE, Atlanta Ga 30345, USA*
*[а]ООО «Суперлюминесцентные Диоды», 117454 Москва, п/я 70, Россия*
*[б]МИРЭА (технический университет), 119454 Москва, просп. Вернадского78, Россия;*
*e-mail: yakubovich@superlumdiodes.com*

Исследован перестраиваемый лазер с фильтром Фабри–Перо во внешнем оптоволоконном резонаторе и широкополосным полупроводниковым оптическим усилителем (ПОУ) в качестве активного элемента. Получена перестройка в спектральном диапазоне 820–875 нм при ширине спектральной линии около 0.01 нм и непрерывной выходной оптической мощности через одномодовый волоконный световод (ОВС) до 10 мВт.

**Ключевые слова:** перестраиваемый лазер, кольцевой резонаторr, полупроводниковый оптический усилитель, квантоворазмерная гетероструктура.

## Введение

Миниатюрные быстроперестраиваемые оптические фильтры Фабри–Перо (FFPTF) с одномодовыми волоконными световодами (SMF) на входе и выходе, производства фирмы Micron Optics, успешно используются в перестраиваемых лазерах с различными активными элементами (см., например, [1, 2]). Такие лазеры применяются в оптической метрологии, спектроскопии, интерферометрии и в частности, в качестве источников излучения для оптической когерентной томографии (swept light source OCT). Ниже приводятся результаты предварительных исследований лабораторного макета подобного лазера, перестраиваемого в ближнем ИК диапазоне спектра 820–860 нм с помощью FFPTF во внешнем кольцевом оптоволоконном резонаторе. В качестве активного элемента был использован полупроводниковый оптический усилитель бегущей волны (типа SOA-352). По сравнению со схемами на основе акустооптических перестраиваемых фильтров (AOTFF) во внешнем линейном оптоволоконном резонаторе, используемыми в лазерах серии BroadSweeper [3, 4], данная схема обладает серьезным недостатком – необходимостью использования двух оптических изоляторов (ISO). В отличие от “телекоммуникационного” диапазона спектра 1300–1600 нм, ISO для ближнего ИК диапазона громоздки и дорогостоящи. Однако этот недостаток окупается возможностью получения очень высокой скорости перестройки длины волны – $10^6$ нм/с, а также более высокой выходной мощности при широкой полосе перестройки.

## Конфигурация и выходные характеристики ПОУ

Оптоволоконный перестраиваемый высокоскоростной фильтр Фабри–Перо, (модель FTP-TF-830) обладал областью свободной дисперсии 135 нм. Его спектр оптического пропускания при фиксированном электрическом напряжении на пьезокристалле фильтра представлен на рис. 1. На рис. 2 изображена, кривая перестройки, иллюстрирующая изменение резонансной длины волны в зависимости от приложенного напряжения.

В качестве активного элемента был использован экспериментальный модуль SOA-352 на основе квантоворазмерной лазерной гетероструктуры, имеющий SMF на входе и выходе. Спектры усиления малого сигнала (SMF-to-SFM gain) при различных токах инжекции этого усилителя представлены на рис. 3.

К сожалению, коротковолновое крыло спектра усиления ($\lambda < 820$ нм) оказалось за пределами полосы перестройки FFPTF. На рис. 4 представлена схема лазера. Кроме названных элементов в нее вошли оптоволоконные изоляторы и оптоволоконные разветвители с центральной длиной волны 850 нм производства AC Photonics, контроллер поляризации производства OZ Optics. Во всех оптических элементах схемы было использовано волокно типа Corning Pure Mode 780. Ток инжекции SOA, управляющее напряжение FFPTF и их термостабилизация обеспечивались специальными электронными контроллерами. Все измерения проводились в режиме непрерывной инжекции при температуре 25°C.

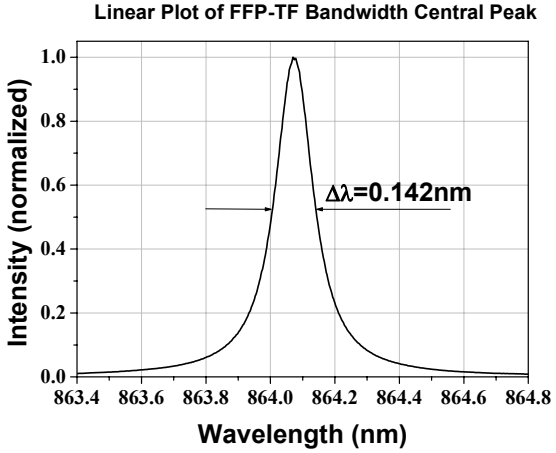



Fig. 1. Transmission spectrum of FFPTF at $U_0 = 9.0$V.

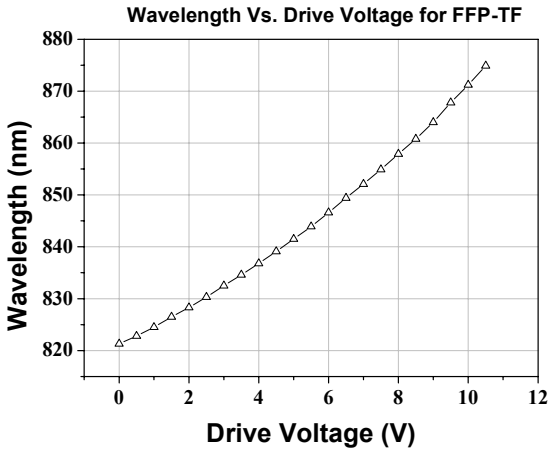



Fig. 2. Tuning curve of FFPTF.

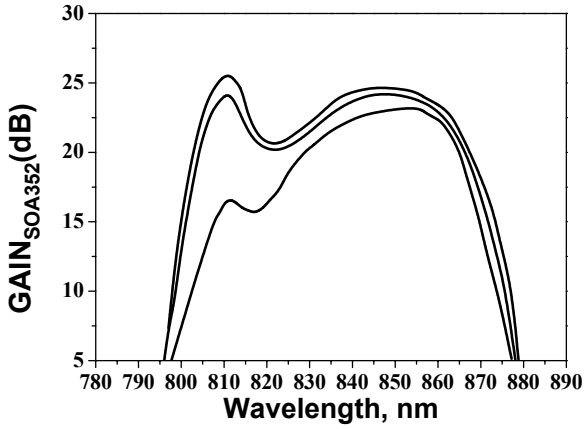



Fig. 3. Small-signal gain spectra of SOA-352 at different injection currents $I_{SOA}$: (1) 140, (2) 168, (3) 180 mA.

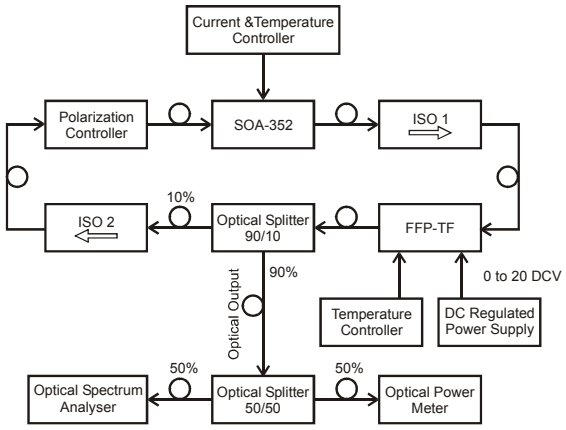
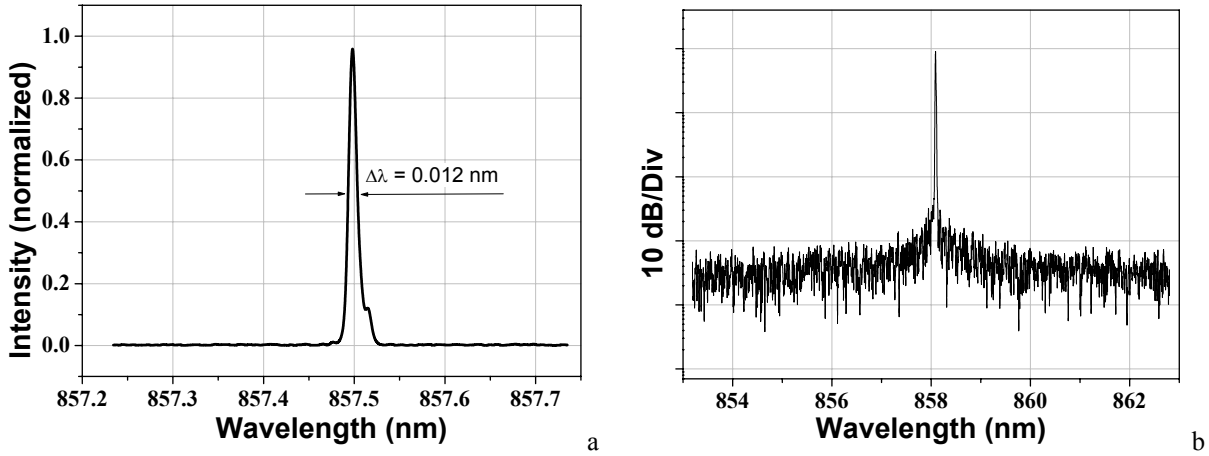



Fig. 4. Block-diagram of tunable laser.

В данной работе мы ограничились исследованием плавной ручной перестройки длины волны. Порог генерации лазера сильно зависел от длины волны. Минимальный пороговый ток около 50 мА наблюдался вблизи $\lambda = 855$ нм, что соответствует квантовым переходам из основного состояния энергетического спектра. Типичный спектр излучения лазера представлен на рис. 5.

Спектральная полуширина линии составляла около 0,01 нм, что на порядок меньше, чем полоса пропускания фильтра, степень подавления побочных мод (SMS) превышала 35 дБ. В данной работе мы ограничились выходной мощностью 10 мВт, что с учетом потерь в SOA, ISO, FFPTF и в выходном разветвителе соответствует 40 мВт на

торцевой грани кристалла SOA. Порог катастрофической оптической деградации (КОД) подобных активных элементов составляет около 100 мВт. Типичные перестроечные кривые лазера при постоянных токах инжекции $I_{SOA}$ представлены на рис. 6. Как и следовало ожидать, они схожи с кривыми, полученными для подобных лазеров с другими активными элементами в других спектральных диапазонах [1, 2].




a b

Fig. 5. Emission spectrum at $U_0 = 8.0$ V. (a) linear scale, (b) logarithmic scale.

Особый интерес вызывают лазеры с системой автоматического контроля выходной мощности в процессе перестройки (АРС), позволяющей значительно расширить полосу перестройки. Это иллюстрируют кривые на рис. 7, где представлены зависимости $I_{SOA}(\lambda)$ при различных уровнях выходной мощности $P_{SM}$.

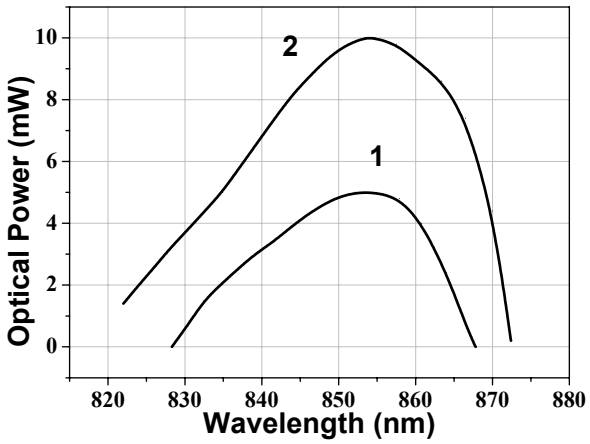



Fig. 6. Dependence $P_{SM}(\lambda)$ at different $I_{SOA}$: (1) 93 mA, (2) 134 mA.

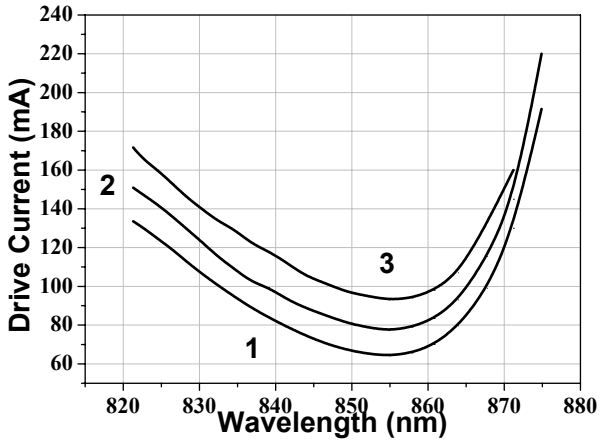



Fig. 7. Dependence $I_{SOA}(\lambda)$ at different $P_{SM}$: (1) 1 mW, (2) 3 mW, (3) 5 mW.

В настоящее время мы располагаем системами АРС, работоспособными при частоте свипирования до 2 кГц. Они могут быть использованы и в данном лазере, однако FFPTF, в принципе, может обеспечить частоты свипирования на порядок больше. Разработка соответствующих скоростных систем АРС представляется весьма актуальной.

**Заключение**

Исследован лабораторный макет лазера с широкополосным SOA в качестве активного элемента и перестраиваемым фильтром Фабри–Перо во внешнем кольцевом

оптоволоконном резонаторе. Получена непрерывная перестройка длины волны в спектральном диапазоне 820–875 нм при ширине линии около 0.01 нм и непрерывной выходной оптической мощности до 10 мВт через SMF. В настоящее время разрабатывается подобный SOA с квантоворазмерным активным слоем из (InGa)As с центральной длиной волны, смещенной в длинноволновую сторону. Ожидается что его использование в данном макете, позволит реализовать перестройку в полосе 820–900 нм, весьма актуальной для систем ОСТ. На повестке дня - исследования динамических характеристик подобных лазеров.

**Литература**


1. M. A. Choma, K. Hsu, J. A. Izatt "Swept-source optical coherence tomography using an all-fiber 1300 nm fiber ring swept lasers source" J. Biomed Opt. 10 (4), 044009 (2005).
2. F. D. Nielsen, L. Thrane, J. Block, K. Hsu, A. Bjarklev, P. E. Anderson "Swept-wavelength source for optical coherence tomography in the 1 □m range" SPIE-OSA Biomed Opt. 5861, 5861OH-2 (2005).
3. Е. В. Андреева, Л. Н. Магдич, Д. С. Мамедов, А. А. Руенков, М. В. Шраменко, С. Д. Якубович "Перестраиваемый полупроводниковый лазер с акустооптическим фильтром во внешнем оптоволоконном резонаторе" Квантовая электроника 36 (4), 324 (2006).
4. E. V. Andreeva, M. V. Shramenko, P. I. Lapin, S. D. Yakubovich "Tunable semiconductor lasers with acousto-optic filters in an external cavity" 6th Belaruss.-Russ. Workshop "Semiconductor Lasers and Systems", Book of Papers, P. 63 (2007).


## Semiconductor laser with tunable Fabry–Perot filter in an external fiberoptic ring cavity


K. Hsu, A. A. Lobintsov [a], V. R. Shidlovsky [a], M. V. Shramenko [a], and S. D. Yakubovich [b]

*Micron Optics, Inc. 1852 Century Place NE, Atlanta Ga 30345, USA*
*[a]SUPERLUM Ltd., PO Box 70, 117454 Moscow, Russia*
*[b]MIREA (technical university), Vernadskogo Ave. 78, 119454 Moscow, Russia;*
*e-mail: yakubovich@superlumdiodes.com*



Tunable laser with ring fiberoptic external cavity containing Fabry–Perot filter and broad-band semiconductor optical amplifier (SOA) as active element was studied. Tuning in the spectral range of 820–875 nm with linewidth near 0.01 nm and CW output optical power ex SMF of up to 10 mW was obtained.



**Key words:** tunable laser, ring laser, semiconductor optical amplifier, quantum-well heterostructure.

# Особенности работы твердотельного лазера с линзоподобным Nd: YLF при неоднородной продольной диодной накачке

В. В. Безотосный, М. В. Горбунков, М. С. Кривонос, В. А. Олещенко, Ю. М. Попов, В. Г. Тункин, Е. А. Чешев

*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия;*
*e-mail: krivonosMihail87@yandex.ru*
*МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

В лазере с линзоподобным Nd: YLF [100] активным элементом исследована зависимость пространственных характеристик его излучения от длины резонатора в условиях продольной диодной накачки. Обнаружено переключение длины волны с 1,047 мкм на 1,053 мкм и поляризации вблизи «критических» конфигураций резонатора. Экспериментально исследован механизм явления, определены условия, при которых двулучепреломление в Nd: YLF активном элементе позволяет осуществлять двухчастотную генерацию.

**Ключевые слова:** твердотельный лазер, продольная диодная накачка, двухчастотная генерация.

Продольная диодная накачка твердотельных лазеров позволяет получать лазерные пучки близкие к гауссовой моде при высокой эффективности генерации. Для этой цели накачка должна быть неоднородной, т. е. размеры пучка накачки должны быть меньше, чем диаметр гауссовой моды [1]. В этом случае структура лазерного пучка зависит от длины резонатора $L$ и может существенно отличаться от гауссовой моды при некоторых значениях $L$, соответствующих «критическим» конфигурациям резонатора, определяемых соотношением

$$\arccos(g_1 g_2)^{1/2} = \pi r/s, \qquad (1)$$

где $r/s$ – правильная дробь, характеризующая вырождение, $g_{1,2} = 1 - L/R_{1,2}$ – параметры устойчивости резонатора, $R_{1,2}$ – радиусы кривизны зеркал резонатора. Вблизи таких конфигураций обнаружено снижение порога генерации. В то же время в промежутках между значениями $L$, соответствующими «критическим» конфигурациям, лазерное излучение близко по структуре к гауссовой моде. Такое поведение было продемонстрировано как для CW лазеров [2, 3], так и для лазера с модуляцией добротности [4].

Экспериментальные исследования были выполнены с резонатором, схема которого приведена на рис. 1. Резонатор лазера образован двумя плоскими зеркалами М1 и М2. Зеркало М1 нанесено на плоский торец активного элемента (АЭ), является глухим для длин волн генерации 1,047 мкм, 1,053 мкм и просветлено на длине волны накачки 805 нм. Другая поверхность АЭ сферическая ($R$ – 60 мм) просветлена для длин волн генерации. Длина АЭ 6 мм. Из-за двулучепреломления в кристалле Nd: YLF АЭ представлял собой бифокальную линзу, фокусное расстояние которой различно для обыкновенной и необыкновенной волн. В условиях неоднородной продольной накачки использование такого АЭ приводило к расщеплению критических конфигураций для излучений на длинах волн 1,047 и 1,053 мкм с взаимно ортогональными поляризациями. Диаметр гауссовой моды на зеркале М1 составлял около 400 мкм. Выходное зеркало М2 имело коэффициенты отражения 92 %, 89 %, 75%, 99%.

В качестве источника излучения накачки использовался одиночный лазерный диод ЛД с рабочей длиной волны излучения $\lambda = 805$ нм с шириной полоскового контакта 2×150 мкм. Для согласования линии излучения ЛД с полосой поглощения иона-активатора АЭ источник накачки был термостатирован. Во всех экспериментах

поляризация излучения ЛД совпадала с кристаллографической осью АЭ.

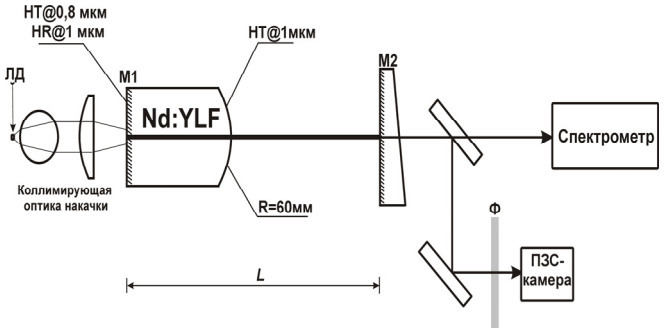



Рис. 1. Схема Nd: YLF-лазера с линзоподобным активным элементом.

Расходимость излучения ЛД составляла 24° по оси, перпендикулярной плоскости гетероперехода («быстрая» ось), и 8° по оси, параллельной плоскости гетероперехода («медленная» ось). Коллимация излучения ЛД вдоль «быстрой» оси осуществлялась цилиндрической линзой, затем сферической линзой осуществлялась формирование пучка накачки в АЭ. Путем изменения рабочих отрезков сферической линзы имелась возможность изменять геометрические размеры накачки в АЭ, которые составляли 120×100 мкм по уровню 0,5, степень неоднородности накачки (отношение диаметра нулевой моды к диаметру накачки) 3,3×4 – «жесткая» фокусировка или 250×200 мкм, степень неоднородности составляет 1,6×2 – «мягкая» фокусировка. Зеркало М2 было установлено на моторизованную платформу фирмы Standa, что позволяло перемещать его в пределах области устойчивости вдоль оси резонатора без разъюстировки.

Распределения интенсивности выходного излучения регистрировались CCD-камерой THORLABS BC106-VIS, установленной на расстоянии 30 см от выходного зеркала. Ослабление интенсивности излучения, падающего на ПЗС матрицу CCD-камеры, осуществлялось при двукратном отражении на поверхностях образцовых плоскопараллельные пластин из стекла К8. Перед CCD-камерой были установлены светофильтры Ф для подавления излучения накачки и видимого излучения, рис. 1. Измерение мощности лазерного излучения осуществлялось измерителем мощности FieldMaster с измерительной головкой LM-10.

В эксперименте с кристаллом Nd: YLF длина резонатора изменялась от 60 мм до 85 мм, что соответствует изменению $g_1 g_2$ от 0,405 до 0,598 для пустого резонатора. В указанном отрезке наблюдалась выраженная критическая конфигурация, связанная с формированием существенно негауссового распределения энергии в выходном излучении, при длине резонатора $L_{AM}$ = 71,5 мм ( $g_1 g_2$ = 0,498).

В полуконфокальной конфигурации распределение интенсивности существенно негауссово, при мощности накачки менее 1 Вт оно представляет собой кольцевые структуры. Поляризация излучения поворачивается при вращении кристалла Nd: YLF вокруг оси резонатора. При увеличении мощности накачки области критических конфигураций расширяются и в целом смещаются в сторону уменьшения длины резонатора, вследствие увеличения оптической силы термооптической линзы. Распределения интенсивности при отстройке от полуконфокальной конфигурации близки к гауссовым при мощностях накачки вплоть до 5 Вт.

Одним из перспективных применений может быть использование такого лазера для формирований переходных микроотверстий в кремниевой пластине, например, для целей изготовления элементов солнечных батарей. Пространственное качество

излучения демонстрируют полученные отверстия в кремниевой пластине толщиной 200 мкм, рис. 2.

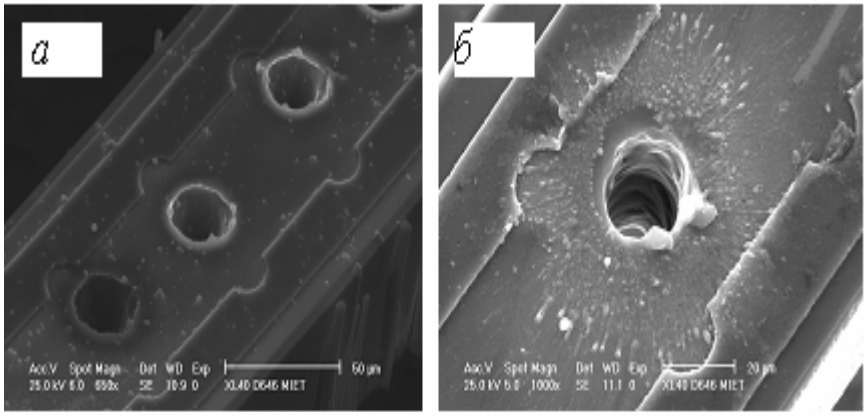



Рис. 2. Отверстия в кремниевых пластинах, полученные с использованием твердотельного лазера на Nd: YLF (а) и волоконного лазера (б).

При отстройке длины резонатора от области генерации пучка, близкого к гауссовому, в направлении к полуконфокальной в некоторой узкой области ($L_{AM}$ = 77 мм) наблюдалось переключение длины волны излучения лазера с 1,047 на 1,053 мкм и одновременно переключение поляризации излучения на ортогональную. В переходной области путем выбора длины резонатора можно реализовать режим CW генерации на двух длинах волн 1,047 и 1,053 мкм приблизительно одинаковой интенсивности.

В эксперименте определялась зависимость пороговой мощности накачки от длины резонатора. Измерения проводились в областях вырождений, соответствующих «критическим» конфигурациям резонатора, определяемых значениями дроби $r/s$ = 1/4, 1/3, 3/8, 2/5. В условиях «жесткой» фокусировки наблюдались минимумы порога генерации вблизи «критических» конфигураций резонатора соответственно для длин волн 1,047 и 1,053 мкм. При «мягкой» фокусировке излучение минимум порога накачки для длины волны 1,053 мкм не наблюдается, а минимум для длины волны генерации 1,047 мкм становится менее глубоким.

На рис. 3 приведены зависимости пороговой мощности накачки от длины резонатора Nd: YLF-лазера в областях «критических» конфигураций с $r/s$ = 1/4; 1/3 в условиях «мягкой» и «жесткой» фокусировок излучения накачки, а также доля мощности излучения с длиной волны 1,053 мкм в выходном пучке лазера.

Полученные экспериментально значения длин резонатора ($L_{кр}$), при которых наблюдалось снижение порога генерации приведены в табл. 1. Расчет длин резонатора, соответствующих $r/s$ = 1/4; 1/3; 3/8; 2/5, осуществлялся на основе соотношения 1 и выражения для параметров устойчивости $g_1\, g_2$ использовавшегося резонатора:

$$g_1 g_2 = \left[1 + (L - l_{АЭ})\left(-\frac{n_{АЭ} - 1}{R_{АЭ}}\right)\right] \cdot \left[1 - \frac{l_{АЭ}(n_{АЭ} - 1)}{R_{АЭ} n_{АЭ}}\right], \qquad (2)$$

где $l_{АЭ}$ – длина АЭ, $L$ – длина резонатора, $n_{АЭ}$ – показатель преломления АЭ ($n_{АЭ}$(1,047 мкм) = 1,470, $n_{АЭ}$(1,053 мкм) = 1,448), $R_{АЭ}$ – радиус кривизны грани АЭ.

Рассчитанные значения длин резонатора и соответствующих расщеплений $\Delta L$ также приведены в табл. 1. Необходимо отметить, что расщепление – $\Delta L_L$ обусловлено

двулучепреломлением АЭ и составляет 0,13 мм для длин волн 1,047 мкм и 1,053 мкм. Наибольший вклад в суммарное расщепление $\Delta L$ вносит различие фокусного расстояния из-за двулучепреломления сферической поверхности АЭ – $\Delta L_R$. Видно, что экспериментальные значения находятся в хорошем соответствии с расчетными.

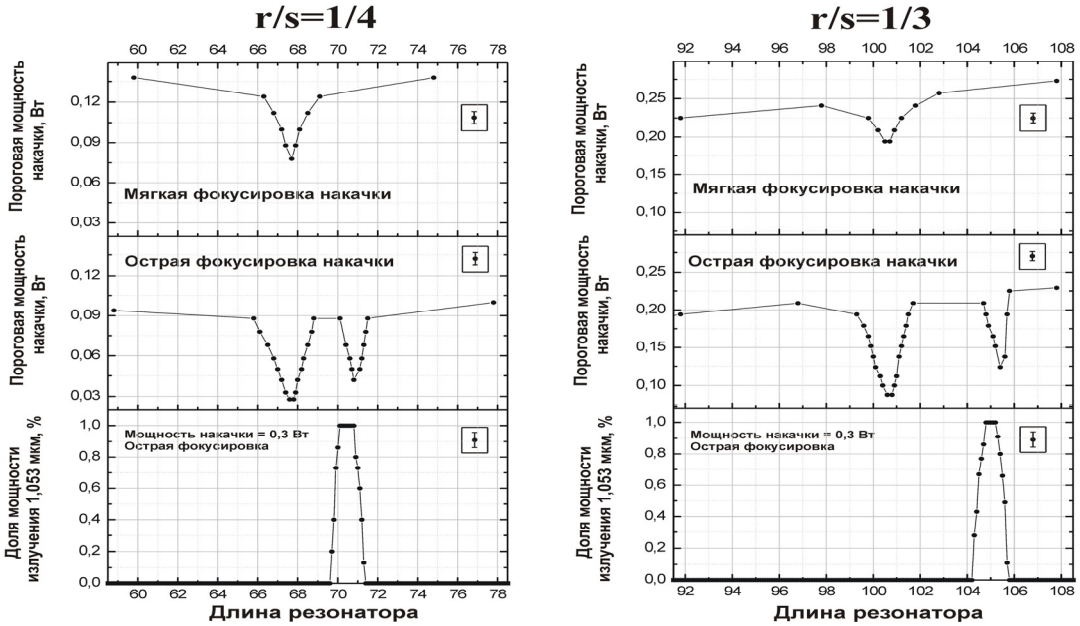



Рис. 3. Пороговые уровни мощности накачки Nd: YLF-лазера в областях «критических» конфигураций резонатора с $r/s$ = 1/4;1/3 в условиях «мягкой» и «жесткой» фокусировок накачки и доля излучения на длине волны 1,053 мкм в выходном пучке лазера.

Таблица 1.

| $r/s$ | $g_1 g_2$ | $L_{расч}(1{,}047)$, мм<br>$L_{расч}(1{,}053)$, мм | $L_{эксп}(1{,}047)$, мм<br>$L_{эксп}(1{,}053)$ ,мм | $\Delta L = \Delta L_L + \Delta L_R$, мм | $\Delta L_{эксп}$, мм | Область генерации 1053 нм, мм |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1/4 | 0,5 | 67,7 | $67{,}8 \pm 0{,}2$ | 3,1 | $3{,}2 \pm 0{,}2$ | 2,8 |
| | | 70,8 | $70{,}8 \pm 0{,}2$ | | | |
| 1/3 | 0,25 | 100,7 | $100{,}7 \pm 0{,}2$ | 4,7 | $4{,}8 \pm 0{,}2$ | 1,8 |
| | | 105,4 | $105{,}3 \pm 0{,}2$ | | | |
| 3/8 | 0,146 | 114,3 | $114{,}2 \pm 0{,}2$ | 5,4 | $4{,}6 \pm 0{,}2$ | 0,9 |
| | | 119,7 | $119{,}7 \pm 0{,}2$ | | | |
| 2/5 | 0,095 | 121,1 | $121{,}0 \pm 0{,}2$ | 5,6 | $4{,}8 \pm 0{,}2$ | 0,5 |
| | | 126,7 | $126{,}6 \pm 0{,}2$ | | | |

В настоящей работе получена устойчивая двухчастотная генерация одновременно на 1,047 мкм и 1,053 мкм в резонаторе с линзоподобным Nd: YLF активным элементом при использовании неоднородной продольной накачки путем выбора нужной длины резонатора. Зависимость доли мощности излучения на длине волны 1,053 мкм от длины резонатора при мощности накачки 2 Вт вблизи полуконфокальной конфигурации ($r/s$ = 1/4) приведена на рис. 4.

Управление длиной волны генерации осуществлялось путем изменения длины вблизи «критических» конфигураций резонатора. Такой источник представляется перспективным для использования в компактных эффективных генераторах излучения 1,63 ТГц в схемах генерации разностной частоты.

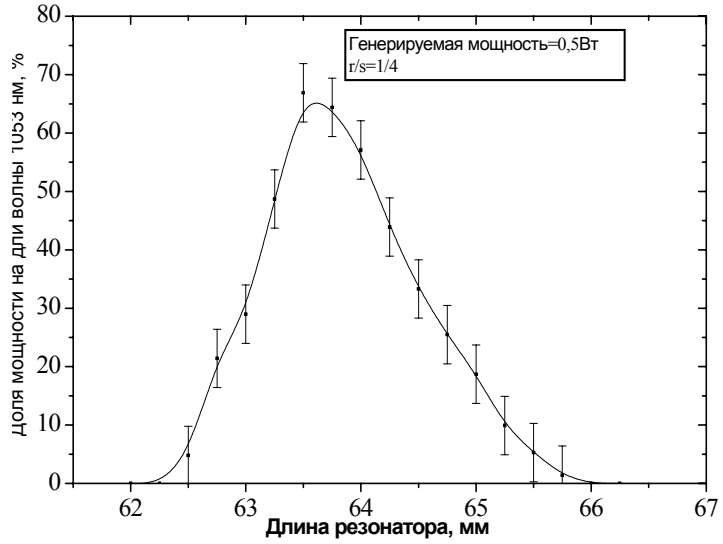



Рис. 4. Доля мощности излучения лазера на длине волны $\lambda$ = 1,053 мкм вблизи полуконфокальной конфигурации при мощности накачки 2 Вт.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Гранты №№ 11-02-00922-а, 08-08-00108-а, 09-02-01190-а) и Учебно-научного комплекса ФИАН.

**Литература**

1. Безотосный В.В., Кривонос М.С., Попов Ю.М., Чешев Е.А., Тункин В.Г., Горбунков М.В., Кострюков П.В., «Твердотельные лазеры с лазерной диодной накачкой на основе Nd: YLF», Изв. высших учебных заведений. Физика, 6, 2011.
2. Hsiao-Hua Wu, Chich-Chang Sheu, Ting-Wei Chen, Ming-Dar Wei, Wen-Feng Hsieh, «Observation of power drop and low threshold due to beam waist shrinkage around critical configurations in an end-pumped Nd: YVO4 laser», Opt. Commun. **165**, 225–229 (1999).
3. Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Kostryukov P.V., Tunkin V.G., «Manifestation of active medium astigmatism at transverse mode locking in a diode end-pumped stable resonator laser», Appl. Opt. **47**, 3651 (2008).
4. Besotosnii V., Cheshev E., Gorbunkov M., Kostryukov P., Krivonos M., Tunkin V., Jakovlev D., «Diode end-pumped acousto-optically Q-switched compact Nd: YLF laser», Appl. Phys. B **101**, 71–74 (2010).

# Нелинейная генерация разностной частоты среднего и дальнего ИК в волноводах с модулированным профилем диэлектрической проницаемости и поверхностным выводом излучения

К. Б. Микитчук, А. А. Афоненко

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: vasil_chm@yahoo.com*

В работе проанализирован способ осуществления квазисинхронизма для нелинейной генерации разностной частоты в планарных волноводах с модулированным профилем диэлектрической проницаемости при выводе излучения через поверхность структуры. Показано, что при мощности волн накачки 10 Вт мощность нелинейного преобразования может составлять 0.12 мВт/мм$^2$ в диапазоне длин волн 11–24 мкм и 6 мВт/мм$^2$ на длине волны ~ 36 мкм.

**Ключевые слова**: нелинейная генерация, квазисинхронизм, средний и дальний ИК.

## Введение

Нелинейное преобразование частоты позволяет создавать источники среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазона [1, 2]. В особенности представляет интерес реализация такого преобразования в спектральном диапазоне, где генерация в квантово-каскадных лазерах при комнатной температуре не реализована ($\lambda > 16$ мкм, [3, 4]). Эффективному нелинейному взаимодействию мод ближнего ИК-диапазона в планарных волноводах полупроводниковых гетероструктур препятствует нормальная дисперсия показателя преломления. Ранее был предложен ряд методов осуществления фазового синхронизма [5–8]. В работе рассмотрен новый метод осуществления квазисинхронизма с помощью модуляции диэлектрической проницаемости волновода.

## Расчет разностной моды в модулированных волноводах

Анализировались гетероструктура (рис. 1), включающая планарный волновод для волн накачки InGaP/GaAs/InGaP, при этом область с модулированным показателем преломления была образованна чередованием воздух–GaAs.

При TE-модах накачки нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте TM-моду [5]. Считая, что волноводное распространение осуществляется в направлении оси $x$, ось $z$ нормальна к плоскости слоев, напряженность магнитного поля направлена вдоль оси $y$ и находится из уравнения:

$$\left\{\frac{d}{dx}\frac{1}{\varepsilon(x,z)}\frac{d}{dx}+\frac{d}{dz}\frac{1}{\varepsilon(x,z)}\frac{d}{dz}+k_0^2\right\}H_y(x,z)=-\frac{2\varepsilon^{(2)}(z)k_x k_0 E_1^*(z)E_2(z)}{\varepsilon(x,z)}\exp\left(ik_x x\right), \qquad (1)$$

здесь $k_0=\omega/c$ – волновое число для вакуума, $\varepsilon$ – диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon^{(2)}$ – нелинейная диэлектрическая проницаемость, $k_x$ – волновое число для разностной моды, $E_1, E_2$ – амплитуды полей высокочастотных мод [5].

Решение уравнений для TM мод будем искать в виде разложения по гармоникам:

$$H_y(x,z)=\sum_{m=-M}^{M}H_{ym}(z)\exp\left(i(k_x+m\beta)x\right). \qquad (2)$$

Здесь $H_{ym}(z)$ - амплитуды гармоник магнитного поля, $\beta = 2\pi / L$, $L$ – период гофра. При этом для модулированной области обратную диэлектрическую проницаемость разлагали в ряд Фурье с коэффициентами разложения $\kappa_{m,n}(z)$ и постоянной составляющей $1/\overline{\varepsilon}$.

После подстановки разложения (2) в уравнение (1) собираем слагаемые при экспонентах с одинаковыми показателями, получаем систему дифференциальных уравнений, где *m*-е уравнение выглядит следующим образом:

$$\left[k_0^2 - \frac{(k_x + m\beta)^2}{\overline{\varepsilon}(z)} + \frac{d}{dz}\frac{1}{\overline{\varepsilon}(z)}\frac{d}{dz}\right]H_{ym}(z) -$$

$$-(k_x + m\beta)\sum_{n=-M}^{M}\left[\frac{\kappa_{m-n}(z)}{\overline{\varepsilon}(z)}(k_x + n\beta) + \frac{d}{dz}\frac{\kappa_{m-n}(z)}{\overline{\varepsilon}(z)}\frac{d}{dz}\right]H_{yn}(z) = -\frac{2\varepsilon^{(2)}(z)k_x k_0 E_1^*(z)E_2(z)}{\overline{\varepsilon}(z)}\delta_{0m}, \qquad (3)$$

где $\delta_{0m}$ – символ Кронекера.

При решении (3) считалось $\overline{\varepsilon}(z) = \text{const}$ в пределах каждого слоя. Общее решение $H_{ym}(z)$ в отдельных слоях имело координатную зависимость в виде суммы встречных волн $\sim \exp(\pm ik_{zmj}z)$. Для однородного *j*-го слоя *z*-проекция волнового вектора находилась из $k_{zmj}^2 = \overline{\varepsilon}_j k_0^2 - (k_x + m\beta)^2$. В слое с модулированной диэлектрической проницаемостью поиск общего решения представлял собой обобщенную задачу на собственные значения и векторы. На границах слоев считались непрерывными амплитуды гармоник $H_{ym}$ и комбинации производных:

$$\frac{1}{\overline{\varepsilon}(z)}\left[\frac{d}{dz}H_{ym}(z) + \sum_{n=-M}^{M}\kappa_{m-n}(z)\frac{d}{dz}H_{yn}(z)\right]. \qquad (4)$$

Система уравнений (4) с заданными граничными условиями сводилась к линейной системе уравнений для амплитуд встречных волн.

**Результаты расчетов**

При расчетах параметры материалов брались из [5, 6]. Мощность мод накачки полагалась равной 10 Вт [9]. Толщина гофрированного слоя и период модуляции показателя преломления оптимизировались для определенной длины волны. На рис. 1 приведена структура для поверхностного вывода излучения.

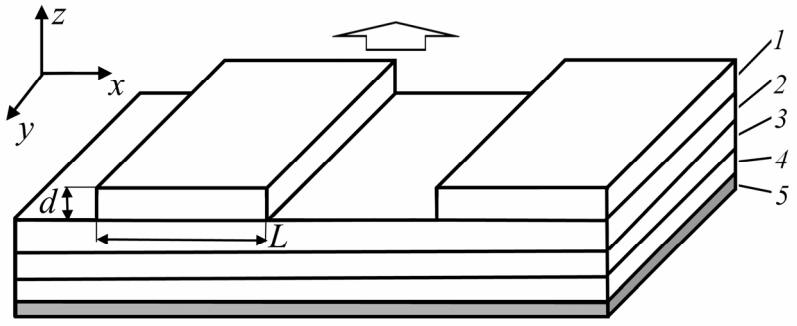



Рис. 1. – Исследуемая структура, стрелкой указано направление вывода излучения (1, 3 - GaAs, 2, 4 - InGaP, 5 - металл).

Результаты расчета мощности представлены на рис. 2. Для структуры с поверхностным выводом излучения (рис. 1) излучаемая мощность достигает 6 мкВт при длине структуры 500 мкм, что соответствует 0.12 мВт/мм$^2$. В зависимости мощности от длины волны обнаруживаются широкие области резонансного возрастания мощности. Это позволяет снизить требования к точности изготовления гофра заданного периода. При использовании перестраиваемых источников это позволяет изменять длину разностной волны в широких пределах без перестройки волноводной структуры. Провалы в резонансных пиках обусловлены отсутствием при заданных параметрах излучательных мод в направлениях, отличных от нормали к поверхности, а излучение в направлении нормали невозможно ввиду перпендикулярности нелинейной поляризации к плоскости слоев.

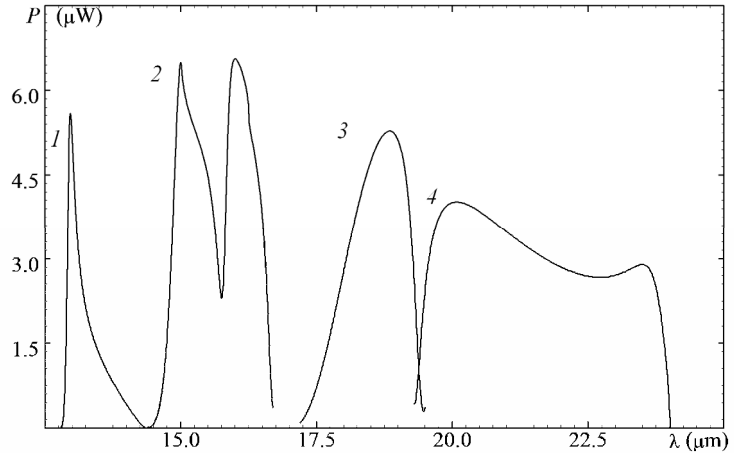



Рис. 2. – Зависимость мощности нелинейной генерации $P$ от длины волны $\lambda$ для структуры с поверхностным выводом излучения. Период $L$ и толщина $d$ модулированного слоя оптимизированы для различных длин волн: $L = 13.0 \div 15.5$ мкм $d = 3.1 \div 4.5$ мкм (кривые 1–4).

В диапазоне длин волн около 36 мкм в структуре с поверхностным выводом излучения при той же длине мощность может достигать порядка 300 мкВт (рис. 3), что соответствует 6 мВт/мм$^2$. Рост мощности в основном обеспечивается резонансным увеличением нелинейной диэлектрической проницаемости [5].

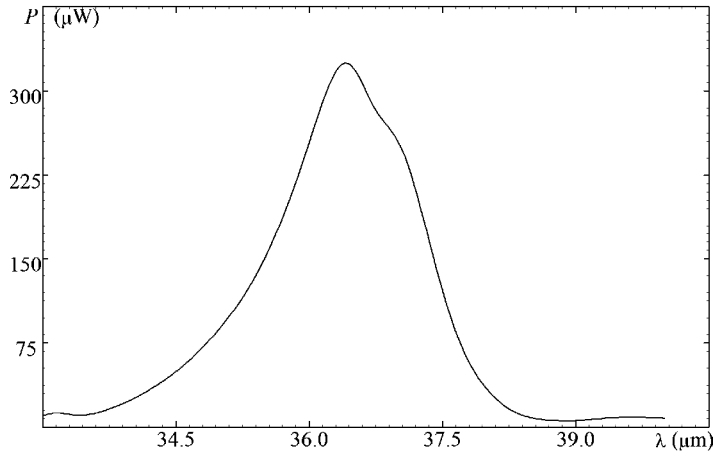



Рис. 3. – Зависимость мощности нелинейной генерации $P$ от длины волны $\lambda$ для структуры, параметры которой оптимизированы для $\lambda = 36$ мкм.

**Заключение**

В данной работе развит метод связанных волн применительно к расчету мощности нелинейной генерации в планарных структурах с областями модулированной диэлектрической проницаемости. Расчеты показали, что при мощности волн накачки 10 Вт мощность нелинейного преобразования может составлять 0.12 мВт/мм$^2$ в диапазоне длин волн 11–24 мкм и 6 мВт/мм$^2$ около длины волны 36 мкм.

**Литература**


5. M. A. Belkin, F. Capasso, F. Xie, *et al*. Room temperature terahertz quantum cascade laser source based on intracavity difference-frequency generation. Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92, No. 20. P. 201101.
6. Б. Н. Звонков, А. А. Бирюков, С. М. Некоркин и др. Генерация излучения разностной частоты в двухчиповом лазере. ФТП. 2009. Т. 43, № 2. С 220.
7. M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers. Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81, No. 8. P. 1381.
8. J. Faist. Recent advansesextend spectral output of QC lasers. Laser Focus World. 2008. Vol. 4. P. 71
9. В. Я. Алешкин, А. А. Афоненко, Н. Б. Звонков. Генерация разностной моды в полупроводниковых лазерах. ФТП. 2001. Т. 35, № 10. С. 1256.
10. А. А. Афоненко, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов. Нелинейная генерация дальнего инфракрасного излучения в двухчастотных полупроводниковых лазерах. ФТП. 2004. Т. 38, № 2. С. 244.
11. В. Я. Алешкин, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов. Нелинейная генерация излучения среднего инфракрасного диапазона в двухчастотных полупроводниковых лазерах с гофрированным волноводом. ЖТФ. 2004. Т. 74, № 11. С. 92.
12. В. Я. Алешкин, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов. Генерация излучения на разностной частоте среднего и дальнего инфракрасных диапазонов в полупроводниковых волноводах на основе фосфида галлия. ЖТФ. 2006. Т. 76. С. 98.
13. Д. А. Винокуров, С. А. Зорина, В. А. Капитонов и др. Мощные полупроводниковые лазеры на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения. ФТП. 2005. Т. 39, № 3. С. 388.


## Nonlinear mid- and far-IR difference frequency generation in the waveguides with modulated permittivity profile and surface output of radiation


K. B. Mikitchuk, A. A. Afonenko

*Belarusian State University, 4, F. Skorina Ave., Minsk, 220050, Belarus*



In this paper the way for implementation of nonlinear difference frequency generation in planar waveguides with a modulated permittivity profile have been analyzed. It is shown that if the power of the pump wave is 10 W, wavelength of nonlinear conversed radiation in the range 11–24 μm can obtain 0.12 mW/mm$^2$ and near the wavelength of ~ 36 μm – 6 mW/mm$^2$ with the surface output of radiation.



**Keywords**: nonlinear generation, mid- and far IR, quasi-phase matching.

# Генерация разностной частоты в импульсном режиме полупроводникового двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором

Ю. А. Морозов [а], М. Ю. Морозов [а], И. В. Красникова [б]

[а] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН Саратовский филиал, Саратов, Россия;e-mail: yuri.mor@rambler.ru*
[б] *Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия*

Проанализированы параметры излучения в среднем инфракрасном диапазоне (~ 17.1 мкм), реализуемого в результате внутрирезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия в импульсном режиме полупроводникового двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором. При анализе предполагалось, что в качестве нелинейного кристалла используется кристалл GaAs с регулярной доменной структурой и квазисинхронизмом. Показано, что максимальное значение импульсной мощности на разностной частоте составляет порядка 130 мВт при типичных параметрах лазера и накачки.

**Ключевые слова:** лазер с вертикальным внешним резонатором, импульсный режим, трехволновое нелинейно-оптическое взаимодействие.

## Введение

Твердотельные лазеры на основе редкоземельных элементов с оптической накачкой известны достаточно давно (см., например, [1]). Применение концепции, положенной в основу этих лазеров, к полупроводниковым структурам привело к созданию так называемых дисковых полупроводниковых лазеров, или, иначе говоря, полупроводниковых лазеров с вертикальным внешним резонатором и оптической накачкой (ЛВВР) [2]. Наряду с иными достоинствами, ЛВВР имеют большой потенциал по осуществлению эффективного внутрирезонаторного нелинейно-оптического преобразования частоты. Эти возможности еще более расширились после создания двухчастотного образца этого прибора [3]. В этом лазере, излучающем одновременно два коаксиальных гауссовых пучка на двух длинах волн в ближнем инфракрасном диапазоне, возможно эффективное внутрирезонаторное нелинейно-оптическое взаимодействие, сопровождающееся излучением комбинационных частот, в том числе, суммарной и разностной. На наш взгляд, наиболее привлекательна перспектива применения двухчастотного ЛВВР для генерации разностной частоты, соответствующей среднему (или дальнему) участкам инфракрасного спектра (5–50 мкм). Несмотря на выдающиеся успехи квантово-каскадных лазеров, все еще остро стоит вопрос о создании удобных в использовании (без криогенного охлаждения), относительно простых, недорогих и отличающихся высоким качеством пучка генераторов излучения в этих диапазонах.

Оба лазерных пучка двухчастотного ЛВВР [3] имеют одинаковую *s*-поляризацию, то есть плоскость колебаний электрического вектора ортогональна плоскости резонатора. Поэтому применение обычных анизотропных нелинейных кристаллов ИК диапазона (например, GaSe, ZGP, $Ag_3AsS_3$ и др.) в данном образце лазера затруднено, поскольку возможен только синхронизм типа *IIB* (*e-eo* – для отрицательных кристаллов и *o-oe* – для положительных). Данный тип синхронизма подразумевает выполнение довольно жестких требований по величине анизотропии и дисперсии показателя преломления.

Один из возможных способов использования двухчастотного ЛВВР для внутрирезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия состоит в применении так называемых кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллов),

изготовленных на основе материалов группы $A^3B^5$ (GaAs, AlGaAs, InP и др.) [4]. Эти материалы изотропны, и поэтому для реализации фазового синхронизма взаимодействующих оптических полей используется принцип квазисинхронизма.

Двухчастотный ЛВВР может демонстрировать различные типы поведения в зависимости от параметров резонатора и полупроводниковой лазерной структуры [5]. В частности, он может работать либо в непрерывном режиме, либо в режиме периодической (или квазипериодической) импульсной генерации, причем для импульсного режима характерно почти одновременное возбуждение обеих компонент генерации (время запаздывания $\tau_d$ длинноволнового излучения относительно коротковолнового существенно меньше длительности импульсов). Анализ внутрирезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия для двухчастотного лазера в непрерывном режиме излучения проведен нами ранее [6]. В настоящем докладе приводятся результаты численного моделирования этого процесса для двухчастотного ЛВВР в импульсном режиме с нелинейным РДС-кристаллом, подобным тому, который был применен в [7].

## 1. Схема лазера с нелинейным РДС-кристаллом

Резонатор лазера в *Z*-конфигурации (рис.1) состоит из активного, двух поворотных сферических зеркал и выходного зеркала в геометрии, обеспечивающей возбуждение основной гауссовой моды $TEM_{00}$ на обеих генерируемых длинах волн. На выходное зеркало $M_3$ нанесено покрытие, обеспечивающее высокий коэффициент отражения для фундаментальных волн и малый коэффициент отражения для волны на разностной частоте. Зеркала $M_2$ и $M_3$ позволяют фокусировать фундаментальные пучки (с длиной волны $\lambda_S \approx 983$ нм и $\lambda_L \approx 1043$ нм – накачку и сигнальный пучок в терминологии параметрического взаимодействия) в нелинейный кристалл для повышения эффективности нелинейного преобразования.

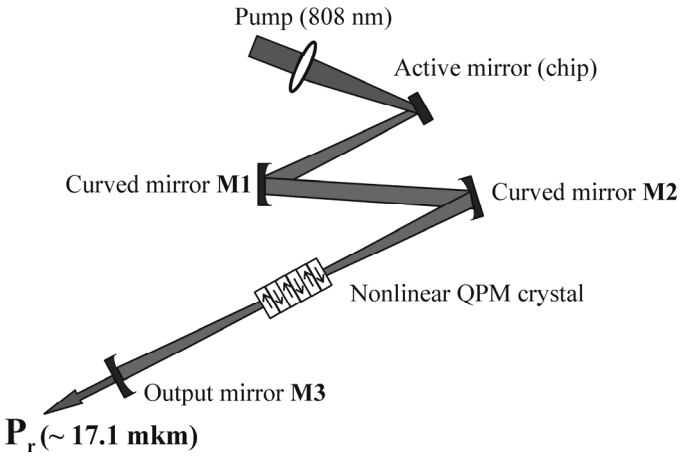



Рис. 1. – Схематическое представление лазерного резонатора с нелинейным кристаллом.

Главное отличие двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором от обычного ЛВВР состоит в устройстве активного лазерного зеркала или лазерного чипа. Это зеркало содержит, по крайней мере, две активных области, состоящие из квантовых ям различного компонентного состава ($In_xGa_{1-x}As$ с различными долями $x$), разделенных барьерами GaAs. Для предотвращения конкуренции активных областей за носители эти области разделены барьерным широкозонным слоем AlAs, прозрачным для излучения накачки, но непроницаемым для транспорта носителей. В отсутствие

такого блокинг-слоя практически все носители, сгенерированные накачкой, собираются более глубокими квантовыми ямами. Другой важной особенностью двухчастотного ЛВВР является то, что глубокие квантовые ямы располагаются приблизительно в узлах стоячей волны коротковолнового излучения. При этом обеспечивается наименьший уровень поглощения коротковолнового излучения в этих квантовых ямах и снижается оптическое взаимодействие между «длинноволновой» и «коротковолновой» активными областями. В то же время, как мелкие так и глубокие квантовые ямы находятся в пучностях стоячей волны «своего» поля, что обеспечивает наиболее оптимальное использование доступного коэффициента усиления. Более подробное описание устройства активного зеркала приведено в [3].

## 2. Результаты расчетов

Нелинейно-оптическое трехволновое взаимодействие было проанализировано методом медленно меняющихся амплитуд [4]. Для параметров излучения, генерируемого лазером, справедливо квазистатическое приближение, означающее, что при прохождении нелинейного кристалла временной сдвиг между импульсом на разностной частоте и импульсами излучения с длинами волн $\lambda_S$ и $\lambda_L$ составляет величину, намного меньшую длительности импульсов. Используя дополнительно приближение заданных амплитуд излучения на этих длинах волн, получим уравнение для комплексной амплитуды импульсного излучения на разностной частоте:

$$\frac{\partial A_r(\mu,z)}{\partial z}+\frac{\alpha_r}{2}A=-j\sigma A_S(\mu)A_L^*(\mu-\tau_d)e^{-j\Delta kz}. \qquad (1)$$

Здесь $A_S(\mu)$ и $A_L(\mu-\tau_d)$ – комплексные амплитуды импульсов с несущей длиной волны $\lambda_S$ и $\lambda_L$, соответственно, $\tau_d$ – время запаздывания импульсов коротковолнового излучения относительно длинноволнового, $\alpha_r$ – коэффициент поглощения излучения на разностной частоте, $\sigma=k_r d_{eff}/\varepsilon_r$ – коэффициент нелинейной связи ($k_r$ и $\varepsilon_r$ – волновой вектор и относительная диэлектрическая проницаемость нелинейного кристалла на разностной частоте, $d_{eff}=2d_{14}/\pi$ – эффективная нелинейная восприимчивость), $\Delta k=k_S-k_L-k_r-\pi/l_c$ – волновая расстройка ($k_{S,L}$ – волновые векторы, $l_c$ – длина когерентности, равная длине домена РДС-кристалла). В уравнении (1) используется локальное время $\mu=t-z/u$ ($u$ – групповая скорость распространения импульсов).

Решение уравнения (1), отвечающее максимальному значению мощности импульса $P_r$ на разностной частоте при условии точного синхронизма $\Delta k=0$, имеет

$$P_r=\frac{32\rho_0}{\pi w^2}\frac{d_{14}^2}{n_S n_L n_r}\left(\frac{L}{\lambda_r}\right)^2\exp\left[-\left(\frac{\tau_d}{\tau_{ps}}\right)^2\frac{1}{1+\eta^2}\right]\exp\left(-\frac{\alpha_r L}{2}\right)\left[\frac{\sinh\left(\frac{\alpha_r}{4}L\right)}{\left(\frac{\alpha_r}{4}L\right)}\right]^2 P_S P_L. \qquad (2)$$

Здесь $\rho_0=120\pi$ – волновое сопротивление свободного пространства, $\pi w^2$ – поперечное сечение взаимодействующих пучков, $n_{S,L,r}$ – показатели преломления, $L$ – длина РДС-кристалла, $\lambda_r$ – длина волны разностного излучения, $\tau_{ps}$ – половина длительности коротковолнового импульса, измеренная по уровню мощности $e^{-1}$,

$\eta = \tau_{p_L} / \tau_{p_S}$ – отношение длительностей импульсов, $P_{S,L}$ – максимальное значение мощности импульса коротковолнового и длинноволнового излучения соответственно. При анализе мы полагали, что эти импульсы имеют гауссову форму огибающей.

Расчеты по формуле (2) дают значение мощности $P_r \approx 130$ мВт при следующих значениях параметров: $w = 100$ мкм, $n_{S,L} \approx 3.5$, $n_r \approx 3.2$, $d_{14} \approx 110$ пм/В, $L = 5$ мм, $\lambda_r \approx 17.1$ мкм, $\tau_d = 10$ пс, $\tau_{p_S} = 20$ пс, $\tau_{p_L} = 25$ пс, $\alpha_r = 1$ см$^{-1}$, $P_S = 125$ Вт, $P_L = 150$ Вт.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 10-02-01074-а).

**Литература**

14. J. Quarles, A. Rosenbaum, C. L. Marquardt and L. Esterowitz. Flash-lamp pumped, efficient room temperature Cr, Tm: YAG laser operation at 2.01 μm wavelength. Opt. Lett. 1990. Vol. 15. P. 42–44.
15. M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Spraque, A. Mooradian. High-power (> 0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-mitting lasers with circular $TEM_{00}$ beams. IEEE Photon. Technol. Lett. 1997. Vol. 9. P. 1063–1065.
16. T. Leinonen, Yu. A. Morozov, A. Härkönen, and M. Pessa. Vertical external-cavity surface-emitting laser for dual-wavelength generation. IEEE Photon. Technol. Lett. 2005. Vol. 17. P. 2508–2510.
17. В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов. Прикладная нелинейная оптика. М.: «Физматлит», 2004.
18. М. Ю. Морозов, Ю. А. Морозов, И. В. Красникова. Динамические режимы двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором. Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55, № 10. С. 1243–1249.
19. Ю. А. Морозов, T. Leinonen, В. В. Попов, М. Ю. Морозов. Нелинейно-оптическое преобразование частоты в средний инфракрасный диапазон в двухцветном лазере с вертикальным внешним резонатором. Сб. ст. 6-го Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». Минск, 2007. С. 39–42.
20. O. Levi, T. Pinguet, T. Skauli, L. A. Eyres, K. R. Parameswaran, J. S. Harris, M. Fejer, T. J. Kulp, S. E. Bisson, B. Gerard, E. Lallier, L. Becouarn. Difference frequency generation of 8-μm radiation in orientation-patterned GaAs. Opt. Lett. 2002. Vol. 27. P. 2091–2093.

## Difference-frequency generation in pulsed operation of a semiconductor dual-wavelength vertical-external-cavity surface-emitting laser

Yu. A. Morozov [a], M. Yu. Morozov [a], I. V. Krasnikova [b]

[a] *Kotelnikov Institute of RadioEngineering & Electronics of RAS, Saratov Branch, Saratov, Russia; e-mail: yuri.mor @rambler.ru*
[b] *Saratov State Technical University, Saratov, Russia*

Generation of mid-infrared (~ 17.1 μm) radiation by intracavity nonlinear optical interaction in the pulsed operation of a semiconductor dual-wavelength vertical-external-cavity surface-emitting laser (VECSEL) has been simulated. The orientation-patterned quasi-phase-matched crystal of GaAs was supposed to be applied for such three-wave nonlinear-optical interaction. It is shown that the maximal value of mid-infrared pulsed power at typical laser and pump parameters could be as high as 130 mW.

**Keywords:** vertical-external-cavity laser, pulsed regime, three-wave nonlinear optical interaction.

# Thermal characterization of near-infrared laser quantum-well GaSb-based sources

V. K. Kononenko [a], E. P. Sachkov [a], V. M. Stetsik [a], P. Christol [b]

[a] *Stepanov Institute of Physics NASB, 220072 Minsk, Belarus*
*e-mail: lavik@dragon.bas-net.by*
[b] *IES-Université Montpellier 2, CNRS 5214, 34095 Montpellier, France*

Thermal properties and energy parameters are determined for quantum-well heterostructure lasers in the GaInAsSb–AlGaAsSb system, which emit at the wavelengths of 2.1–2.4 μm. It is shown that the characteristic temperature of the threshold current is about of 76 K. Role of the Auger recombination is discussed and a method of determining the activation energy for such a process is approved.

**Keywords**: quantum well, laser, characteristic temperature, Auger recombination, activation energy.

## Introduction

Quantum-well (QW) heterostructure lasers and light-emitting diodes are widely applied in the photonic industry and particularly in spectroscopy and metrology. To assure required semiconductor source lifetime, efficiency, power, and emission spectrum, the diode junction temperature must be precisely controlled.

Laser diodes of near- and mid-IR diapasons are needed for purposes of tunable diode laser spectroscopy (TDLS) for high-sensitive gas analysis and environmental monitoring [1, 2]. Particular, the most of pollutant molecule gases ($CO_2$, CO, $NH_3$, $CH_4$, HF, *etc*.) have absorption lines in the 2–3 μm wavelength range. In this range, GaSb-based laser diodes are more preferable and applied [3–6]. The laser diodes are also attractive as a source in distance-type pyrometer sensors for control of heated metal temperature.

Results presented in the work are concerned with a characterization of QW heterostructure lasers in the GaInAsSb–AlGaAsSb system, which emit at the wavelengths of 2.1–2.4 μm. From lasing threshold measurements versus temperature of the active region, the characteristic temperature of the threshold is determined. Role of Auger recombination (AR) processes is analyzed and a method of determining the activation energy for definite channels is approved. Thermal properties of the laser diodes are obtained from data of transient characteristics under self-heating by direct current.

## 1. Temperature sensitivity of the laser threshold

At the operation temperature growth, the threshold of the long-wavelength lasers increases mainly because of AR rate enhancement [7]. Weakening the temperature sensitivity of the threshold can be realized in asymmetric multiple-QW heterostructures (AMQWHs) [8]. Lasers with AMQWH in the active region are attractive for multi-channel optical network and TDLS technique.

Generally, the threshold current density in QW heterostructure lasers $j_{th}$ is determined by the threshold quantity of the two-dimensional spontaneous radiative recombination rate $R_{sp}$ in the active region, *i. e.*, $j_{th} = eR_{sp} / \eta' \eta_{sp}$. Here, $\eta$' is the injection efficiency and $\eta_{sp}$ is the quantum yield of spontaneous emission, which characterizes the role of useless recombination processes in the active region, including ones through different defects and non-radiative AR.

At direct dipole optical transitions, the threshold $j_{th}$ changes linearly versus the temperature $T$ where losses in the cavity are not very high. The violation of the electron wave vector conservation [9] and involving the high-lying subbands at the transitions result in increasing the power of the dependence $j_{th}(T)$ and functionally $j_{th} \sim T^n$, where $n$ in the range of

1 to 3. In practice, the temperature dependence of the threshold is described by an exponential function with the characteristic parameter $T_0$. According to the determining of $T_0$ one has at a narrow operation temperature interval $T \approx T_{op}$ roughly $T_0 \approx T_{op}/n$.

To distinguish the AR rate, we present the threshold in the form $j_{th} = e\left(An_{th}^{n} + Cn_{th}^{3}\right)/\eta'$, where $n_{th}$ is the threshold sheet concentration of electrons. The coefficient $A$ is determined by the optical transition probability and for the direct transitions ($n = 1$) it can be taken as $A \approx 1/\tau_{sp}$, where $\tau_{sp}$ is the threshold lifetime of current carriers [10]. As a rule, the AR coefficient c is determined in the activation approach, *i. e.*, $c \approx c_0 \exp(-E_{act}/kT)$ [7, 11]. The activation energy is related to the energy of transitions between corresponding subband levels $E_q$ as $E_{act} \approx E_q \delta_m$, where $\delta_m$ is the effective-mass relation. Generally, procedure of the determining of $C$ in QW heterostructures, especially for strained laser systems, is rather complex [12, 13].

If $n_{th} \sim T$, we obtain for the characteristic parameter $T_0$ a definition [14, 15]

$$T_0 \approx \frac{T_{op}}{n + \left(1 - \eta_{sp}\right)\left(3 - n + E_{act}/kT_{op}\right)}. \qquad (1)$$

As seen, where the role of the AR becomes essential ($\eta_{sp} << 1$), the value of the parameter $T_0$ is determined by the ratio of the activation energy $E_{act}$ and thermal energy $kT_{op}$. On the other hand, from the measurements of $T_0$ it is possible to evaluate the effective value of the activation energy of the AR processes.

## 2. Experimental

The laser structures were defined for growth on the GaSb substrate. The active region of the GaInAsSb–AlGaAsSb heterolasers consist of three QWs (10 nm width) and waveguide region (0.8 μm width). Basic heterostructure includes an undoped $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ waveguide layer that is sandwiched between $Al_{0.90}Ga_{0.10}As_{0.08}Sb_{0.92}$ cladding layers ensuring optical confinement. These quaternary alloys are lattice matched to the substrate. A thin highly doped *p*-type GaSb cap layer is placed for the making of an ohmic contact.

In quasi-strained structure, the active region contains three QWs of the $Ga_{0.6}In_{0.4}As_{0.1}Sb_{0.9}$ compound. In this case, the band offsets in the conduction and valence bands are equal to $\Delta E_c = 0.597$ eV and $\Delta E_v = 0.135$ eV. For the $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ barrier layers we have the energy gap $E_g = 1.167$ eV, Luttinger parameters $\gamma_1 = 10.48$ and $\gamma_2 = 3.46$, effective masses $m_{cb} = 0.075m_0$, $m_{vhb} = 0.281m_0$, and $m_{vlb} = 0.057m_0$. The $Ga_{0.6}In_{0.4}As_{0.1}Sb_{0.9}$ QWs characterizes ($T = 300$ K) by $E_g = 0.435$ eV, $\gamma_1 = 20.98$, $\gamma_2 = 8.58$, $m_c = 0.031m_0$, $m_{vh} = 0.262m_0$, $m_{vl} = 0.026m_0$, $m_{vht} = 0.034m_0$, $m_{vlt} = 0.081m_0$, $m_s = 0.12m_0$, and $\Delta_s = 0.738$ eV. The compound parameters are obtained by interpolation of the data of binary and/or ternary compounds.

Active QW layers are grown in plane (100). Therefore the longitudinal components of the effective masses of heavy and light holes, which determine the energy levels of the valence subbands, are found as $m_{vh} = m_e/(\gamma_1 - 2\gamma_2)$ and $m_{vl} = m_e/(\gamma_1 + 2\gamma_2)$, respectively, and the transverse components, which determine the density of states, are equal to $m_{vht} = m_e/(\gamma_1 + \gamma_2)$ and $m_{vlt} = m_e/(\gamma_1 - \gamma_2)$.

The obtained laser diodes having narrow stripe contact (5 μm) emit in CW operation regime at wavelengths near $\lambda_{st} = 2.12$ μm and $\lambda_{st} = 2.35$ μm at room temperature. Lasers with wide stripe contact (100 μm) operate in pulsed regime and emit stimulated multi-mode emission at wavelengths near $\lambda_{st} = 2.38$ μm.

Analysis of transient measurements gives values of the thermal resistance $R_T$ of the

GaInAsSb–AlGaAsSb heterolasers in the range of 50 to 140 K/W [16]. Mention that more important and informative parameter is the specific value of thermal resistance (per unit square), which lies in the range 8–20 mm$^2$ K/W. Dominant including in $R_T$ is related to the heat time constant $\tau_T$ of 1–6 ms and corresponds to attachment of laser chips to copper plates and the quality of the laser source package has especially to be improved.

It should be noted that obtained GaSb-based laser diodes have enough large series resistances (specific resistance is of $7\times10^{-4}$ Ω cm$^2$) as follows from direct current–voltage characteristics. In particular, optical power efficiency versus pump current for the long-wavelength laser ($\lambda_{st}$ = 2.35 μm) above the threshold (≈ 25 mA) demonstrates low efficiency (< 10 %) that can be attributed to a great Joule heat at diode series resistance (which is up to 14 Ω). If the heat losses at the series resistance are excluded from electrical power, a possible high efficiency quantity (up to 37 %) can be obtained that is close to values for ordinary near-IR QW heterolasers [16].

Temperature dependence of the threshold current density $j_{th}(T)$ for the GaInAsSb–AlGaAsSb laser emitting at $\lambda_{st}$ = 2.38 μm is shown in Fig. 1. The laser sample has 100 μm-wide stripe contact and pulsed threshold current is of 220 mA at room temperature. In the operation temperature interval 250–320 K, the dependence $j_{th}(T)$ follows an exponential function with the characteristic temperature approximately of $T_0$ = 76 K. Such a value is conditioned, obviously, due to enough high rate of useless AR processes in the active region.

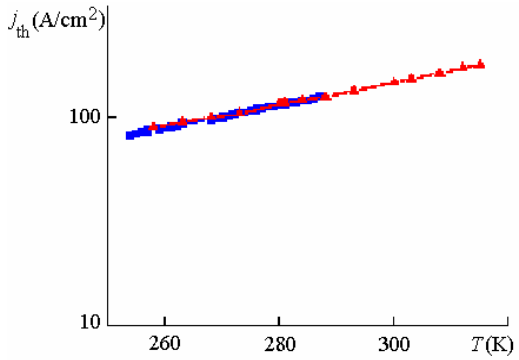



Fig. 1. Dependence of the threshold current density $j_{th}(T)$ for the GaInAsSb laser.

### 3. Auger recombination coefficient

Calculations of the AR rate in the laser active region are made according to the conventional method [7, 11]. The most important carrier interactions are considered, *i. e.*, CHCC, CHLH, and CHSH types. Processes of CHSH and/or CLLS types with states of the split-off valence band are not essential because of a large value of the split-off separation energy $\Delta_s$ in the investigated GaSb-based lasers. The coefficient $C_0$ for considered AR processes can be written approximately as $C_0 = 4e^4 |\mathbf{V}_T|^2 \alpha / \hbar k T \varepsilon^2$, where ε is the dielectric constant of the crystal, $\mathbf{V}_T$ is the matrix element of the carrier interactions at the threshold energy for a definite AR process to take place. The factor α for each from channels CHCC, CHHH, and CHLH is determined by corresponding ratio of the effective masses of carriers involving in the processes [14].

The activation energy $E_{act}$ of AR is related to the energy of transitions between corresponding subband levels $E_q$ and can be given in the following expressions for each processes, *e. g.*, CHCC and CHLH, respectively,

$$E_{act}^{CHCC} = \frac{\mu_h}{1+\mu_h} E_h, \qquad E_{act}^{CHLH} = \frac{\mu_h}{\mu_l \mu_h + 2\mu_l - \mu_h} (E_h - \Delta_{lh}), \tag{2}$$

where $\Delta_{lh} = E_l - E_h$, $E_h$ and $E_l$ are the transition energies between electron and heavy and light hole states,. We assume that applied expressions in the Boltzmann approximation [7, 11] can be also used for evaluations at degeneracy in the subbands. Ratios $\mu_h$ and $\mu_l$ are equal, respectively, to $\mu_h = m_c/m_{vht}$ and $\mu_l = m_c/m_{vlt}$. Here, $m_c$ is the effective mass of electrons, $m_{vit}$ is the transverse component of the effective mass of heavy or light holes ($i$ = h or l).

For the $Ga_{0.6}In_{0.4}As_{0.1}Sb_{0.9}$–$Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ QW heterostructure we obtain $E_h = 0.50$ eV, $E_l = 0.53$ eV, $\Delta_{lh} = 0.03$ eV, $\mu_h = 0.91$, $\mu_l = 0.38$. Then, corresponding parameters $\alpha$ and $\delta_m$ are equal to $\alpha^{CHCC} = 0.22$, $\alpha^{CHLH} = 0.27$, $\delta_m^{CHCC} = 0.48$, and $\delta_m^{CHLH} = 4.5$. Therefore, the activation energy $E_{act}$ of AR processes occurs to be of 0.2 eV. The most essential is the process of CHCC type. The activation energy for transitions of CHLH type is rather high (2.1 eV). So, the CHCC process is the most important channel of AR with the energy activation of the order of 0.2 eV.

Detail calculations show that concentration of current carriers (electron and holes) in the active region at inversion and lasing conditions reaches up to $3.6\times10^{11}$ cm$^{-2}$. In this case, the rate of spontaneous recombination is about of $R_{sp} = 9\times10^{20}$ cm$^{-2}$ s$^{-1}$. If the activation energy of AR processes is of 0.2 eV, it is possible from Eq. (1) to evaluate the quantum yield of spontaneous emission $\eta_{sp}$. We found $\eta_{sp} \approx 0.8$. It gives the quantity of non-radiative recombination rate $Q \approx 2.2\times10^{20}$ cm$^{-2}$ s$^{-1}$. Then we can to determine the value of AR coefficient, *i. e.*, $C = 4.8\times10^{-15}$ cm$^4$ s$^{-1}$. Obviously, the volume value of AR coefficient $C_v$ is related with the surface (sheet) AR coefficient $C$ as $C_v = Cd^2$, where $d$ is the QW width ($d$ = 10 nm). Therefore, one has to obtain $C_v = 4.8\times10^{-27}$ cm$^6$ s$^{-1}$. Such a value is similar to quantities known in Refs. [1, 2, 17].

For investigated GaSb-based laser structures we can also found the value of $C_0$. At conditions of $T$ = 300 K and $E_{act}$ = 0.2 eV, we obtain AR parameter $C_0 = 1.1\times10^{-11}$ cm$^4$ s$^{-1}$. Therefore the CHCC process is the most important channel of AR recombination with the energy activation of the order of 0.2 eV and sheet coefficient $C_0$ of $1.1\times10^{-11}$ cm$^4$ s$^{-1}$.

## 4. Discussion

The reverse task to determine the effective value of the activation energy of the AR processes in the active region or the quantum yield of spontaneous emission $\eta_{sp}$ from the measurements of $T_0$ is also attractive. As an example, we use data for the GaInAsSb–GaSb type-II QW ridge-lasers emitting at 2.38 μm [18]. At the pulsed operation temperature $T_{op}$ = 300 K, measurements give the following characteristic temperature $T_0$ = 60 K.

The energy $E_q$ equals approximately $h\nu = 0.52$ eV. Considering that more powerful non-radiative AR process is of CHCC type, we evaluate $\delta_m \approx \mu_h/(1+\mu_h)$, where $\mu_h = m_c/m_{vht}$. Since the electron QW corresponds to $Ga_{0.65}In_{0.35}As_{0.15}Sb_{0.85}$ and hole QW to GaSb, one can assume (from the binary component iteration) $m_c \approx 0.033m_e$ and $m_{vht} \approx 0.055m_e$. In this case, $\mu_h \approx 0.60$ and the following value for $\delta_m$ occurs to be $\delta_m \approx 0.38$ (*i. e.*, $E_{act} \approx 0.2$ eV). Therewith, the parameter $\alpha$ equals $\alpha \approx 0.20$. Similar values occur for lasers emitting near 1.5 μm and for the more powerful non-radiative AR process of CHCC type [15].

According to Eq. (1), since $n \approx 2$, we obtain at room temperature $\eta_{sp} \approx 0.6$. This quantity $\eta_{sp}$ is above than the internal quantum yield of stimulated emission $\eta_{st}$ = 0.45 [18] and demonstrates enough high efficiency of optical transitions in staggered type-II QW heterostructure lasers.

In a bulk laser system, for GaSb–AlGaAsSb double-heterostructures ($\lambda_{st}$ = 1.77 μm) [19], we found again that more powerful non-radiative AR process is of CHCC type with the activation energy of $E_{act} \approx 0.1$ eV. Therewith, $\delta_m$ occurs to be $\delta_m \approx 0.14$ and $\alpha \approx 0.10$. As an experimental value $T_0$ = 80 K and the threshold carrier concentration in the active region is

about of $1.1\times10^{18}$ cm$^{-3}$ at room operation temperature, one evaluates at $\eta_{sp} \approx 0.67$ (if $n = 1$) or at $\eta_{sp} \approx 0.86$ (if $n = 2$) the volume AR coefficient $C_v \approx 0.3\times10^{-27}$ cm$^6$ s$^{-1}$. As seen, it is also in close accordance with Refs. [1, 2, 17].

Obtained temperature change of the quantum yield of spontaneous emission $\eta_{sp}(T)$ at different values $n$ according to Eq. (1) for the GaInAsSb–AlGaAsSb laser with $E_{act} = 0.2$ eV and $T_0 = 76$ K is presented in Fig. 3. Comparison of theoretical calculations in the model with no the **k**-selection rule and measured threshold (Fig. 4) show good agreement at $n = 2$.

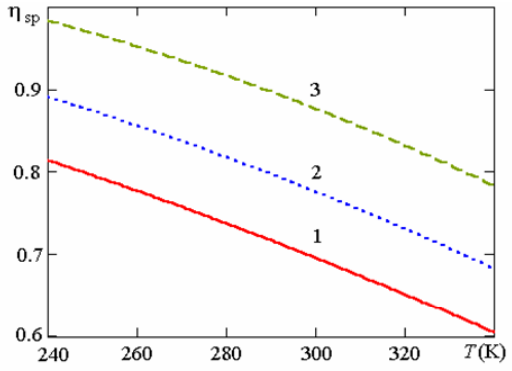



Fig. 2. Temperature change of $\eta_{sp}(T)$ at different values $n$ (figures at the curves) for the GaInAsSb–AlGaAsSb laser with $E_{act} = 0.2$ eV and $T_0 = 76$ K.

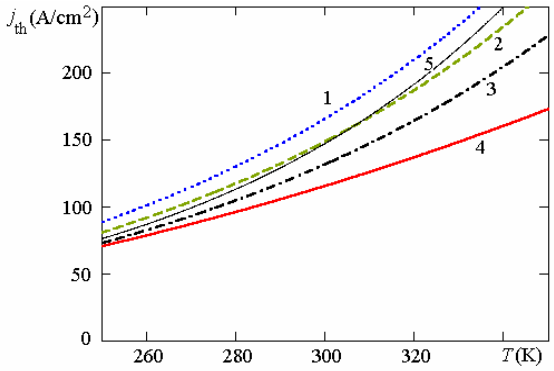



Fig. 3. Dependence $j_{th}(T)$ including $\eta_{sp}(T)$ at values $n = 1, 2, 3$ (figures at the curves) in comparison with calculated inversion current density (curve 4) and measured $j_{th}$ (curve 5).

So, for the GaSb-based QW heterostructures under consideration, the CHCC processes introduce the main contribution to the total AR rate at the threshold. Such a behavior is associated with a lower specific $E_{act}$ that is caused with smaller value of $\delta_m$, as compared, *e. g.*, CHLH type process. For the GaSb-based lasers the effective energy $E_{act}$ is of the order of 0.20 eV. The quantity of the coefficient $C$ (and/or $C_0$) it is required to examine more precisely due to questions appeared in connection with the energy gap of different semiconductors [17] and a possibility of disorder on AR lifetimes, in particular, due to completely neglecting momentum conservation in AR transitions [20].

## Conclusions

For the $Ga_{0.6}In_{0.4}As_{0.1}Sb_{0.9}$–$Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ QW heterostructure lasers the measured characteristic temperature of the threshold is about of 76 K. Role of AR is discussed and a method of determining the activation energy for non-radiative processes or the quantum yield of spontaneous emission is approved. As shown, the CHCC process is the most important channel of AR with the energy activation of the order of 0.2 eV. Thermal characterization of the diode sources is developed on investigation of transient processes under self-heating by direct current. It is shown that the dominant contribution to the internal thermal resistance of the laser diode sources is connected with a die attach layer.

In conclusion, the authors wish to thank A. Joullié, Ya. A. Bumai, and O. S. Vas'kov for their help and fruitful discussions.

## References

1. Joullié A., Christol P. GaSb-based mid-infrared 2–5 μm laser diodes. C. R. Physique. 2003. Vol. 4, No. 6. P. 621–637.
2. Joullié A., Christol P., Baranov A. N., Vicet A. Mid-infrared 2–5 μm heterojunction laser diodes. Topic Appl. Phys. 2003. Vol. 80. P. 1–59.

3. Vicet A., Yarekha D. A., Pérona A., Rouillard Y., Gaillard S., Baranov A. N. Trace gas detection with antimonide-based quantum-well diode lasers. Spectrochimica Acta, Part A: Mol. & Biomol. Spectrosc. 2002. Vol. 58, No. 11. P. 2405–2412.
4. Geerlings E., Rattunde M., Schmitz J., Kaufel G., Zappe H., Wagner J. Widely tunable GaSb-based external cavity diode laser emitting around 2.3 μm. IEEE Photon. Technol. Lett. 2006. Vol. 18, No. 18. P. 1913–1915.
5. Barat D., Angellier J., Vicet A., Rouillard Y., Le Gratiet L., Guilet S., Martinez A., Ramdane A. Antimonide-based lasers and DFB laser diodes in the 2–2.7 μm wavelength range for absorption spectroscopy. Appl. Phys. B. 2008. Vol. 90, No, 2. P. 201–204.
6. Civiš S., Cihelka J., Matulková I. Infrared diode laser spectroscopy. Opto-Electron. Rev. 2010. Vol. 18, No. 4. P. 408–420.
7. Agrawal G. P., Dutta N. K. Long-Wavelength Semiconductor Lasers. N. Y., 1986.
8. Kononenko V. K., Afonenko A. A., Manak I. S., Nalivko S. V. Asymmetric multiple quantum well heterostructure laser systems: conception, performance, and characteristics. Opto-Electron. Rev. 2000. Vol. 8, No. 3. P. 241–250.
9. Afonenko A. A., Manak I. S., Shevtsov V. A., Kononenko V. K. Radiative recombination rate in quantum-well structures in the model without **k**-selection. Semiconductors. 1997. Vol. 31, No. 9. P. 929–932.
10. Kononenko V. K., Tsvirko V. I. Lifetime of current carriers at spontaneous radiative recombination in quantum wells. Bull. RAS, Ser. Phys. 2003. Vol. 67, No. 2. P. 223–226.
11. Sugimura A. Auger recombination effect on threshold current of InGaAsP quantum well lasers. IEEE J. Quantum Electron. 1983 Vol. QE-19, No. 6. P. 932–941.
12. Andreev A. D., Zegrya G. G. Auger recombination in strained quantum wells. Semiconductors. 1997. Vol. 31, No. 3. P. 297–303.
13. Andreev A. D., O'Reilly E. P. Theoretical study of Auger recombination in a GaInNAs 1.3 μm quantum well laser structure. Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84, No. 11. P. 1826–1828.
14. Kononenko V. K., Ushakov D. V., Sukhoivanov I. A., Mashoshina O. V. Control of influence of Auger recombination on the threshold in asymmetric quantum-well lasers. Proc. LFNM 2004. Kharkiv, 2004. P. 107–111.
15. Sukhoivanov I. A., Mashoshyna O. V., Kononenko V. K., Ushakov D. V. How to restrain Auger recombination predominance in the threshold of asymmetric bi-quantum-well lasers. Microelectron. J. 2005. Vol. 36, No. 3. P. 264–268.
16. Bumai Yu. A., Vaskou A. S., Kononenko V. K. Measurement and analysis of thermal parameters and efficiency of laser heterostructures and light-emitting diodes. Metrology and Measurement Systems. 2010. Vol. 17, No. 1. P. 39–46.
17. Bulashevich K. A., Karpov S. Yu. Is Auger recombination responsible for the efficiency rollover in III-nitride light-emitting diodes? Phys. stat. sol. (c). 2008. Vol. 5, No. 6. P. 2066–2069.
18. Joullié A., Glastre G., Blondeau R., Nicolas J. C., Cuminal Y., Baranov A. N., Wilk A., Garcia M., Grech P., Alibert C. Continuous-wave operation of GaInAsSb–GaSb type-II quantum-well ridge-lasers. IEEE J. Select. Topic Quantum Electron. 1999. Vol. 5, No. 3. P. 711–714.
19. Dolginov L. M., Drakin A. E., Druzhinina L. V., Eliseev P. G., Milvidskii M. G., Sverdlov B. N., Skripkin V. A. Injection lasers based on AlGaAsSb/GaSb and InGaAsSb/GaSb heterostructures. Proc. PhIAN. 1983. Vol. 141. P. 46–61.
20. Grein C. H., Ehrenreich H. J. Modeling of disorder influenced Auger recombination in strained-layer type-II superlattices. Appl. Phys. 2002. Vol. 93, No. 2. P. 1075–1078.

# Особенности генерации лазерных диодов на квантовых ямах GaAsSb

О. В. Вихрова [а], Н. В. Дикарева [а], Б. Н. Звонков [а], М. Н. Колесников [а], С. М. Некоркин [а], В. Я. Алёшкин [б], А. А. Дубинов [б]

[а] *Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия; e-mail: kolesnikov_m_n@nifti.unn.ru*

[б] *Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н. Новгород, Россия*

Представлены результаты исследования GaAsSb/GaAs/InGaP лазерной структуры, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии. При комнатной температуре получена устойчивая двухполосная генерация, обусловленная прямыми и непрямыми оптическими переходами. Наблюдение суммарной частоты продемонстрировало эффективное внутрирезонаторное смешение мод в полупроводниковых лазерах такого типа.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, двухполосная генерация, внутрирезонаторное смешение мод, вторая гармоника, суммарная частота.

## Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованиям напряженных квантовых ям $GaAs/GaAs_{1-x}Sb_x$. Эти квантовые ямы отличаются от широко применяемых квантовых ям GaAs/InGaAs тем, что для них большая часть разрыва энергетических зон находится в валентной зоне. Благодаря большой величине этого разрыва [1] в напряженных квантовых ямах при $x \approx 0.35$ при комнатной температуре наблюдается фотолюминесценция на длине волны 1.3 мкм. Высококачественных лазеров, генерирующих на длине волны 1.3 мкм, пока получить не удалось. Характеристики приборов быстро ухудшаются при продвижении в длинноволновую область. Причинами этого, как показывают теоретические расчеты, могут быть ухудшение качества твердого раствора $GaAs_{1-x}Sb_x$ с ростом $x$ и сильная Оже-рекомбинация инжектированных носителей [2–5]. Кроме этого на сегодняшний день практически нет сведений о результатах исследований лазерных диодов с квантовыми ямами $GaAs_{1-x}Sb_x$ с длиной волны генерации около 1 мкм.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследования лазерной гетероструктуры GaAsSb/GaAs/InGaP, генерирующей излучение с длиной волны ~ 1 мкм, изучаются особенности генерации в таких лазерах.

## Гетероструктура и изготовление лазерных диодов

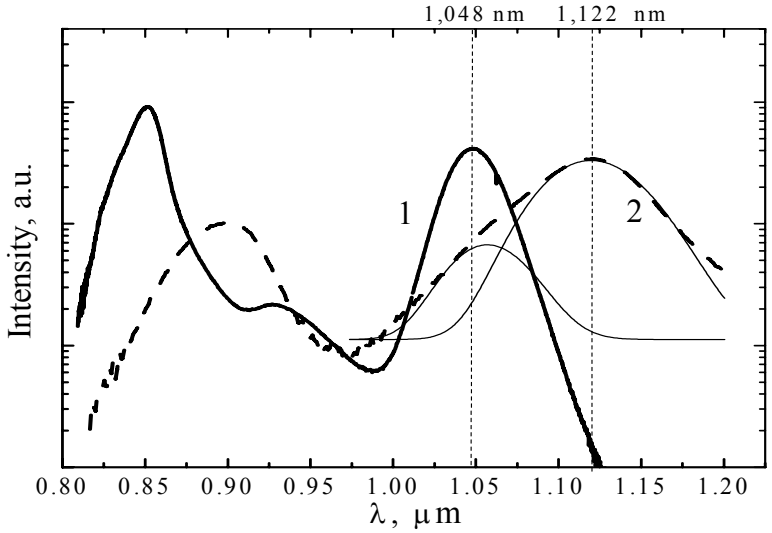
На подложке *n*-GaAs методом МОС гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе при атмосферном давлении последовательно были выращены следующие эпитаксиальные слои: *n*-InGaP (450 нм), *i*-GaAs (400 нм), GaAsSb (100 Å), *i*-GaAs (400 нм), *p*-InGaP (450 нм), $p^+$-GaAs (250 нм).

В качестве источника Sb использовалась триметилсурьма. Квантовая яма GaAsSb толщиной ≈ 100 Å формировалась при 580°C. Отношение элементов V/III групп при этом было ≈ 1.3 и отношение триметил галлия/$AsH_3$ ≈ 0.95.

Лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм были изготовлены путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InGaP. Зеркалами служили сколотые грани структуры.

**Экспериментальные результаты**

Исследовались спектры фотолюминесценции лазерной гетероструктуры GaAsSb/GaAs/InGaP при 77 и 300 К. Для возбуждения использовался He-Ne лазер с длиной волны 632.5 нм мощностью 30 мВт. Результаты исследований представлены на рис. 1. Спектральные зависимости содержали пики, отвечающие люминесценции от контактного слоя GaAs и напряженной квантовой ямы GaAsSb/GaAs, расположенной в активной области структуры. Положения пиков непрямых переходов (электрон в GaAs – дырка в квантовой яме GaAsSb/GaAs) от квантовой ямы GaAsSb/GaAs указаны пунктирными вертикальными линиями. Как видно из представленных зависимостей, их ширина на полувысоте значительным образом (в два раза) увеличивается при 300 К по сравнению с данными для 77 К. Подобное уширение в первую очередь обусловлено появлением более высокоэнергетических прямых переходов в дополнение к непрямым переходам, являющимся основными в случае гетероперехода второго рода [6].




Положения пиков от непрямых переходов (электрон в GaAs – дырка в квантовой яме GaAsSb/GaAs) указаны пунктирными вертикальными линиями, их ширина на полувысоте составляет 36 мэВ при 77 К и 77 мэВ при 300 К. Показано разложение длинноволновой полосы люминесценции на два пика соответствующие прямым и непрямым переходам.

Рис. 1. Спектральные зависимости фотолюминесценции лазерной гетероструктуры GaAsSb/GaAs/InGaP при 77 К (1), и при 300 К (2).

Измерения характеристик лазерных диодов, изготовленных из гетероструктуры GaAsSb/GaAs/InGaP, проводились при накачке импульсами тока длительностью 360 нс с частотой 1.5 кГц. Типичные спектральные характеристики, снятые при комнатной температуре приведены на рис. 2 а. При токе накачки 9 А спектральная зависимость представляла собой однополосную генерацию с длиной волны излучения 1.054 мкм (кривая 1). Отметим, что порог однополосной генерации был зафиксирован в районе 5 А. При увеличении тока накачки до 11 А начиналась генерация второй полосы излучения на длине волны 1.027 мкм. В небольшом диапазоне тока накачки от 11 до 12 А интенсивности линий генерации возрастают. При увеличении тока накачки свыше 12 А интенсивность коротковолновой линии продолжала расти, а интенсивность длинноволновой линии падала. Отметим, что при увеличении тока накачки максимум длинноволновой линии генерации смещался в коротковолновую область. Это смещение наблюдалось как при однополосном, так и при двухполосном режиме генерации. При этом длина волны максимума коротковолновой полосы генерации практически не

изменялась. Причина смещения может состоять в увеличении коэффициента усиления с ростом энергии квантов для непрямых переходов, как из-за увеличения плотности состояний в зоне проводимости, так и за счет увеличения коэффициента перекрытия. Кроме этого наблюдается уширение длинноволновой полосы генерации (от 6 до 8.8 нм) практически во всем диапазоне накачки, кроме значений близких к пороговым. Ширина коротковолновой полосы генерации при этом оставалась неизменной и составила 3.5 нм.

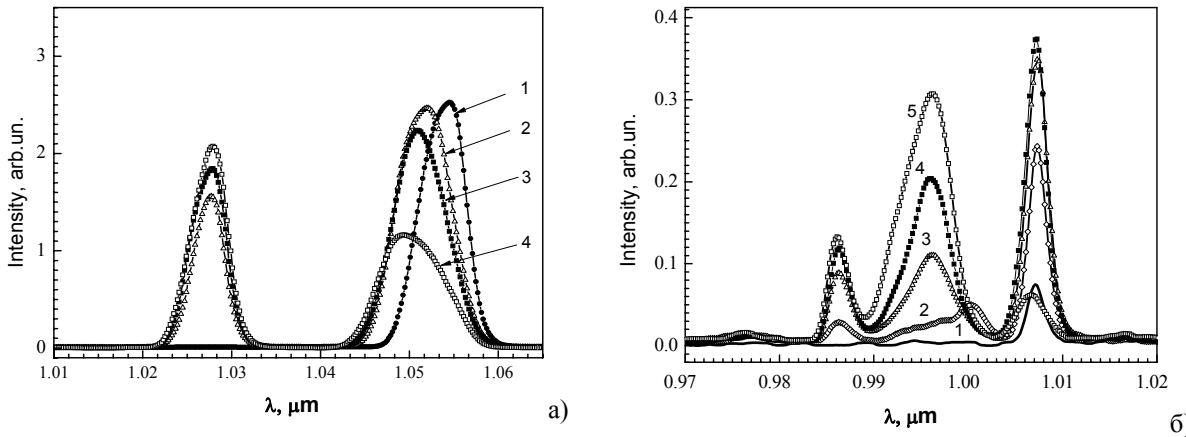



Рис. 2. Спектры генерации GaAsSb/GaAs/InGaP полупроводникового лазера при разных токах импульсной накачки: а) $T_{\text{тепл}} = 26°C$, токи накачки: 1 – 9 А, 2 – 14 А, 3 – 15 А, 4 – 17 А; б) $T_{\text{тепл}} = 77$ К, токи накачки: 1 – 5 А, 2 – 10 А, 3 – 15 А, 4 – 20 А, 5 – 30 А.

Отметим, что если допустить, что квантовая яма имеет прямоугольный профиль и ширину 100 Å, то длина волны прямозонной люминесценции соответствует доле сурьмы 17%. Дно зоны проводимости такого твердого раствора располагается примерно на 70 мэВ выше, чем в GaAs, что неплохо согласуется со длиной волны непрямого перехода при учете размерного квантования спектра электронов за счет кулоновских эффектов, возникающих из-за разделения электронов и дырок. Спектральные характеристики, снятые при температуре жидкого азота приведены на рис. 2 б. Лазерная генерация начинается при токе накачки около 5 А на длине волны 1.007 мкм (кривая 1). При дальнейшем увеличении тока (кривые 3, 4) наблюдалась трехполосная генерация на длинах волн 0.986 мкм, 0.996 мкм, 1.007 мкм. Увеличение тока до 30 А приводило к резкому падению интенсивности длинноволнового пика и увеличению пиков на 0.986 мкм и 0.996 мкм.

Было проведено наблюдение нелинейного внутрирезонаторного взаимодействия полей в двух частотных полосах при комнатной температуре. Наблюдались спектральные максимумы вторых гармоник и суммарной частоты. Хочется отметить, внутрирезонаторное взаимодействие мод, связанное с квадратичной нелинейностью решетки GaAs, было достаточно сильным и проявлялось в широких пределах токовой накачки.

**Заключение**

Таким образом, в работе была обнаружена устойчивая двухчастотная генерация лазера с квантовой ямой $GaAs_{1-x}Sb_x$ на прямых и непрямых в координатном пространстве переходах. Наблюдение нелинейного внутрирезонарного взаимодействия мод позволяет надеяться на использование квантовой ямы $GaAs_{1-x}Sb_x$ в конструкциях полупроводниковых лазеров, предназначенных для генерации разностной частоты.

**Благодарности**

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 10-02-00371-а, 10-02-00501-а, 11-02-00645-а, 11-02-97049-р_положье_а).

**Литература**

1. I. Vurgaftmana, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89, No. 11. P. 5815.
2. Jong-Jae Kim, Woo-Pyo Hong, Seoung-Hwan Park. Well-Width Dependence of the threshold current density of type-II GaAsSb/GaAs quantum well lasers. J. Korean Physical Soc. 2006. Vol. 48, No. 1. P. 166.
3. Konstanze Hild, Stephen J. Sweeney, Igor P. Marko, Shirong R. Jin, Shane R. Johnson, Sergio A. Chaparro, Shuiqing Yu, Yong-Hang Zhang. Temperature and pressure dependence of carrier recombination processes in GaAsSb/GaAs quantum well lasers. Phys. Stat. Sol. B. 2007. Vol. 244, No. 1. P. 197.
4. S.-Q. Yu, X. Jin, S. R. Johnson, Y.-H. Zhang. Gain saturation and carrier distribution effects in molecular beam epitaxy grown GaAsSb/GaAs quantum well lasers. J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. Vol. 24, No. 3. P. 1617.
5. Guobin Liu, Shun-Lien Chuang, Seoung-Hwan Park. Optical gain of strained GaAsSb/GaAs quantum-well lasers: A self-consistent approach. J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88, No. 10. P. 5554.
6. Ю. Г. Садофьев, N. Samal, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов, А. Г. Спиваков, А. Н. Яблонский. Напряженные структуры GaAsSb/GaAs с квантовыми ямами для лазеров диапазона 1.3 мкм. ФТП. 2010. Т. 44, В. 3. С. 422.

## Features of the generation of laser diodes with GaAsSb quantum wells

O. V. Vikhrova [a], N. V. Dikareva [a], B. N. Zvonkov [a], M. N. Kolesnikov [a], S. M. Nekorkin [a], V. Yu. Aleshkin [b], A. A. Dubinov [b]

*[a] Physico-Technical Research Institute, Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia; e-mail: kolesnikov_m_n@nifti.unn.ru*
*[b] Institute for Physics and Microstructures of Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

The study results of GaAsSb/GaAs/InGaP laser structure grown by MOCVD are presented. The stable double-band generation due to the direct and indirect optical transitions was obtained at the room temperature. The observation of sum frequency demonstrated the effective intracavity mixing of modes in semiconductor lasers of this type.

**Keywords:** semiconductor laser, double-band generation, intracavity mixing of modes, the second harmonic, sum frequency.

# Нормировка фононных мод квантоворазмерных гетероструктурах

А. А. Афоненко, В. С. Белявский

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь*
*e-mail: Ulad.by@gmail.com*

В работе проанализированы различные способы нормировки локализованных фононных мод. Исследовано влияние способа интерполяции диэлектрической проницаемости твердых растворов на характеристики электрон-фононного взаимодействия. Для квантовых ям GaAs/AlGaAs и InGaN/GaN рассчитаны потенциалы интерфейсных мод, определяющих величину электрон-фононного взаимодействия.

**Ключевые слова:** интерфейсная фононная мода, квантоворазмерная гетероструктура, электрон-фононное взаимодействие.

## Введение

В настоящее время излучательные структуры на основе InGaN/AlGaN/GaN получили широкое распространение для изготовления источников света зеленого и синего диапазонов. Исследования светодиодов на основе покали, что в спектрах люминесценции наблюдаются осцилляции, которые можно интерпретировать как фононные повторения [1]. Нитриды III группы обычно кристаллизуются в структуру типа вюрцит, которая содержит четыре атома. В таком случае для каждого волнового вектора фонона существует двенадцать ветвей – три акустические и девять оптических. Электрон фононное взаимодействие в ИК диапазоне в основном определяется двумя оптическими ветвями [2], а диэлектрическая проницаемость различна по направлениям оси симметрии кристалла ($z$) и перпендикулярно ей ($\perp$).

## 1. Модель диэлектрического континуума

В полярных материалах диэлектрическая проницаемость представляется, как [3]

$$\varepsilon(\omega)=\varepsilon(\infty)\left(\frac{\omega^2-\omega_{\mathrm{LO}}^2}{\omega^2-\omega_{\mathrm{TO}}^2}\right), \tag{1}$$

где $\omega_{\mathrm{TO}}$ и $\omega_{\mathrm{LO}}$ – частоты TO и LO фононов соответственно. В анизотропном материале (вюрците) параметры выражения (1) зависят от направления. Обычно применяются два способа расчета $\varepsilon(\omega)$ в твердых растворах: интерполяция [4] –

$$a_{A_xB_{1-x}C}=xa_{AC}+(1-x)a_{BC}, \tag{2}$$

где $a$ – каждый из параметров выражения (1), и интерполяция результирующей диэлектрической проницаемости –

$$\varepsilon_{A_xB_{1-x}C}=x\varepsilon_{AC}+(1-x)\varepsilon_{BC}. \tag{3}$$

## 2. Нормировка локализованных фононных мод

При расчете электрон фононного взаимодействия в литературе применяются различные условия нормировки (табл. 1). С точностью до множителя приведенные нормировки являются различными приближениями классического выражения для энергии электрического поля в дисперсионной среде [7], приравненного к энергии оптического фонона:

$$\int \varepsilon_0 \frac{\partial(\omega\vec{\varepsilon})}{\partial\omega}\frac{(\nabla\phi)^2}{2}dV = \hbar\omega\,, \tag{4}$$

где $\vec{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости. Использование общего выражения (4) имеет преимущество в том, что его можно применять, когда $\varepsilon(\omega)$ отличается от 0, а также, когда функциональная зависимость $\varepsilon(\omega)$ не описывается выражением (1).

В однородном полупроводнике потенциал фонона с комплексной амплитудой можно представить в виде

$$\phi = A\exp(i\mathbf{kr} - i\omega t) + c.c.\,, \tag{5}$$

где $A$ – нормировочная константа, $\mathbf{k}$ и $\omega$ – волновой вектор и частота фонона соответственно. Используя (1) и (4) с учетом $\omega = \omega_{\mathrm{LO}}$ и $\varepsilon(\omega_{\mathrm{LO}}) = 0$ можно получить

$$\phi(\mathbf{r}) = -i\sqrt{\frac{\hbar\omega_{\mathrm{LO}}}{2\varepsilon_0 V}\left(\frac{1}{\varepsilon(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon(0)}\right)}\frac{e^{i\mathbf{kr}}}{|\mathbf{k}|} + c.c.\,, \tag{6}$$

где $\omega_{\mathrm{LO}}$ – частота LO фонона. Такой потенциал в точности соответствует электрон-фононному взаимодействию Фрелиха [3].

Табл. 1. – Нормировка фононных мод в гетероструктурах.

| | |
|---|---|
| $\int\limits_{-\infty}^{\infty} dz \sum\limits_{i=z,\perp} \frac{\left(\varepsilon_i(\omega)-\varepsilon_i(\infty)\right)^2}{\omega_{i,\mathrm{TO}}^2\left(\varepsilon_i(\omega)-1\right)^2\left(\varepsilon_i(0)-\varepsilon_i(\infty)\right)}\left\|\mathbf{P}_i(z)\right\|^2 = 2\hbar\varepsilon_0$ | [2] |
| $\frac{1}{d}\int\limits_{-d/2}^{d/2} dz\left[q^2\phi_n^2 + \left(\frac{d\phi_n}{dz}\right)\right] = \frac{\hbar\omega_{\mathrm{LO}}}{2V\varepsilon_0}\left(\frac{1}{\varepsilon(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon(0)}\right)$ | [5] |
| $\int\limits_{-\infty}^{\infty} dz \sum\limits_{i=z,\perp} \frac{\partial\varepsilon_i}{\partial\omega}\left\|\mathbf{E}_i\right\|^2 = \frac{\hbar}{S}$ | [6] |

(Здесь $\mathbf{P}$ – поляризация, $\phi$ – электрический потенциал, $\mathbf{E}$ – напряженность электрического поля, $V$ – объем слоя, $S$ – площадь слоя, $d$ – ширина квантовой ямы, $q$ – постоянная распространения фонона в плоскости слоя).

### 3. Расчет интерфейсных мод в квантовых ямах

Интерфейсная фононная мода в анизотропной среде находится из уравнения

$$\nabla\vec{\varepsilon}\nabla\phi = 0\,. \tag{7}$$

С учетом экспоненциального затухания поля вне слоя можно записать

$$\phi = \exp(iqx)\cdot\begin{cases} \mathrm{ch}(k_a z), & |z| \le \dfrac{d}{2}, \\ \mathrm{ch}\left(k_a\dfrac{d}{2}\right)\exp\left(-k_b z\right), & z \ge \dfrac{d}{2}, \end{cases} \tag{8}$$

где

$$k_a = \sqrt{\frac{\varepsilon_{a\|}}{\varepsilon_{a\perp}}}q\,,\ k_b = \sqrt{\frac{\varepsilon_{b\|}}{\varepsilon_{b\perp}}}q\,. \tag{9}$$

Из непрерывности нормальной составляющей индукции электрического поля получим условие сшивки:

$$\varepsilon_{a\perp} k_a \mathrm{th}\left( k_a \frac{d}{2} \right) = \varepsilon_{b\perp} k_b . \tag{10}$$

Для изотропного материала можно получить аналитическое выражение для потенциала интерфейсной моды. При малых $q \ll \pi/d$ можно пренебречь энергией моды внутри слоя и потенциал моды при $z = 0$ представляется в виде

$$\phi_0(x) = -i \frac{\varepsilon_b(\infty)}{\left(\varepsilon_b - \varepsilon_b(\infty)\right)} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{4\varepsilon_0 S}\left( \frac{1}{\varepsilon_b(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon_b(0)} \right)} \frac{e^{iqx}}{\sqrt{|q|}} . \tag{11}$$

На рис. 1 приведены результаты расчетов фононных мод для квантовой ямы шириной 3 нм в системах GaAs/$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ и $In_{0.57}Ga_{0.43}N$/GaN для двух способов интерполяции $\varepsilon(\omega)$. Во всех случаях потенциалы интерфейсных мод, определяющих величину электрон-фононного взаимодействия, при малых $q$ больше у самых высокочастотных мод. Для изотропного материла пространственное распределение потенциала при заданном $q$ одинаково для всех мод и не зависит от способа интерполяции диэлектрической проницаемости. Для анизотропного материала характеристики высокочастотных мод слабо зависят от способа интерполяции диэлектрической проницаемости.

**Заключение**

В работе проанализированы различные способы нормировки локализованных фононных мод. Исследовано влияние способа интерполяции диэлектрической проницаемости твердых растворов на характеристики электрон-фононного взаимодействия.

**Литература**


1. Белявский В. С., Афоненко А. А. Моделирование спектра спонтанного испускания квантовых ям с учетом электрон-фононного взаимодействия. Квантовая электроника: материалы VIII междунар. науч.-техн. конф., Минск, 22–25 ноября 2010 г. Минск. 2010. С. 97.
2. Shi J. Interface optical-phonon modes and electron–interface-phonon interactions in wurtzite GaN/AlN quantum wells. Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68, No. 16. P. 165335-1–165335-11.
3. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников. М., 2002.
4. Cui J., Shi J. Exciton states in wurtzite InGaN/GaN quantum wells: Strong built-in electric field and interface optical-phonon effects. Solid State Commun. 2008. No. 145. P. 235–240.
5. Rudin S., Reinecke T. L. Electron-LO-phonon scattering rates in semiconductor quantum wells. Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41, No. 11. P. 7713–7717.
6. Komirenko S. M., Kim K. W., Stroscio M. A., Dutta M. Energy-dependent electron scattering via interaction with optical phonons in wurtzite crystals and quantum wells. Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61, No. 3. P. 2034–2040.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. М., 2001.

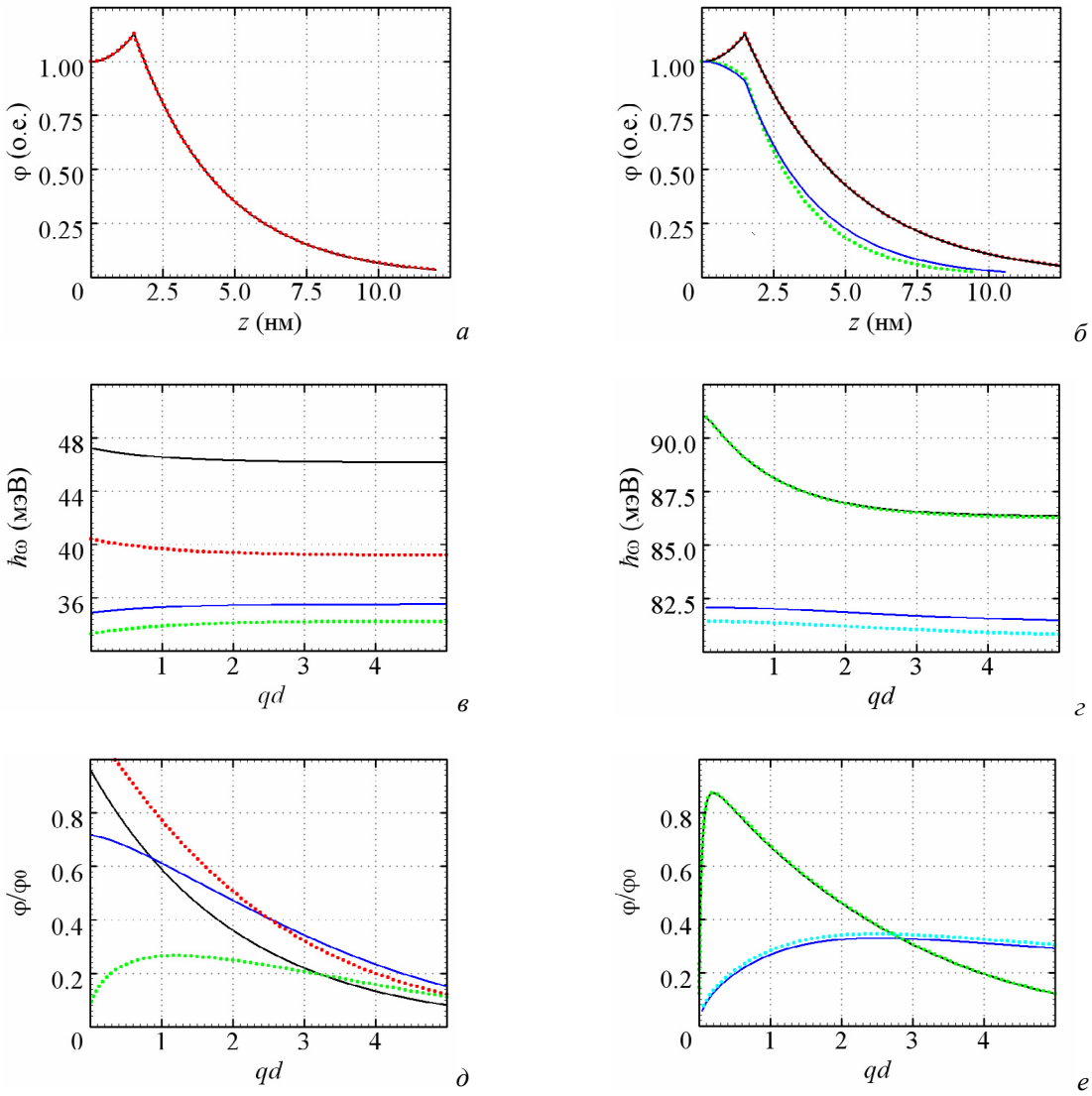



Рис. 1. – Распределение потенциала в направлении $z$ (*а*, *б*), модовая дисперсия (*в*, *д*) и нормированные потенциалы интерфейсных мод в центре квантовой ямы (*д*, *е*) для гетероструктур GaAs/$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (*а*, *в*, *д*) и $In_{0.57}Ga_{0.43}N$/GaN (*б*, *г*, *е*). Пунктирными и сплошными линиями показаны результаты для интерполяции ε(ω) по формулам (2) и (3) соответственно.

## Normalization of phonon modes in quantum-well heterostructures

A. A. Afonenko, U. S. Bialiauski

*Belarusian State University, Minsk, Belarus*
*e-mail: Ulad.by@gmail.com*

Different ways of normalization of localized phonon modes are analyzed. The influence of the interpolation method of dielectric constant of solid alloys on the characteristics of the electron-phonon interaction is investigated. The potentials of the interface modes, which determine the electron-phonon interaction, are calculated for GaAs/AlGaAs and InGaN/GaN quantum wells.

**Keywords:** interface phonon mode, quantum-well heterostructure, electron-phonon interaction.

# Вибрационный и стохастический резонансы в бистабильном вертикально-излучающем лазере с оптической обратной связью

В. Н. Чижевский

*Институт физики имени Б.И. Степанова, 220072 Минск, Беларусь*
*e-mail: vnc@dragon.bas-net.by*

Представлены результаты экспериментального исследования вибрационного и стохастического резонансов в бистабильном вертикально-излучающем лазере с модулированной поляризованной оптической обратной связью. Показано, что отклик лазера на одной выделенной поляризации на модуляцию оптической обратной связи на ортогональной поляризации может быть значительно усилен дополнительной периодической или стохастической модуляцией тока накачки, приводя к полной синхронизации поляризационных переключений. Исследовано влияние асимметрии бистабильного квазипотенциала на проявление вибрационного и стохастического резонансов, а также формы и частоты сигнала тока накачки на характеристики вибрационного резонанса.

**Ключевые слова:** VCSEL, бистабильность, оптическая обратная связь, вибрационный резонанс, стохастический резонанс.

## Введение

Бистабильные системы, возбуждаемые одновременно двумя периодическими сигналами с сильно различающимися частотами, позволяют существенно увеличить низкочастотный отклик при некотором оптимальном значении амплитуды или частоты высокочастотного управляющего сигнала [1–3]. Такое явление было названо вибрационным резонансом (ВР) [1]. В экспериментах с бистабильным вертикально-излучающем лазером (ВИЛ) было продемонстрировано, что это явление позволяет улучшить детектирование периодических и апериодических сигналов, приводя к увеличению амплитуды сигнала, отношения сигнал-шум, коэффициента кросс-корреляции между входом и выходом системы и уменьшению частоты появления ошибочных бит [4, 5]. До сих пор, все экспериментальные исследования по ВР в лазерах с вертикальным резонатором проводились с использованием электрических сигналов накачки.

В данной работе в качестве низкочастотного сигнала используется промодулированное излучение в канале оптической обратной связи на одной выделенной поляризации, при этом отклик лазера исследуется на ортогональной поляризации при добавлении периодической модуляции тока накачки с частотой много больше частоты модуляции обратной связи или добавлении стохастической модуляции. В этих условиях наблюдается немонотонная зависимость отклика лазера на частоте модуляции оптической обратной связи в зависимости от амплитуды периодической или стохастической модуляции тока накачки, что характерно для вибрационного и стохастического резонансов.

Следует отметить, что лазеры с вертикальным резонатором чувствительны к наличию оптической обратной связи, в том числе поляризованной, что приводит к различным нелинейно-динамическим эффектам ([6] и ссылки, приведенные там). Это свойство лазеров важно также с точки зрения их применений в системах связи, где неизбежно возникают отражения при их соединении с оптическим волокном, которые могут в определенных условиях приводить к нестабильности выходных параметров излучения и которые могут усиливаться при работе лазера в бистабильном режиме при наличии модуляции.

## 1. Экспериментальная установка

В экспериментах использовался полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором, генерирующий на длине волны 850 нм. Температура лазерного диода стабилизировалась с помощью термоконтроллера с точностью не хуже 0,01°C. Ток накачки лазера и температура лазера подбирались таким образом, чтобы реализовать режим поляризационной бистабильности. Для исследования временного поведения интенсивности генерации лазера на выделенной поляризации, коллимированное с помощью линзы с антиотражающим покрытием, излучение лазера при помощи полуволновой пластины и призмы Глана расщеплялось на две линейные поляризационные составляющие. Все оптические элементы разъюстировались на небольшой угол, чтобы предотвратить попадание отраженного излучения обратно в лазер. Временная динамика на одной выделенной поляризации регистрировалась быстродействующим лавинным фотодиодом и цифровым USB осциллографом (с частотой выборок 100 МГц и с шириной полосы 50 МГц).

Исследовалась схема с поляризационно-зависимой оптической обратной связью. С этой целью, излучение лазера на второй поляризационной составляющей отражалась от клиновидной стеклянной пластинки (или зеркала с коэффициентом отражения 18%) и возвращалось обратно в лазер. Для модуляции оптической обратной связи использовался электромеханический прерыватель, модулирующий излучение на частоте $f_L \approx 1$ кГц. Управляющий сигнал с различными частотами $f_H$ от 20 кГц до 2 МГц и различными амплитудами подавался от генератора, управляемого с компьютера, и добавлялся непосредственно в постоянный ток накачки лазера. Амплитуда этого сигнала $A_H$ является управляющим параметром.

## 2. Экспериментальные результаты

### 2.1 ВР в бистабильном ВИЛ с симметричным квазипотенциалом

Прежде всего, был исследован случай поляризационной бистабильности с симметрич-ным квазипотенциалом, что достигалось настройкой постоянного смещения тока накачки на середину зоны бистабильности. На рис. 1 представлены временные зависимости отклика лазера на периодическую модуляцию обратной связи при различных значениях амплитуды управляющей модуляции $A_H$.

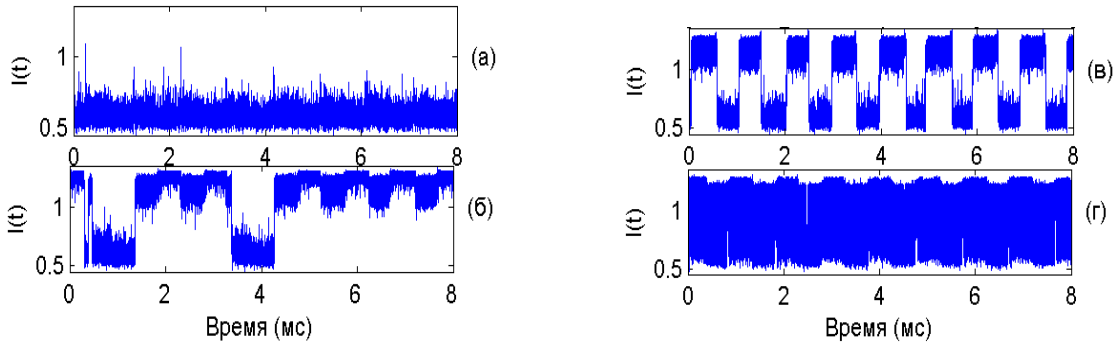



Рис. 1. Временной отклик бистабильного ВИЛ на выделенной поляризации на периодическую модуляцию оптической обратной связи при различных значениях амплитуды управляющего сигнала $A_H$. $A_H$ = 0 (а); 7,5(б); 8 (в) 12 (с) мВ. $f_H$ = 50 кГц.

При отсутствии управляющей модуляции ($A_H$ = 0) никаких переключений между поляризационными состояниями не наблюдается (рис. 1(а)). По мере увеличения величины $A_H$ происходит небольшое увеличение отклика лазера. При некоторой

амплитуде модуляции появляются нерегулярные переключения между поляризационными состояниями, обусловленные совместным действием двух периодических сигналов и внутренних шумов лазера (рис. 2(б)). При оптимальном значении амплитуды управляющей модуляции происходит полная синхронизация поляризационных переключений на частоте $f_L$, сопровождающаяся значительным возрастанием отклика лазера (рис. 1(в)). При достижении управляющим сигналом порога переключения, бистабильность исчезает, что сопровождается резким возрастанием колебаний на частоте $f_H$, промодулированных на частоте модуляции $f_L$ оптической обратной связи. На рис. 2 (кривая 1) представлена зависимость отклика лазера $S(f_L)$ на частоте $f_L$ как функция амплитуды высокочастотной модуляции тока накачки $A_H$.

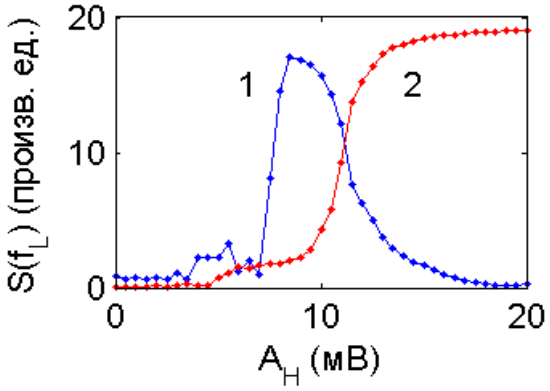



Рис. 2. Зависимость отклика лазера $S(f_L)$ и $S(f_H)$ соответственно на частоте оптического (1) и управляющего (2) сигналов от амплитуды модуляции тока накачки $A_H$.

Ясно видно, что отклик на частоте $f_L$ проходит через максимум при увеличении $A_H$. Такое поведение является проявлением вибрационного резонанса. Здесь же на рис. 2 представлена зависимость отклика $S(f_H)$ на частоте $f_H$ от амплитуды $A_H$, которая показывает достижение порога поляризационных переключений, за которым начинается существенное падение отклика на частоте $f_L$.

2.2 Стохастический резонанс с симметричным квазипотенциалом

При замене периодической модуляции тока на стохастическую модуляцию, наблюдается явление стохастического резонанса. В этих экспериментах использовался шум с полосой 2 МГц и нормальным распределением, при этом управляющим параметром является интенсивность шума, добавляемого к току накачки. На рис. 3 представлена зависимость отклика $S(f_L)$ на частоте $f_L$ от интенсивности шума $\sigma_N$. Такое поведение кривой характерно для явления стохастического резонанса [7].

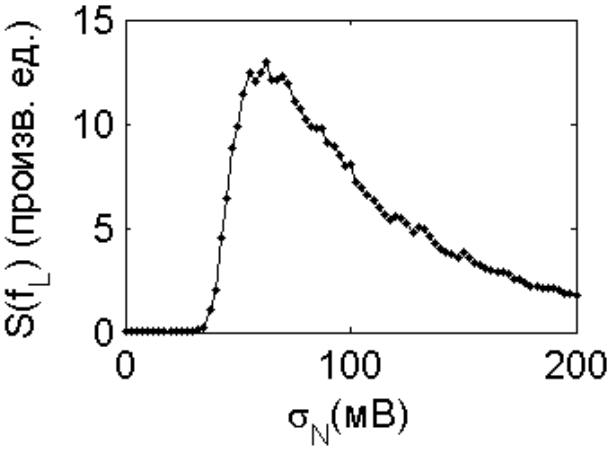



Рис. 3. Зависимость отклика лазера $S(f_L)$ на частоте оптического сигнала от амплитуды стохастической модуляции тока накачки $A_H$.

Следует отметить, что стохастический резонанс наблюдался ранее в бистабильном лазере с вертикальным резонатором, когда и периодический сигнал и шум добавлялись к току накачки [8]. В отличие от этой работы, здесь входной низкочастотный сигнал является оптическим, вследствие модуляции оптической обратной связи.

2.3 Влияние асимметрии бистабильного квазипотенциала на ВР

На рис. 4(а) показана зависимость отклика лазера $S(f_L)$ от амплитуды сигнала $A_H$ и уровня асимметрии $\Delta V = V - V_0$, где $V_0$ – значение напряжения на лазере, соответствующее симметричной конфигурации кваипотенциала, $V$ – текущее значение напряжения. В этих экспериментах напряжение накачки последовательно менялось с шагом 0.5 мВ, таким образом, в квазипотенциал вводился некоторый уровень асимметрии [9].

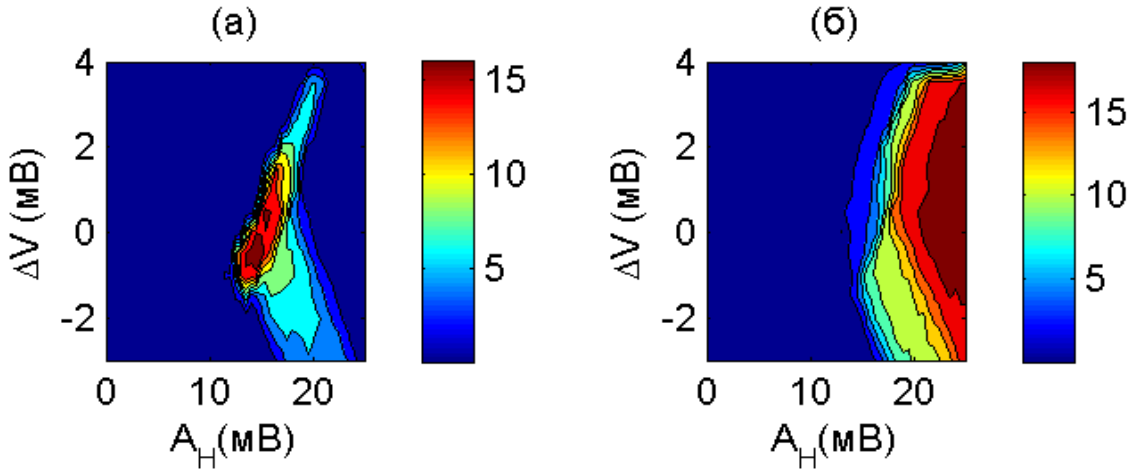



Рис.4 (а) Отклик лазера на частоте $f_L$ (а) и $f_H$ (б) в зависимости от уровня асимметрии $\Delta V$ и амплитуды $A_H$. $f_H$ = 25 кГц.

Из рисунка видно, что максимальное значение отклика $S(f_L)$ для входного сигнала может быть получено только в узких диапазонах $A_H$ и $\Delta V$. На рис. 4(б) показана зависимость отклика лазера на управляющей частоте $S(f_H)$, которая дает представление об изменении порогов поляризационных переключений с изменением уровня асимметрии квазипотенциала.

**Литература**


1. P. S. Landa, P. V. E. McClintock. Vibrational resonance. J. Phys.A: Math. Gen. 2000. V. 33. P. L433–L438.
2. J. P. Baltanas, L. Lopez, I. I. Blekhman, P. S. Landa, A. Zaikin, J. Kurths, M. A. F. Sanjuan. Experimental evidence, numerics, and theory of vibrational resonance in bistable systems. Phys. Rev. E. 2003. Vol. 67. P. 066119-7.
3. V. N. Chizhevsky, E. Smeu, G. Giacomelli. Experimental evidence of “vibrational resonance” in an optical system. Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 220602-4.
4. V. N. Chizhevsky, G. Giacomelli. Improvement of signal-to-noise ratio in a bistable optical system: comparison between vibrational and stochastic resonance. Phys. Rev. A. 2005. Vol. 71. P. 011801-4 (R).
5. V. N. Chizhevsky, G. Giacomelli. Vibrational resonance and the detection of aperiodic binary signals. Phys. Rev. E. 2008. Vol. 77. P. 051126-7.

6. M. Sciamanna, K. Panayotov. Polarization control and nonlinear dynamics in VCSELs. Chapter in “Recent Advances in Laser Dynamics: Control and Synchronization”, Ed. A. Pisarchik, Research Signpost, Kerala, India, 2008. P. 321–359.
7. L. Gammaitoni, P. Hanggi, P. Jung, F. Marchesoni. Stochastic resonance. Rev. Mod. Phys. 1998. Vol. 70, No. 1. P. 223–287.
8. G. Giacomelli, F. Marin, I. Rabbiosi. Stochastic and bona fide resonance: An experimental investigation. Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82, No. 4. P. 675–678.
9. G. Giacomelli, F. Marin. Statistics of polarization competition in VCSELs. Quantum Semiclass. Opt. 1998. Vol. 10. P. 469–476.

## Vibrational and stochastic resonances in a bistable VCSEL with optical feedback

V. N. Chizhevsky

*B. I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, 220072 Minsk, Belarus*
*e-mail: vnc@dragon.bas-net.by*

Results of an experimental study of vibrational and stochastic resonances in a bistable vertical cavity laser with the modulated polarized optical feedback are presented. It is shown, that the response of the laser at one polarization to the modulation of optical feedback at orthogonal polarization can be considerably enhanced by additional periodic or stochastic modulations of a current, leading to a complete synchronization of polarization switchings. Influence of asymmetry of bistable quasipotential on a manifestation of vibrational and stochastic resonances as well as the shape and the frequency of periodic modulation of a current on vibrational resonance is investigated.

**Keywords:** VCSEL, bistability, polarized optical feedback, vibrational resonance, stochastic resonance.

# Генерация терагерцовых импульсов, обусловленная поверхностным баллистическим фототоком

П. А. Зезюля [а], В. Л. Малевич[б], И. С. Манак[а]

[а] *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; e-mail: palz@tut.by*
[б] *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН РБ, Минск, Беларусь*

Построена аналитическая модель формирования поверхностного баллистического фототока при лазерном фемтосекундном возбуждении кубических полупроводников. Показано, что вклады параллельной и перпендикулярной к поверхности компонент фототока в генерацию терагерцовых импульсов могут быть сравнимы по величине. Учет кубической симметрии полупроводникового кристалла приводит к азимутальной анизотропии терагерцовой генерации.

**Ключевые слова:** генерация терагерцовых импульсов, полупроводник, фототок.

## Введение

Известно, что терагерцовые (ТГц) импульсы субпикосекундной длительности могут генерироваться при облучении поверхностей некоторых полупроводников фемтосекундным лазерным излучением с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны [1]. Наибольшая эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в терагерцовое наблюдалась в узкозонных полупроводниках типа $A_3B_5$ [2]. В области не очень больших уровней возбуждения (плотность энергии фемтосекундного лазерного импульса $W < 1$мкДж/см$^2$) основной вклад в генерацию ТГц излучения в данных материалах дает субпикосекундный импульс фототока, обусловленный пространственным разделением фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разными скоростями от освещаемой поверхности вглубь полупроводника [2].

На субпикосекундных временах существенное влияние на динамику формирования фототока в полупроводнике может оказывать анизотропия импульсного распределения фотоносителей заряда, возникающая при возбуждении носителей поляризованным лазерным излучением и обусловленная правилами отбора для прямых междузонных оптических переходов. Анизотропия распределения электронов и дырок по импульсам, как известно, вызывает поляризацию горячей люминесценции в полупроводниках [3], а также приводит к так называемому поверхностному баллистическому фотоэффекту (рисунок.), который возникает при диффузном рассеянии фотовозбужденных носителей заряда на облучаемой поверхности полупроводника и состоит в появлении фототока, параллельного его поверхности [4].

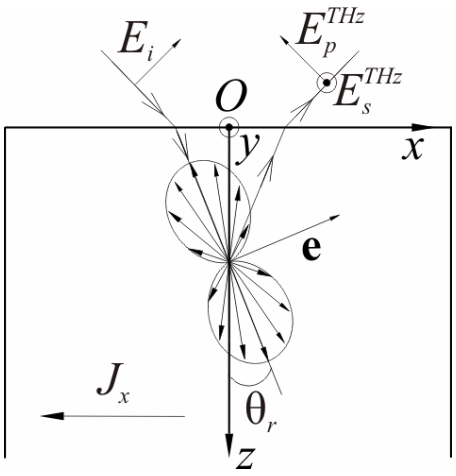



Рисунок. Формирование поверхностного фототока. Малые стрелки – импульсы электронов, возбужденных из подзоны тяжелых дырок.

Механизм возникновения латерального фототока обусловлен тем, что фотоэлектроны, движущиеся налево (см. рисунок), испытывают дополнительное рассеяние на поверхности и, следовательно, теряют латеральную компоненту импульса быстрее, чем электроны, движущиеся направо. В результате потоки электронов, направленные влево и вправо, уже не

компенсируют друг друга, что приводит к формированию латерального фототока. При квазистационарном возбуждении поверхностный баллистический фотоэффект исследовался в GaAs [4]. В настоящей работе проанализирован вклад латерального фототока в генерацию ТГц импульсов в кубических полупроводниках, возбуждаемых линейно поляризованным фемтосекундным лазерным излучением.

### 1. Аналитическая модель

Для типичных полупроводников типа $A_3B_5$ эффективная плотность состояний для переходов из подзоны легких дырок примерно на порядок меньше, чем для переходов из подзоны тяжелых дырок. Поэтому ограничимся рассмотрением оптических переходов электронов между подзоной тяжелых дырок и зоной проводимости. Оптический импульс будем предполагать мгновенным и аппроксимировать δ-функцией.

Кинетическое уравнение для функции распределения фотовозбужденных электронов по импульсам $f_{\mathbf{p}}(z, t)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial t} + v_{\mathbf{p}z}\frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial z} = W_{\mathbf{p}}\delta(t)e^{-\alpha z}, \tag{1}$$

где $v_{\mathbf{p}z} = \partial\varepsilon_{\mathbf{p}}/\partial p_z$ – $z$-компонента скорости электрона, $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ - энергия электрона с импульсом $\mathbf{p}$, $\alpha$ – коэффициент поглощения излучения накачки, ось $oz$ направлена в глубь полупроводника (рисунок). Пиковое значение ТГц сигнала, как известно [1], формируется в момент возбуждения, т. е. на баллистической стадии движения фотовозбужденных носителей. Поэтому в уравнении (1) можно не учитывать процессы рассеяния электронов в объеме полупроводника. Функция $W_{\mathbf{p}}$, описывающая скорость генерации электронов из подзоны тяжелых дырок, имеет следующий вид [5]:

$$W_{\mathbf{p}} = \frac{n_0}{g(\varepsilon_{\mathbf{p}})}\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_0)Y(\mathbf{v},\mathbf{e}),\ Y(\mathbf{v},\mathbf{e}) = \left(1 - \frac{\gamma_2}{|\gamma_2|h(\mathbf{v})}\frac{3(\mathbf{ve})^2 - 1}{2} - 3\frac{(\gamma_3 - \gamma_2)}{|\gamma_2|h(\mathbf{v})}\left(v_x v_y e_x e_y + \right.\right.$$
$$\left.\left. + v_y v_z e_y e_z + v_x v_z e_x e_z\right)\right),\quad h(\mathbf{v}) = \sqrt{1 + 3\left(\frac{\gamma_3^2 - \gamma_2^2}{\gamma_2^2}\right)\left(v_x^2 v_y^2 + v_x^2 v_z^2 + v_y^2 v_z^2\right)}. \tag{2}$$

Здесь $n_0$ – концентрация фотоэлектронов на поверхности, $\varepsilon_0$ – их энергия, $g(\varepsilon_0)$ – плотность состояний электронов в зоне проводимости, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{e}$ – единичные векторы вдоль направлений импульса электрона и напряженности электрического поля излучения накачки, $\gamma_2$ и $\gamma_3$ – параметры Латтинжера. Выражение (2) записано в кристаллографической системе координат.

В глубине полупроводника фотоэлектронов нет и следовательно при $z\to\infty$, $f_{\mathbf{p}}\to 0$. При $v_{\mathbf{p}z} > 0$ функция распределения фотоэлектронов определяется из граничного условия при $z = 0$, которое следует из равенства потоков электронов летящих к поверхности и отраженных от нее:

$$f_{\mathbf{p}} = (1 - P)f_{\mathbf{p}^*} + P\left\langle f_{\mathbf{p}}\theta(-p_z)\right\rangle, \tag{3}$$

где $P$ – коэффициент диффузности рассеяния ($P = 0$ для полностью зеркального рассеяния), $\theta(x)$ – функция Хевисайда, вектор $\mathbf{p}^*$ получается из $\mathbf{p}$ путем замены знака $p_z$, угловые скобки обозначают усреднение по углам.

Используя функцию распределения, найденную из (1)–(3), рассчитаем поверхностный фототок $\mathbf{J}(t) = \int_0^\infty dz\mathbf{j}(z,t)$, где $\mathbf{j}(z,t) = -\left(e/4\pi^3\hbar^3\right)\int d^3\mathbf{p}\mathbf{v}_{\mathbf{p}}f_{\mathbf{p}}(z,t)$ – плот-

ность тока. В линейном приближении по малому параметру $\gamma = (\gamma_3 - \gamma_2)/\gamma_2$ для плоскости [001] получаем следующие выражения для компонент поверхностного фототока:

$$J_z = \frac{-en_0 v_0^2 t}{6}\left\{(2-P)\left[1-\frac{2}{5}P_2(\sin\theta_r)\left(1-\frac{3\gamma}{7}\right)\right]+P\right\},$$
$$J_{\binom{x}{y}} = \frac{-en_0 v_0^2 tP\sin 2\theta_r}{20}\begin{pmatrix}\cos\psi\\ \sin\psi\end{pmatrix}\left(1+\frac{2\gamma}{7}\right) \quad (4)$$

где $P_2(x)$ – полином Лежандра второго порядка, $v_0$ – скорость фотовозбужденных электронов с энергией $\varepsilon_0$, $\Theta_\gamma$ – угол преломления оптического излучения, $\psi$ – азимутальный угол между плоскостью поляризации излучения и осью *0x*.

Для плоскости (111) компоненты поверхностного фототока имеют вид

$$J_z = \frac{-en_0 v_0^2 t}{6}\left\{(2-P)\left[1-\frac{2}{5}P_2(\sin\theta_r)\left(1+\frac{2\gamma}{7}\right)\right]+P\right\},$$
$$J_{\binom{x}{y}} = \frac{-en_0 v_0^2 tP\cos\theta_r}{10}\left\{\sin\theta_r\begin{pmatrix}\cos\psi\\ \sin\psi\end{pmatrix}\left(1-\frac{4\gamma}{21}\right)-\frac{5\sqrt{2}\gamma}{42}\cos\theta_r\begin{pmatrix}\cos 2\psi\\ -\sin 2\psi\end{pmatrix}\right\}. \quad (5)$$

В дипольном приближении, когда размеры излучающей области значительно меньше длины волны, выражения для компонент *p*- и *s*- поляризации вектора напряженности электрического поля ТГц импульса (рисунок) имеют вид:

плоскость (001) –

$$E_p \sim \frac{-en_0 v_0^2}{6}\left\{\sin\theta_r\left[(2-P)\left(1-\frac{2}{5}P_2(\sin\theta_r)\left(1-\frac{3\gamma}{7}\right)\right)+P\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{3}{10}P\left(1+\frac{2\gamma}{7}\right)\cos\theta_r\sin 2\theta_r\right\}, E_s = 0; \quad (6)$$

плоскость (111) –

$$E_p \sim \frac{-en_0 v_0^2}{6}\left\{\sin\theta_r\left[(2-P)\left(1-\frac{2}{5}P_2(\sin\theta_r)\left(1+\frac{2\gamma}{7}\right)\right)+P\right]+\frac{3}{10}P\cos\theta_r\left(\left(1-\frac{4\gamma}{21}\right)\sin 2\theta_r-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\frac{5\sqrt{2}\gamma}{21}\cos^2\theta_r\cos 3\psi\right)\right\}, E_s \sim \frac{en_0 v_0^2 P\gamma\cos^2\theta_r}{42\sqrt{2}}\sin 3\psi; \quad (7)$$

## 2. Результаты и обсуждение

Рассмотрим ситуацию, когда угол падения возбуждающего излучения равен 45°, а ТГц-излучение детектируется в направлении зеркального отражения (рис.). Такая схема используется в большинстве экспериментальных работ [1, 2]. Расчеты для GaAs ($\gamma_2 = 2{,}1$, $\gamma_3 = 2{,}9$ [6]) показывают, что хотя латеральная компонента фототока примерно в 20 раз меньше нормальной, вклад ее в генерацию ТГц излучения довольно значителен и в рассматриваемом случае составляет порядка 30%. Связано это с тем, что ТГц излучение, возбуждаемое латеральным фототоком, в основном, направлено перпендикулярно поверхности полупроводника и, следовательно, практически не испытывает полного внутреннего отражения.

Из выражений (6) следует, что для плоскости (001) *s*-компонента ТГц поля отсутствует, а *p*-компонента не зависит от азимутального угла. Для плоскости (111)

азимутальные зависимости компонент ТГц поля описываются выражениями, вида (7): $E_p \sim a + b\cos 3\psi$ и $E_s \sim \sin 3\psi$. Оценки показывают, что для GaAs отношение $b/a$ амплитуды азимутальных осцилляций $E_p$ к среднему значению составляет около 7%. Аналогичные расчеты для плоскости (111) InP ($\gamma_2 = 1{,}6$, $\gamma_3 = 2{,}1$ [6]) дают 5,5%, что близко к экспериментально измеренному значению (5%) [1].

**Заключение**

В работе построена теоретическая модель формирования поверхностного фототока при субпикосекундном лазерном возбуждении полупроводников. Показано, что вклады параллельной и перпендикулярной к поверхности компонент фототока в генерацию ТГц импульсов могут быть сравнимы по величине. Азимутальные зависимости ТГц генерации, обусловленной поверхностным баллистическим фототоком и эффектом нелинейного оптического выпрямления [7], имеют одинаковый вид.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (гранты Ф10Р-181, Ф09М-143).

**Литература**

1. X. -C. Zhang, D. H. Auston. Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics. J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 326-338.
2. V. L. Malevich, R. Adomavicius, R. Krotkus. THz emission from semiconductor surfaces. Compt. Rend. Physiq. 2008. V. 9. P. 130-141.
3. Б. П. Захарченя и др. Спектр и поляризация горячей фотолюминесценции в полупроводниках. УФН. 1982. Т. 136. С. 459–499.
4. В. Л. Альперович и др. Поверхностный фотогальванический эффект в твердых телах. Теория и эксперимент для междузонных переходов в арсениде галлия. ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2298-2312.
5. В. Д. Дымников. О линейной поляризации горячей люминесценции в полупроводниках с зонной структурой арсенида галлия. ФТП. 1977. Т. 11. С. 1478–1486.
6. A. Dargys, J. Kundrotas. Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP. Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994. 262 p.
7. M. Reid, I. V. Cravetchi, R. Fedosejevs. Terahertz radiation and second-harmonic generation from InAs: Bulk versus surface electric-field-induced contributions. Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 035201(1)–035201(9).

## Terahertz Pulses Generation Caused by Surface Ballistic Photocurrent

P. A. Ziaziulia [a], V. L. Malevich [b], I. S. Manak [a]

*[a] Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: palz@tut.by*
*[b] B.I. Stepanov Institute of Physics of NASB, Minsk, Belarus*

An analytical model of surface ballistic photocurrent in femtosecond-excited-semiconductors has been proposed. It is shown that the contributions of the lateral and normal to the surface photocurrent components to terahertz generation are comparable. Consideration of cubic symmetry of semiconductor results in anisotropy of terahertz generation.

**Keywords:** terahertz pulses generation, semiconductor, photocurrent.

# Спектры терагерцового усиления квантово-каскадных структур с двумя квантовыми ямами на основе $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/Al_{0.02}Ga_{0.98}As(GaAs)/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$

Д. В. Ушаков [а], Ю. Г. Садофьев [б], N. Samal [б]

[а] *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь; ushakovdv@bsu.by*
[б] *Trion Technology, Tempe, Arisona, USA*

Предложена конструкция ККЛ на основе $Al_{0.02}Ga_{0.98}As(GaAs)$–$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с двумя КЯ и встроенной узкой КЯ внутри широкой КЯ, позволяющая ввести дополнительные степени свободы для продвижения в область меньших частот ТГц-диапазона. В структуру широкой КЯ $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$ встроена узкая КЯ GaAs. Максимум коэффициента усиления получен на частоте ~ 2.3 ТГц. Варьирование положением узкой КЯ позволяет управлять матричным элементом дипольных переходов для рабочих уровней 3–2.

**Ключевые слова:** квантово-каскадный лазер, две квантовые ямы, 3-х уровневая схема, резонансное туннелирование, фононный резонанс, терагерцовое усиление.

## Введение

В последнее время отмечается растущий интерес к изучению межподзонных оптических переходов в ТГц диапазоне в полупроводниковых многопериодных квантово-каскадных структурах. Все реализованные в настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) ТГц диапазона созданы преимущественно на основе структур GaAs/AlGaAs [1–4] с дизайном «резонансное испускание оптического фонона», основанной на быстром опустошении нижнего рабочего уровня за счет резонансного испускания оптического фонона. Обычно полная толщина квантово-размерной части структуры составляет 10 мкм, и количество квантовых ям в структуре превышает 700. При этом отклонение от заданных параметров по толщинам слоев не должно превышать 1% [7]. Единичный каскад прибора может включать в себя 4 [1], 3 [2] или 2 [4] квантовых ямы (КЯ) различной ширины, разделенных туннельно-прозрачными барьерами. Соответственно, приборы работают по 5- [1], 4- [2] и 3-х [4] уровневым схемам. Наибольшие достигнутые рабочие температуры ТГц ККЛ составляют 117 K в непрерывном режиме [3], 186 K при импульсной накачке [5] и 225 K при дополнительном использовании магнитного поля [6]. Мощность излучения ККЛ в диапазоне частот 3–4.5 ТГц достигает 100 мВт, однако, при продвижении от 3 к 1 ТГц выходные мощности снижаются до ~ 10 мВт.

## Численный расчет и обсуждение результатов

В настоящей работе исследуются квантово-каскадные структуры $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/Al_{0.02}Ga_{0.98}As(GaAs)/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с 2 КЯ, работающие по 3-х уровневой схеме. Инверсия населенностей достигается между уровнями 3 и 2 при опустошении уровня 2 за счет резонансного испускания оптического фонона, при этом уровень 3 тунельно связан с уровнем 1’ предыдущего каскада [4]. Как показано в работе [4], в таких структурах достигаются большие рабочие температуры.

Значения энергии, волновые функции, матричные элементы дипольных переходов, а также профиль потенциальной энергии находились **k·p**-методом в расширенной модели Бастарда [8, 9] на основе решения уравнений Шредингера и Пуассона [10]. Степень заполнения уровней энергии и соответствующие квазиуровни Ферми находились путем численного решения системы балансных уравнений [11]. Коэффициент усиления *g* для внутриподзонных переходов в зависимости от частоты

света ν находился в многоуровневом приближении с учетом несимметричного контура уширения линии излучения [12] с параметром уширения γ = 5 мэВ.

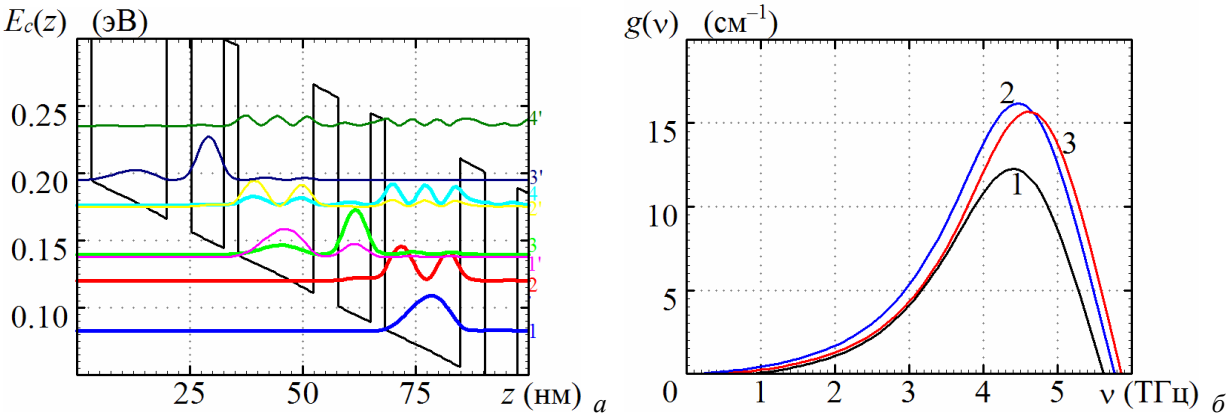



Рис. 1. – (*а*) Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле $E$ = 17 ·кВ/см и (*б*) спектры усиления $g(\nu)$ для различных значений электрического поля $E$ = 16.9 (1), 17.0 (2), 17.3 кВ/см (3). Толщины слоев структуры в нанометрах последовательно слева направо имеют следующие значения: 3.1/**16.7**/5.6/**7.1**. Во всей последовательности слоев квантовые ямы GaAs выделены жирным, а подчеркнутые слои легированы примесями Si с поверхностной концентрацией $2.17\cdot10^{10}$ см$^{-2}$ .

На рис. 1 приведены тестовые расчеты зонной структуры, уровней энергии, волновых функций, а также спектров усиления ККЛ на основе GaAs–$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$, полученной в работе [4]. При вычислениях высота потенциальных барьеров в зоне проводимости полагалась равной $\Delta E_c$ = 155 мэВ. Рассчитанные значения эффективных масс носителей тока составляли $m^*$ = 0.080 $m_0$ для барьерных слоев $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ и $m^*$ = 0.067 $m_0$ для квантовых ям GaAs. Как показывают численные расчеты, результаты расчета зонной структуры и спектров усиления хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [4]. Рабочая частота составляет 4.6 ТГц, однако продвижение в область меньших частот ограничивается недостаточной возможностью варьирования толщин квантовых ям и барьерных слоев (их всего 4) из-за необходимости одновременного выполнения условий резонансного испускания оптического фонона и резонансного туннелирования.

Дополнительные степени свободы можно получить при незначительном изменении молярного состава квантовых ям и введении тонких квантовых ям (~ 2 нм) внутри толстой квантовой ямы [13], что позволяет продвинуться в область меньших частот. На рис. 2 представлены численные самосогласованные расчеты зонной структуры, уровней энергии, волновых функций, а также спектров усиления модифицированных ККЛ на основе $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$(GaAs)–$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$. В структуру широкой КЯ $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$ глубиной $\Delta E_c$ = 132.2 мэВ встроена узкая КЯ GaAs высотой $\Delta E_c$ = 22.8 мэВ. Рассчитанные значения эффективных масс для различных уровней энергии составляют: $m_1$ = 0.069 $m_0$, $m_2$ = 0.070 $m_0$, $m_3$ = 0.070 $m_0$.

Расстояние между уровнями 2–1 составляет 36.5 мэВ, что соответствует энергии полярного оптического фонона в GaAs. Максимум коэффициента усиления достигается на частоте ~ 2.3 ТГц при напряженности электрического поля $E$ = 14.4 кВ/см. Введение узкой КЯ внутри широкой ямы позволяет уменьшить энергию излучения, центрирует волновую функцию, а также позволяет управлять матричным элементом дипольных переходов между рабочими уровнями 3–2.

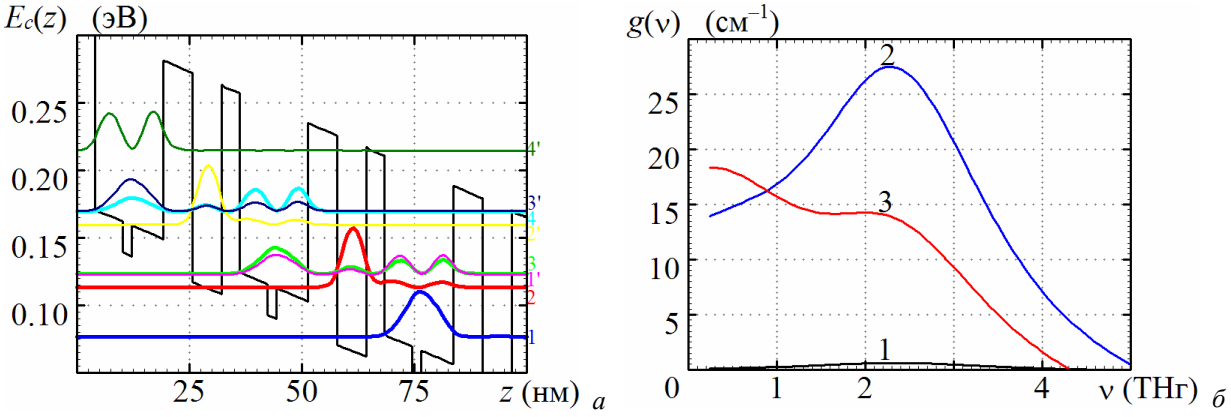



Рис. 2. – (*а*) Диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ и квадраты модулей волновых функций электронов в электрическом поле $E$ = 14.4 ·кВ/см и (*б*) спектры усиления $g(\nu)$ для различных значений электрического поля $E$ = 14.3 (1), 14.4 (2), 14.5 кВ/см (3). Толщины слоев структуры в нанометрах последовательно слева направо имеют следующие значения: /3.955/***6.215***/**1.978**/***7.063***/6.497/**6.497**. Во всей последовательности слоев квантовые ямы GaAs выделены жирным, а $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$ – жирным курсивом. Подчеркнутые слои легированы примесями Si с поверхностной концентрацией $2.17\cdot10^{10}$ см$^{-2}$.

Так, при фиксированной напряженности электрического поля $E$ = 14.5 кВ/см и неизменной толщине широкой квантовой ямы варьирование положением встроенной узкой КЯ шириной $d$ = 1.978 нм позволяет получить следующие значения матричных элементов дипольных переходов: $z_{32}$ = 4.82 (6.215/1.978/7.063), 5.54 (4.802/1.978/8.475) и 2.94 нм (8.475/1.978/4.802). Отметим, что все толщины слоев ККЛ кратны толщине монослоя (0.2825 нм), что обеспечивает лучшее качество гетерограниц, высокую скорость роста структур и более высокие ожидаемые рабочие температуры [7].

**Заключение**

Таким образом, предложена конструкция ККЛ на основе $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$(GaAs)–$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ с 2 КЯ и встроенной узкой КЯ внутри широкой КЯ, позволяющая ввести дополнительные степени свободы для продвижения в область меньших частот ТГц-диапазона. В структуру широкой КЯ $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$ встроена узкая КЯ GaAs. Максимум коэффициента усиления получен на частоте ~ 2.3 ТГц. Варьирование положением узкой КЯ позволяет управлять матричным элементом дипольных переходов для рабочих уровней 3–2.

**Благодарности**

Работа частично выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ № Ф10Р–091.

**Литература**

1. B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J. L. Reno. High-power terahertz quantum-cascade lasers. Electron. Lett. 2006. Vol. 42, № 2. P. 89–90.
2. H. Luo, S. R. Laframboise, Z. R. Wasilewski, G. C. Aers, H. C. Liu. Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module. Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 041112(1–3).

3. B. S. Williams. Terahertz quantum-cascade lasers. Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P. 517–525.
4. S. Kumar, C. W. I. Chan, Q. Hu, J. Reno. Two-well terahertz quantum-cascade laser with direct intrawell phonon depopulation. Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 141110(1–3).
5. S. Kumar, Q. Hu, J. Reno. 186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design. Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 131105(1–3).
6. A. Wade, G. Fedorov, D. Smirnov, S. Kumar, B. S. Williams, Q. Hu, J. L. Reno. Magnetic-field-assisted terahertz quantum cascade laser operating up to 225 K. Nature Photonics. 2009. Vol 3. P. 41–45.
7. Ю. Г. Садофьев. Выращивание структур ТГц ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Мат. XV Междунар. Симпоз. "Нанофизика и Наноэлектроника". Т. 1. Нижний Новгород, 2011. С. 244–245.
8. K. H. Yoo, L. R. Ram-Mohan, D. F. Nelson. Effect of nonparabolicity in GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$ semiconductor quantum wells. Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39, № 17. P. 12808–12813.
9. C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, S. Scandolo. Nonparabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubabnd transitions in quantum wells. Phys. Rev. B. 1994. V. 50, № 12. P. 8663–8674.
10. Д. В. Ушаков, И. С. Манак. Энергетические и излучательные характеристики квантово-каскадных структур на сверхрешетках. Опт. и спектр. 2008. Т. 104, № 5. С. 847–852.
11. Д. В. Ушаков, И. С. Манак. Двухпериодная модель расчета населенностей уровней подзон многопериодных квантово-каскадных сверхрешеточных структур. ЖПС. 2007. Т. 74, № 6. С. 801–804.
12. Д. В. Ушаков, В. К. Кононенко, И. С. Манак. Расчет спектров усиления и люминесценции квантово-каскадных лазерных структур с учетом несимметричных контуров уширения линии излучения. Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 3. С. 195–198.
13. Д. И. Крыжков, С. В. Морозов, Д. М. Гапонова, С. М. Сергеев, В. И. Гавриленко, Д. И. Курицын, Ю. Г. Садофьев, N. Samal. Диагностика квантовых каскадных структур оптическими методами в ближнем ИК-диапазоне. Мат. XV Междунар. Симпоз. "Нанофизика и Наноэлектроника". Т. 2. Нижний Новгород, 2011. С. 525–526.

## Terahertz gain spectra of the quantum-cascade structures with two quantum wells based on $Al_{0.15}Ga_{0.85}As/Al_{0.02}Ga_{0.98}As(GaAs)/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$

D. V. Ushakov [a], Yu.G. Sadofev [b], N. Samal [b]

[a] *Belarusian State University, Minsk, Belarus; ushakovdv@bsu.by*
[b] *Trion Technology, Tempe, Arisona, USA*

QCL design based on $Al_{0.02}Ga_{0.98}As(GaAs)$–$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ with two QW and built-in narrow quantum wells in the wide QW is proposed, which allows to introduce additional degrees of freedom to move to lower terahertz frequencies. Narrow GaAs QW is built in the structure of the wide $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$ QW. Maximum gain is obtained at a frequency of ~ 2.3 THz. Varying the position of the narrow QW allows to control the matrix element of dipole transitions for the working levels 3–2.

**Keywords:** quantum-cascade laser, two quantum wells, 3-th level scheme, resonant tunneling, the optical phonon resonance, terahertz gain.

# Амплитудно-отстроечные характеристики квантоворазмерных гетеролазеров, излучающих в области 1.5 мкм

Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко

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

Путем численного моделирования показано, что изменение частоты и глубины модуляции тока, а также расположения продольной моды резонатора в пределах полосы усиления позволяет управлять временными и энергетическими параметрами излучения лазера. При увеличении частоты модуляции высокочастотный край амплитудно-отстроечной характеристики приближается к соответствующему краю реперной характеристики. В зависимости от совокупности параметров амплитудно-отстроечные характеристики могут иметь или не содержать провалы вблизи центральной части полосы усиления, а максимумы характеристик могут перемещаться в сравнительно широких спектральных пределах. В целом при увеличении глубины модуляции тока величина отклика возрастает, а также увеличивается значение частоты модуляции, при которой амплитудно-отстроечная и реперная характеристики «сливаются».

**Ключевые слова:** квантоворазмерный гетеролазер, амплитудно-отстроечная характеристика.

## Введение

Наиболее важная область применения полупроводниковых лазеров – это волоконно-оптическая связь. К настоящему времени разработаны динамически одночастотные (ДО) лазеры, которые устойчиво работают в режиме генерации одной продольной моды даже при высокочастотной модуляции тока накачки. Для повышения эффективности использования таких источников необходимо знание отклика лазера при изменении его параметров, прежде всего частоты модуляции и расположения генерируемой продольной моды в пределах полосы усиления.

Данная работа посвящена исследованию путем численного моделирования амплитудно-отстроечных характеристик (АОХ) квантоворазмерных гетеролазеров, генерирующих в области 1.5 мкм. Гетеролазеры такого типа служат излучателями в системах волоконно-оптической связи.

## Используемые уравнения и параметры

Для определенности расчеты выполнены для ДО квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaInAsP, имеющих в активной области две квантовые ямы, шириной ≈ 5 нм каждая. Предполагается, что генерация осуществляется на одной продольной моде с частотой $\nu_g$, которая может располагаться в любой точке полосы усиления. Для описания работы лазера используется система скоростных уравнений для плотности фотонов в резонаторе $S$ и концентрации неравновесных носителей тока $N$, аналогичная [1]:

$$\dot{S} = v\mu(\Gamma k(\nu_g) - k_l)S + \beta N_a R_{sp},$$

$$\dot{N} = \eta' j/edN_a - R_{sp}/\eta_{sp} - v\mu\Gamma k(\nu_g)S/N_a,$$

где $v$ – скорость света в активной среде, $\mu$ – коэффициент заполнения резонатора активной средой, $\Gamma$ – параметр оптического ограничения, $k(\nu_g)$ и $k_l$ – коэффициенты усиления и потерь, $R_{sp}$ – скорость спонтанной излучательной рекомбинации, $\beta$ – коэффициент, определяющий долю вклада спонтанного излучения в генерирующую моду, $j$ – плотность тока накачки, $d$ – толщина активного слоя (ширина квантовой ямы),

$N_a$ – число квантовых ям в активной области, η' – инжекционная эффективность, $\eta_{sp}$ – квантовый выход люминесценции. Спектр усиления $k(\nu_g)$ и скорость спонтанной излучательной рекомбинации $R_{sp}$ определяются в рамках оптической модели активной среды без правила отбора по волновому вектору электрона для основных переходов [2].

Модуляция тока накачки описывалась в виде $j = j_b + j_m \sin(2\pi\nu_m t)$, где $j_m$ и $\nu_m$ – глубина и частота модуляции, а $j_b$ – постоянная составляющая тока. Предполагалось, что $j_b = x_b j_{th}$, $j_m = x_m j_b$, где $j_{th} = edN_a R_{sp\text{-}th}/\eta'\eta_{sp}$ – стационарный порог, $R_{sp\text{-}th}$ – пороговая скорость спонтанной рекомбинации, а $x_b$ и $x_m$ – варьируемые параметры.

При расчетах для системы GaInAs–GaInAsP задавались следующие значения параметров: $d = 5$ нм, $N_a = 2$, $\Gamma = 0.845 \cdot 10^{-2}$, $\beta N_a = 10^{-5}$, $\mu = 1$, $k_l = 25$ см$^{-1}$. Параметры компонентов гетероструктуры, значения эффективных масс носителей, энергии уровней подзон определялись из опубликованных данных (см., например, [1]).

**Результаты расчета и их обсуждение**

Из рисунка 1 видно, что форма и длительность импульсов излучения сильно зависят от частоты модуляции тока. Известно [3], что в нелинейных системах помимо основного резонанса возможны вторичные резонансы при $\nu_m = \nu_{rel} m/n$, где $m$ и $n$ – взаимно простые числа, а $\nu_{rel}$ – частота релаксационных колебаний. Характерный признак резонанса для субгармоники $1/n$ – тонкая структура задних фронтов импульсов генерации, имеющая период $\approx 1/n\nu_m$. В соответствии с данной классификацией импульс на рис. 1, *а* соответствует субгармонике 1/3, на рис. 1, *б* – субгармонике 1/2, а на рис. 1, *в* – основному резонансу. Таким образом, в данных лазерных системах проявляется мультирезонансная структура нелинейного отклика, когда амплитудно-частотные характеристики могут содержать два или три локальных максимума, соответствующих основному резонансу, а также резонансам для субгармоник 1/2 и 1/3. Более детально эти вопросы исследованы в [1].

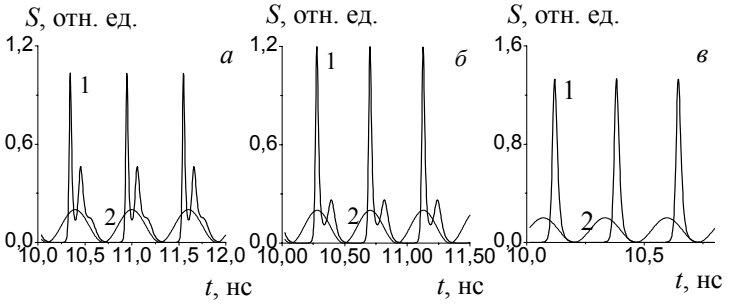



Рис. 1. Временные зависимости $S(t)$ (1) и формы тока накачки (2) при $\nu_m = 1.66$ (*а*), 2.36 (*б*) и 3.80 ГГц (*в*); $h\nu_g = 830$ мэВ; $x_b = 1.5$; $x_m = 0.4$.

На рис. 2 и 3 приведены АОХ (1) и реперные АОХ (2) для двух значений $x_m$, которые в наглядной и обобщенной форме позволяют характеризовать поведение отклика лазера при изменении частоты лазерного излучения $\nu_g$ в пределах полосы усиления. Реперные АОХ соответствуют предельному случаю, когда $x_m \to 0$. Различие между АОХ и реперными характеристиками характеризует величину динамической составляющей отклика. Для обозначения формы импульсов, которые реализуются в окрестности соответствующих локальных максимумов, использованы обозначения: кср (квазистационарный режим) – выше порога форма лазерного импульса качественно воспроизводит форму импульса тока; рез.1/2 – субгармоника 1/2 (аналогично рис. 1, *б*); рез.1/3 – субгармоника 1/3 (аналогично рис. 1, *а*); рез.1 – основной резонанс (аналогично рис. 1, *в*); sin-пф – синусоидальная форма импульса с малой глубиной модуляции, противофазная модуляции тока.

Если $\nu_m < \nu_r^{max}$ (где $\nu_r^{max}$ – максимальное значение резонансной частоты, достигаемое в пределах полосы усиления), то АОХ содержат два локальных максимума

на крыльях линии (рис. 2, *б–г*). При этом рис. 2, *а* исключается из-за реализации кср. При $\nu_m > \nu_r^{max}$ провалы в центральной части АОХ отсутствуют (рис. 2, *д*).

Приведенные на рис. 3 аналогичные зависимости получены при $x_m = 1.0$. В этом случае АОХ не содержат провалов в центральной части полосы усиления. В то же время увеличивается набор спектральных диапазонов с режимами, где наблюдается удвоение ($2T$) и утроение ($3T$) периода излучения. При определенных частотах модуляции максимальным значениям АОХ соответствуют режимы удвоения периода излучения (рис. 3, *д–е*).

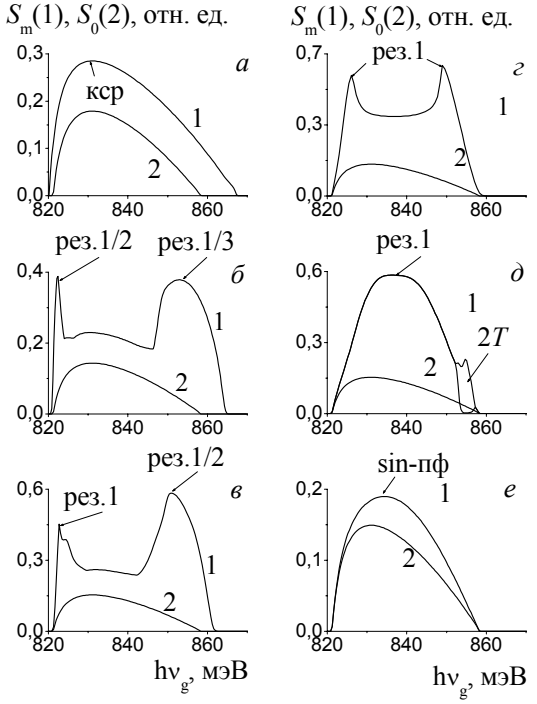



Рис. 2. АОХ (1) и реперные АОХ (2) при $\nu_m = 0.1$ (*а*), 1.0 (*б*), 2.0 (*в*), 4.0 (*г*), 6.0 (*д*) и 12.0 ГГц (*е*); $x_b = 1.5$; $x_m = 0.2$.

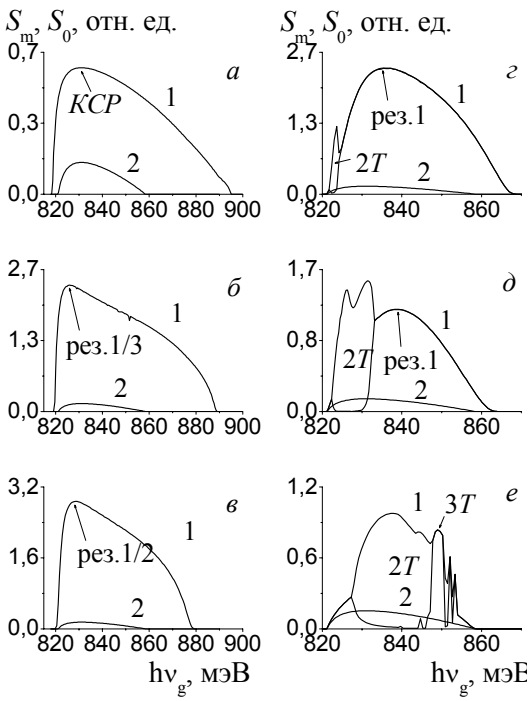



Рис. 3. АОХ (1) и реперные кривые (2) при $\nu_m = 0.1$ (*а*), 1.0 (*б*), 2.0 (*в*), 4.0 (*г*), 6.0 (*д*) и 12.0 ГГц (*е*); $x_b = 1.5$; $x_m = 1.0$.

**Заключение**

Изменение частоты и глубины модуляции тока, а также расположения продольной моды резонатора в пределах полосы усиления позволяет управлять динамической составляющей АОХ, а, следовательно, временными и энергетическими параметрами излучения лазеров. При увеличении частоты модуляции высокочастотный край АОХ приближается к соответствующему краю реперной АОХ и в пределе они совпадают. Знание величины динамической составляющей отклика может быть использовано либо для стабилизации выходных характеристик при технических флуктуациях параметров лазера, либо, наоборот, для усиления реакции лазерной системы на возмущения. В зависимости от совокупности параметров модуляции АОХ могут содержать или не содержать провалы в центральной части полосы усиления, а максимумы АОХ могут перемещаться в сравнительно широких спектральных пределах. В целом при увеличении глубины модуляции тока величина отклика возрастает, а также увеличивается значение частоты модуляции, при которой АОХ и реперная АОХ «сливаются».

**Литература**

1. Кунцевич Б.Ф., Кононенко В.К. Влияние глубины модуляции тока на отклик одночастотных квантоворазмерных гетеролазеров в области 1.5 мкм. ЖПС. 2010. Т. 77, № 6. С. 882–888.
2. Kuntsevich B.F., Kononenko V.K., Pisarchik A.N. *In* «Recent Advances in Laser Dynamics: Control and Synchronization», Kerala, Research Signpost, 2008. P. 221–267.
3. Самсон А.М., Туровец С.И., Чижевский В.Н., Чураков В.В. Нелинейная динамика $CO_2$-лазеров с периодической модуляцией потерь. ЖЭТФ. 1992. Т. 101, № 4. С. 1177–1197.

## Amplitude-detuning characteristics of quantum-well heterolasers emitting in the region of 1.5 μm

B. F. Kuntsevich, V. K. Kononenko

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

By numerical modeling it is shown that change in the frequency and depth of current modulation and also in displacement of a longitudinal mode of the cavity within the gain band allows to control temporal and energy parameters of laser radiation. At increasing the modulation frequency, the high-frequency edge of amplitude-detuning characteristics approaches appropriate edge of reference characteristics. Versus the set of laser parameters, amplitude-detuning characteristics can to display or not to contain dips near the central part of the gain band and maxima of the characteristics can to shift in relatively wide spectral limits. In general, at increasing the current modulation depth, the response value increases and also the quantity of modulation frequency, where the amplitude-detuning characteristic and reference one “merge”, increases.

**Keywords**: quantum-well heterolaser, amplitude-detuning characteristics.

# Неустойчивость излучения в квантоворазмерных структурах из квантовых точек при учете ближних дипольных взаимодействий

Е. В. Тимощенко [а], В. А. Юревич [б], Ю. В. Юревич [б]

*[а] УО «МГУ им. А.А. Кулешова», Могилев, Беларусь*
*[б] УО «МГУП», Могилев, Беларусь; e-mail: mgup@mogilev.by*

Проведен численный анализ динамики генерации в квантоворазмерных структурах с учетом фазового эффекта, обусловленного влиянием ближних полей дипольных частиц. Указано на возможность развития автомодуляционного режима излучения в виде серии регулярных контрастных импульсов.

**Ключевые слова:** резонансная нелинейность, диполь-дипольное взаимодействие, автоколебания.

## Введение

Благодаря формированию экситонных зон энергии полупроводниковые образования, представляемые структурой из квантовых точек, могут обладать сильной резонансной нелинейностью, которая проявляется в возможности наблюдения когерентных оптических эффектов [1, 2]. Полупроводниковые наноструктуры обладают связанными с экситонными переходами большими дипольными моментами: их величина составляет несколько десятков Дебай [2], поэтому в системах квантовых точек следствия ближнего дипольного взаимодействия могут быть значительными [3]. В предлагаемом сообщении приведены результаты анализа его влияния на динамику генерации излучения в подобных системах.

## 1. Модель и основные уравнения

Динамическая модель полупроводникового лазера, в рамках которой может быть описан энергообмен между квазирезонансным излучением и средой, представленной структурой из квантовых точек, основана на сосредоточенной балансной схеме. В этой схеме действующее на активные центры и определяющее нелинейный отклик среды плосковолновое световое поле включает характерную при учете влияния ближних полей диполей лоренцовскую поправку. Представление резонансной поляризованности помимо прямой резонансной компоненты содержит квазирезонансную — ее присутствием учтено различие поляризуемости на уровнях перехода, что дает возможность ввести в рассмотрение резонансную нелинейную рефракцию. Изменение эффективного показателя преломления структуры, вызывающее сдвиг частоты, тогда зависит от резонансной вариации инверсии с коэффициентом, пропорциональным фактору Хенри. В результате адиабатического исключения резонансной поляризованности формулируются скоростные уравнения, записанные для усредненных переменных комплексной амплитуды $A(\tau)$ и инверсии $n(\tau)$ (амплитуда $A(\tau)$ нормирована по амплитуде действующего поля, соответствующей насыщению, время $\tau$ – по времени жизни экситонов):

$$\frac{dA}{d\tau}=\frac{1}{\tau_{\phi}\left[1+\beta c\left(n-n_0\right)/3\omega\right]}\left\{\frac{\kappa n}{1+\Delta^2}-\frac{\beta}{3}\frac{dn}{d\tau}-\rho+i\left[\frac{\kappa\Delta n}{1+\Delta^2}+\beta\left(n-n_0\right)\right]\right\}A,$$
$$\frac{dn}{d\tau}=\alpha-n-\frac{n\left|A\right|^2}{1+\Delta^2},\quad \Delta=\left(\omega-\omega_0\right)/\gamma. \tag{1}$$

Здесь $\tau_{\phi}$ – нормированное время жизни фотонов, $\omega$ – несущая частота поля, $\kappa$ – ненасыщенный коэффициент усиления, $\beta$ – параметр нелинейной рефракции, $\rho$ –

коэффициент нерезонансных потерь, $\alpha$ – параметр скорости накачки (по отношению к пороговому уровню), $n_0$– начальная инверсия, $\Delta$ – нормированная по ширине линии генерации $\gamma$ отстройка частоты от центра линии $\omega_0$. Отметим, что в отличие от известных кинетических систем изменение действительной части амплитуды в (1) зависит от скорости изменения инверсии – соответствующая компонента возникает при учете ближних полей диполей и квазирезонансной поляризуемости активных центров.

### 2. Результаты численного моделирования

Были проведены многократные расчеты динамики генерации для параметров системы (1), перекрывающихся с характеристиками реальных лазерных устройств (см., например, [1, 2]). Начальные условия для $n(\tau)$ и $A(\tau)$ соответствовали выполнению пороговых условий генерации при крайне низких (ненулевых) значениях интенсивности.

Характерные варианты расчета временно́й развертки решений (1) для нормированной интенсивности $S = |A(\tau)|^2$ приведены на рис. 1. Довольно типичная картина пульсаций (рис. 1, *а*), быстро затухающих к стационарному уровню интенсивности, выше определенного уровня накачки сменяется автоколебательной структурой (в наносекундном диапазоне) в виде серии контрастных незатухающих импульсов (рис. 1, *б*), свидетельствующей о возможности автомодуляционной роли ближних полей.

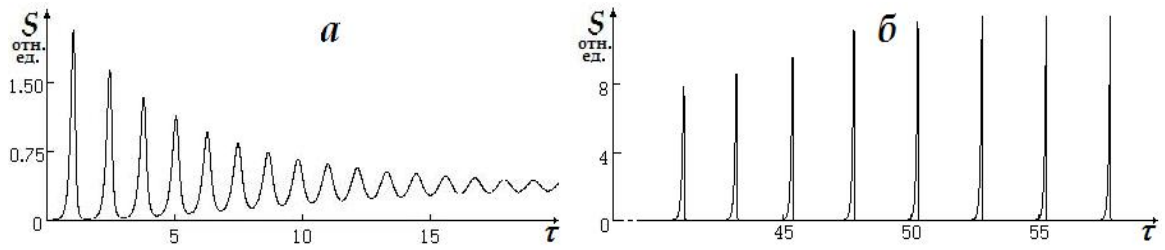



Рис. 1. – Зависимость интенсивности действующего поля от времени:
$\alpha = 1.62$ (*а*), 1.78 (*б*), $\kappa/\tau_\phi = 120$, $\beta/\kappa = 2.0$, $\Delta = 0.5$ (диапазон $\tau \approx$ в наносекундах)

**Литература**


1. G. Panzarini, U. Hohenester, E. Molinari. Self-induced transparency in semiconductor quantum dots. Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65, No. 16. P. 165322-1–165322-6.
2. P. Borri [et al.]. Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots. Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66, No. 8. P. 081306-1–081306-4.
3. А.Е. Каплан, С.Н. Волков. Поведение локальных полей в нанорешетках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность. УФН. 2009. Т. 179, № 5. С. 539–547.


## Instability of radiation in quantum-well structures formed by quantum dots at the account near dipole interactions


E. V. Timoschenko [a], V. A. Yurevich [b], Yu. V. Yurevich [b]

[a] *Mogilev State University, Mogilev, Belarus*
[b] *Mogilev State University of Food, Mogilev, Belarus; e-mail: mgup@mogilev.by*



The computing modeling of generation dynamics in quantum-well laser structures with taking into account the phase effect caused by influence of near fields of dipole particles is conducted. It is specified a possibility of automodulation mode arising on radiation in the form of regular series of self-sustained pulses.



**Keywords:** resonant nonlinearity, dipole-dipole interaction, intensity self-pulsations.

# Усиленная люминесценция и эффект растекания носителей заряда в мощных линейках лазерных диодов

Т. В. Безъязычная [a], В. М. Зеленковский [a], В. В. Кабанов [b], Е. В. Лебедок [b], А. А. Романенко [b], Г. И. Рябцев [b]

[a] *Институт физико-органической химии НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*
[b] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь; e-mail: y.lebiadok@dragon.bas-net.by*

Исследовано влияние глубины травления слоев гетероструктуры в области между полосковыми контактами на формирование и развитие потоков усиленной люминесценции в мощных линейках лазерных диодов. Рассмотрена методика определения степени влияния дефектов решетки и примесей на величину растекания тока.

**Ключевые слова:** дефекты решетки, линейка лазерных диодов, усиленная люминесценция, эффект растекания носителей заряда.

## Введение

Мощные линейки лазерных диодов (ЛЛД) широко применяются в качестве компактных высокоэффективных источников оптической накачки твердотельных лазеров [1–3]. Для снижения энергопотребления таких излучателей необходимо оптимизировать параметры как твердотельного лазера, так и ЛЛД. Относительно высокие значения мощностей ЛЛД достигаются путем увеличения длины резонатора и суммарной ширины генерирующих элементов гетероструктуры, поэтому следует ожидать [4, 5], что, в активных слоях ЛЛД будут развиваться интенсивные потоки усиленной люминесценции (УЛ), приводящие к росту порога и снижению выходной мощности генерируемого излучения. Эффект растекания носителей заряда в области контактного и волноводного слоев гетероструктуры приводит к расширению области с положительным коэффициентом усиления за пределы полосковых контактов, что оказывает существенное влияние на развитие потока УЛ в направлении, перпендикулярном оси резонатора ЛЛД.

Настоящая работа посвящены определению степени влияния глубины травления слоев гетероструктуры в области между полосковыми контактами на формирование и развитие потоков усиленной люминесценции в ЛЛД, а также методу учета дефектов решетки и примесей в расчетах величины растекания носителей заряда.

## 1. Влияние эффекта растекания на потоки УЛ в ЛЛД

Распределение плотности тока $j$ в активном слое ЛЛД в области под полосковым контактом и вблизи нее определялось на основе соотношения [6]:

$$j(x) = [\frac{4kT}{w^2 \rho_s q}(\sqrt{1+\frac{w\rho_s q I_t}{4kTL}} - 1)^2] \cdot \exp[-(\frac{\sqrt{1+\frac{w\rho_s q I_t}{4kTL}} - 1}{w})(|x| - w/2)], \quad (1)$$

где $k$ – постоянная Больцмана, $T$ – температура, $q \approx 2$, $\rho_s$ – приведенное сопротивление слоев, зависящее от глубины травления $d_{\text{etch}}$ слоев гетероструктуры в области между полосковыми контактами, $w$ – ширина полоскового контакта, $I_t$ – суммарный ток, $L$ – длина резонатора ЛЛД. При расчетах использованы следующие параметры гетероструктуры [7]: толщина и удельное сопротивление контактного слоя GaAs: Zn равны 0,35 мкм и $2 \cdot 10^{-4}$ Ом·м, толщина и удельное сопротивление эмиттера $Al_{0,29}Ga_{0,71}As$: Zn – 1,73 мкм и $1 \cdot 10^{-3}$ Ом·м, толщина и удельное сопротивление

волноводного слоя $Al_{0,26}Ga_{0,74}As$ – 0,2 мкм и $0{,}7\cdot10^{-2}$ Ом·м, толщина и удельное сопротивление барьерного слоя GaAs – 0,007 мкм и $0{,}3\cdot10^{7}$ Ом·м.

Расчет величин потоков усиленной люминесценции до и при пороговом уровне накачки проводился на базе системы уравнений [8]:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{b(x,y)}\frac{\partial S^{\pm}_{y,\nu}(x,y)}{\partial y} &= [\Gamma g_{\nu}(x,y)-\rho]S^{\pm}_{y,\nu}(x,y)+a_L W_{sp,\nu}(x,y),\\
\frac{1}{b(x,y)}\frac{\partial S^{\pm}_{x,\nu}(x,y)}{\partial x} &= [\Gamma g_{\nu}(x,y)-\rho]S^{\pm}_{x,\nu}(x,y)+a_L W_{sp,\nu}(x,y),
\end{aligned} \qquad (2)$$

где $S^{\pm}_{x,\nu}(x,y)$ и $S^{\pm}_{y,\nu}(x,y)$ – спектральные плотности потоков УЛ на частоте ν в точке $(x, y)$, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях осей $Ox$ (направленной перпендикулярно оси резонатора ЛЛД) и $Oy$ (направленной вдоль оси резонатора ЛЛД) соответственно, $b(x,y)$ – параметр усреднения потоков УЛ в пределах некоторого телесного угла (при расчетах использовалось значение $b(x,y)\approx 1$), $a_L = 0{,}1$ – параметр, характеризующий вклад спонтанного испускания в потоки УЛ $S^{\pm}_{x,\nu}(x,y)$ и $S^{\pm}_{y,\nu}(x,y)$ [6], $W_{sp,\nu}(x,y)$ – объемная спектральная мощность спонтанного испускания, $g_{\nu}(x,y)$ – спектральный коэффициент усиления, $\rho = 50$ м$^{-1}$ – коэффициент внутренних оптических потерь для излучения в активном слое InGaAs.

Граничные условия для системы уравнений (2) имеют вид

$$\begin{cases}
S^{+}_{y,\nu}(x,0) = R_1 S^{-}_{y,\nu}(x,0),\\
S^{-}_{y,\nu}(x,L) = R_2 S^{+}_{y,\nu}(x,L),\\
S^{+}_{x,\nu}(0,y) = R_3 S^{-}_{x,\nu}(0,y),\\
S^{-}_{x,\nu}(W_{LDA},y) = R_4 S^{+}_{x,\nu}(W_{LDA},y),
\end{cases}$$

где $R_1 = 0{,}98$, $R_2 = 0{,}45$, $R_3 = R_4 = 0{,}35$ – коэффициенты отражения граней глухого и выходного зеркал и боковых граней ЛЛД соответственно, $W_{LDA}$ = 10 мм – ширина ЛЛД.

Взаимодействие потоков УЛ, распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях на различных частотах, учитывалось с помощью соотношения, связывающего концентрацию неравновесных носителей заряда в активном слое ЛЛД $N(x,y)$ со скоростями излучательной и безызлучательной рекомбинации:

$$D\frac{\partial^2 N(x,y)}{\partial x^2}+\frac{J(x,y)}{2d\,e} = BN^2(x,y)+CN^3(x,y)+R_{lum}(x,y)\,, \qquad (3)$$

где $e$ – элементарный заряд, $D = 30$ см$^2$/с – коэффициент диффузии неосновных носителей заряда в активном слое, $B = 1{,}4\cdot10^{-16}$ м$^3$/с и $C = 5{,}0\cdot10^{-42}$ м$^6$/с – коэффициенты спонтанной рекомбинации и безызлучательной Оже–рекомбинации соответственно, $R_{lum}(x,y)$ – скорость рекомбинации, индуцируемой УЛ.

Уравнения (1)–(3) составляют систему уравнений, позволяющую количественно определить влияние растекания носителей заряда на величину потоков УЛ в ЛЛД. На рис. 1 приведена зависимость величин интегрированных по спектру потоков УЛ, распространяющихся вдоль ($S_y$) и перпендикулярно ($S_x$) оси резонатора ЛЛД, от глубины травления гетероструктуры $d_{\text{etch}}$ (определяющей меру растекания носителей заряда).

Как следует из рис. 1, вытравливание слоев гетероструктуры оказывает не столь значительное влияние на величину потока $S_x$, как этого можно было ожидать изначально. В то же время, вытравливание слоев гетероструктуры приводит к росту потока $S_y$.

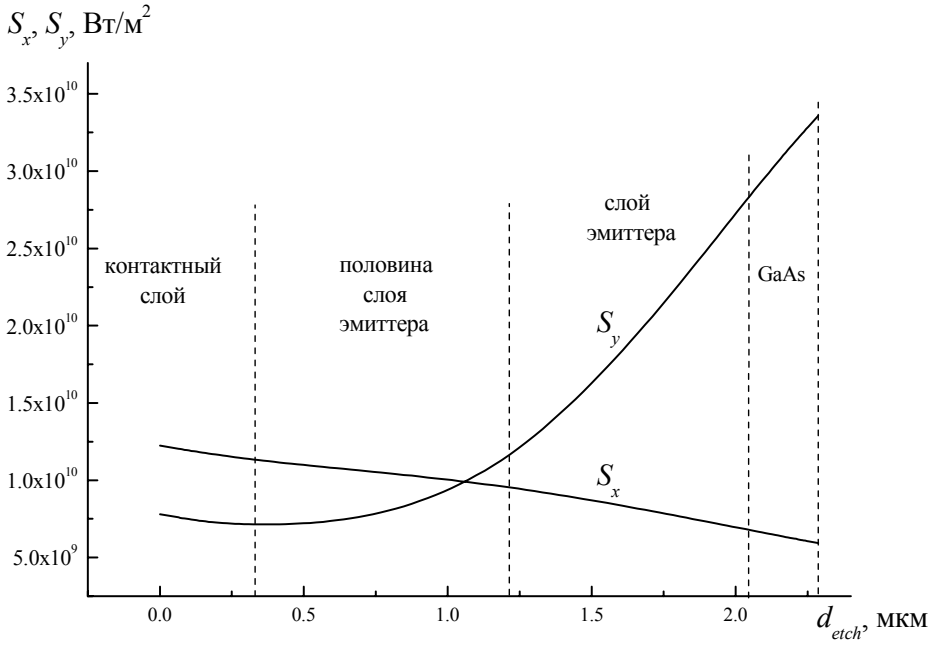



Рис. 1. – Зависимость величин потоков УЛ от глубины травления гетероструктуры $d_{\text{etch}}$.

## 2. Методика определения влияния дефектов решети на растекание носителей заряда

Растекание носителей заряда в гетероструктуре ЛЛД определяется распределением электрического потенциала в слоях ЛЛД. Помимо геометрии ЛЛД, на распределение потенциала в ЛЛД могут оказывать влияние дефекты решетки и примеси, образованные в процессе роста гетероструктуры или вследствие травления слоев в области между полосковыми контактами ЛЛД. Распределение потенциала вблизи дефекта (примеси) с высокой степенью точности можно рассчитать, используя программные пакеты, основанные на методах квантовой химии, в частности пакет GAMESS [9]. На рис. 2 приведено распределение потенциала вблизи дефекта (атом Sb, замещающий атом As), рассчитанное с помощью пакета GAMESS.

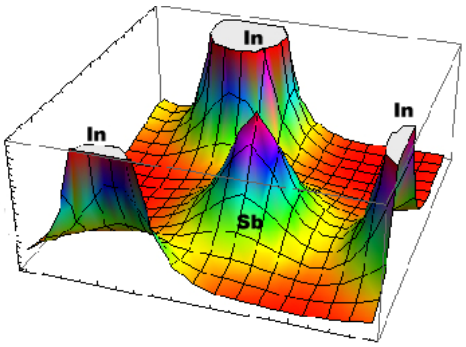



Рис. 2. – Распределение электрического потенциала в InAs вблизи дефекта $Sb_{As}$.

Используя рассчитанное таким образом распределение потенциала с учетом известного распределения дефектов в слоях гетероструктуры решая уравнение Пуассона, можно детально определить растекание носителей заряда в слоях гетероструктуры, а, следовательно, на основе уравнений (1)–(3) более точно учесть параметры потоков УЛ в ЛЛД.

**Заключение**

Определена степень влияния глубины травления слоев гетероструктуры в области между полосковыми контактами на формирование и развитие потоков усиленной люминесценции в ЛЛД. Показана целесообразность использования методов квантовой химии для более детального расчета растекания носителей заряда в ЛЛД.

**Литература**


1. Н. И. Кацавец, В. А. Бученков, Д. М. Демидов, Р. В. Леус, М. О. Искандаров, А. А. Никитичев, А. Л. Тер-Мартиросян. Письма ЖТФ. 2004. Т. 30. С. 43–48.
2. В. В. Безотосный, В. В. Васильева, Д. А. Винокуров, В. А. Капитонов, О. Н. Крохин, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий, А. В. Мурашова, Т. А. Налет, Д. Н. Николаев, Н. А. Пихтин, Ю. М. Попов, С. О. Слипченко, А. Л. Станкевич, Н. В. Фетисова, В. В. Шамахов, И. С. Тарасов. ФТП. 2008. Т. 42. С. 357–360.
3. G. I. Ryabtsev, M. V. Bogdanovich, A. I. Enzhievskii, L. L. Teplyashin, A. P. Klishchenko, A. V. Pozhidaev, M. A. Shchemelev, A. G. Ryabtsev, A. S. Kraskovskii, S. N. Titovets, K. V. Yumashev, A. M. Malyarevich, O. S. Dymshits, A. A. Zhilin. J. Opt. Technol. 2008. Vol. 75. P. 704–707.
4. В. К. Кононенко, В. П. Грибковский. ФТП. 1972. Т. 5. С. 1875–1881.
5. S. L. Chuang, J. O'Gorman, A. F. Levi. IEEE J. Quantum Electron. 1993. Vol. 29. P. 1631–1639.
6. Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах. Т. 2. М.: Мир, 1981.
7. В. В. Кабанов, Е. В. Лебедок, А. А. Романенко, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, М. А. Щемелев, С. К. Мехта. Квант. электрон. 2011. Т. 41, № 2. С. 95–98.
8. В. В. Кабанов, Е. В. Лебедок, А. А. Романенко, А. Г. Рябцев, Г. И. Рябцев, А. С. Смаль, С. К. Мехта. ЖПС. 2010. Т. 77, № 6. С. 875–881.
9. http://www.msg.chem.iastate.edu/GAMESS/GAMESS.html.


## Amplified luminescence and charge carrier spreading effect in powerful laser diode arrays


T. V. Bezyazychnaya [a], V. M. Zelenkovskii [a], V. V. Kabanov [b], Y. V. Lebiadok [b], A. A. Ramanenka [b], G. I. Ryabtsev [b]

*[a] Institute of Physical Organic Chemistry NASB, 220072 Minsk, Belarus*
*[b] B. I. Stepanov Institute of Physics NASB, 220072 Minsk, Belarus;*
*e-mail: y.lebiadok@dragon.bas-net.by*



It has been investigated the influence of the heterostructure layer etching depth in the area between the adjacent stripe contacts on the forming and development of the amplified luminescence within active layer of powerful laser diode arrays. The method of determining the degree of influence of the lattice defects and impurities on the charge carrier spreading extent has been considered.



**Key words:** lattice defects, laser diode array, amplified luminescence, charge carrier spreading effect.

# Анализ динамических процессов в лазерах с внешней оптической синхронизацией на основе распределенной модели резонатора

А. А. Афоненко [а], Е. С. Панфиленок [а], С. А. Малышев [б], А. Л. Чиж [б]

[а] *Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь;*
*e-mail: lena.panfilenok@gmail.com*
[б] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

В работе получена система связанных укороченных уравнений для полупроводниковых инжекционных лазеров, учитывающих продольную неоднородность поля и концентрации носителей заряда в активной области. Проведены расчеты динамических характеристик для лазеров с резонатором Фабри–Перо в режиме внешней оптической синхронизации. В отличие от скоростных уравнений, разработанная модель применима для анализа модуляционных характеристик при больших мощностях синхронизирующего излучения. Показано наличие резонансных откликов при частотах модуляции тока инжекции, близких к межмодовому интервалу резонатора.

**Ключевые слова:** режим оптической синхронизации, скоростные уравнения, связанные укороченные уравнения, модуляционные характеристики.

## Введение

Растущий интерес к модуляции оптических сигналов на высокой частоте (более 30 ГГц) обусловлен высокими темпами информатизации общества. Использование для этих целей лазеров с внешней оптической синхронизацией позволило значительно улучшить качественные характеристики передающих систем. Теоретические и экспериментальные исследования продемонстрировали ряд преимуществ использования лазеров с внешней оптической синхронизацией по сравнению с обычными лазерами (уменьшение шума, увеличение диапазона частот прямой модуляции [1]). Под внешней оптической синхронизацией понимается инжекция излучения одного лазера в другой, при которой второй лазер начинает генерировать излучение на частоте первого лазера [1, 2].

Обычно при анализе динамических характеристик лазеров пользуются уравнениями, которые получаются из стандартных скоростных уравнений инжекционного лазера путем замены коэффициента отражения на эффективный коэффициент отражения, учитывающий дополнительное внешнее излучение [3, 4]. Использование такой модели обосновано для анализа модуляционных характеристик в условиях слабой инжекции при частотах, значительно меньших межмодового интервала резонатора. В работе проанализированы динамические процессы в лазерах с внешней оптической синхронизацией на основе распределенной модели резонатора Фабри–Перо.

## 1. Модель скоростных уравнений

Для квантоворазмерных инжекционных лазеров в режиме синхронизации скоростные уравнения для концентрации носителей заряда $N$ и амплитуды поля $A$ и имеют вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{J}{e} - \frac{N}{\tau} - \upsilon_g G A A^*, \tag{1}$$

$$\frac{dA}{dt} = \upsilon_g (1 - i\alpha) \frac{G - k_l}{2} A + \upsilon_g \text{æ} B e^{-i\Delta\omega t}. \tag{2}$$

Здесь $J$ – плотность тока накачки; $\tau$ – время жизни неравновесных носителей заряда; $\upsilon_g$ – групповая скорость света в волноводной части лазерной структуры; $\alpha$ – параметр амплитудно-фазовой связи; $k_l$ – коэффициент потерь; G– коэффициент модового усиления; æ – параметр, характеризующий степень связи между лазерной модой и инжектируемым излучением с амплитудой $B$ (в режиме слабой инжекции $B \ll A$); $\Delta\omega = \omega_{inj} - \omega_0$ – отстройка частоты инжектируемого излучения $\omega_{inj}$ от собственной частоты генерирующей моды $\omega_0$.

## 2. Распределенная модель резонатора

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

$$E(x) \sim A_0 \exp(ikx) + B_0 \exp(-ikx), \tag{3}$$

где амплитуды $A_0$ и $B_0$ находятся из уравнений связанных волн [4]:

$$\begin{pmatrix} \dot{A}_0 \\ \dot{B}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ik - \dfrac{\dot{k}}{2k} & \dfrac{\dot{k}}{2k} \\ \dfrac{\dot{k}}{2k} & -ik - \dfrac{\dot{k}}{2k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Постоянная распространения $k = n(x)\omega/c$ зависит от координаты через показатель преломления $n(x)$. Точка над символами обозначают производную по координате $x$.

Граничные условия при инжекции с правой ($x = L$) грани резонатора имеют вид

$$A_0(0) = r_1 B_0(0), \ \frac{1-n}{2} A_0(L) + \frac{1+n}{2} B_0(L) = B_{inj}, \tag{5}$$

где $r_1$ – амплитудный коэффициент отражения на левой ($x = 0$) грани резонатора; $B_{inj}$ – амплитуда инжектируемого излучения.

Для получения уравнений в динамическом режиме электрическое поле представляется в виде

$$E(x,t) \sim \left[ A_m(x,t) A_0(x) + B_m(x,t) B_0(x) \right] \exp(-i\omega t). \tag{6}$$

Подстановка выражения (6) в волновое уравнение с учетом уравнений (4) приводит к следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_m}{\partial t} &= \frac{\upsilon_g}{2}(1 - i\alpha)(G - G_0) A_m - \upsilon_g \frac{\partial A_m}{\partial x} + \\ &+ i\frac{\upsilon_g}{2k}\left[ \frac{\partial^2 A_m}{\partial x^2} - \left(\frac{\dot{k}}{k}\right)\frac{\partial A_m}{\partial x} + \left(\frac{\dot{k}}{k}\right)\frac{\partial B_m}{\partial x} + \left(\frac{\dot{k}^2}{k^2} - \frac{\ddot{k}}{2k}\right) A_m - \left(\frac{\dot{k}^2}{k^2} - \frac{\ddot{k}}{2k}\right) B_m \right], \\ \frac{\partial B_m}{\partial t} &= \frac{\upsilon_g}{2}(1 - i\alpha)(G - G_0) B_m + \upsilon_g \frac{\partial B_m}{\partial x} + \\ &+ i\frac{\upsilon_g}{2k}\left[ \frac{\partial^2 B_m}{\partial x^2} - \left(\frac{\dot{k}}{k}\right)\frac{\partial B_m}{\partial x} + \left(\frac{\dot{k}}{k}\right)\frac{\partial A_m}{\partial x} - \left(\frac{\dot{k}^2}{k^2} - \frac{\ddot{k}}{2k}\right) A_m + \left(\frac{\dot{k}^2}{k^2} - \frac{\ddot{k}}{2k}\right) B_m \right]. \end{aligned} \tag{7}$$

Для резонатора Фабри–Перо выражениями в квадратных скобках в системе связанных уравнений (7) можно пренебречь. При этом распределение концентрации носителей заряда находится из уравнения

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{e} - \frac{N}{\tau} - \upsilon_g GS\,, \tag{8}$$

где координатная зависимость плотности фотонов в резонаторе определяется, как

$$S = \left|A_0\right|^2 \left|A_m\right|^2 + \left|B_0\right|^2 \left|B_m\right|^2. \tag{9}$$

### 3. Анализ модуляционных характеристик

На рис. 1. приведены пример распределения амплитуд полей, рассчитанных с помощью распределенной модели резонатора (7), (8). Расчеты показали, что усредненное значение стационарной и модуляционной плотности фотонов в резонаторе в режиме слабой инжекции совпадает со значениями, получаемыми из скоростных уравнений (1), (2). Как видно из рис. 2, отличия в рассчитанных двумя методами модуляционных характеристиках наблюдаются уже при мощности инжектируемого излучения $P_{\text{inj}}$, сравнимой с мощностью лазера в режиме свободной генерации $P_0$.

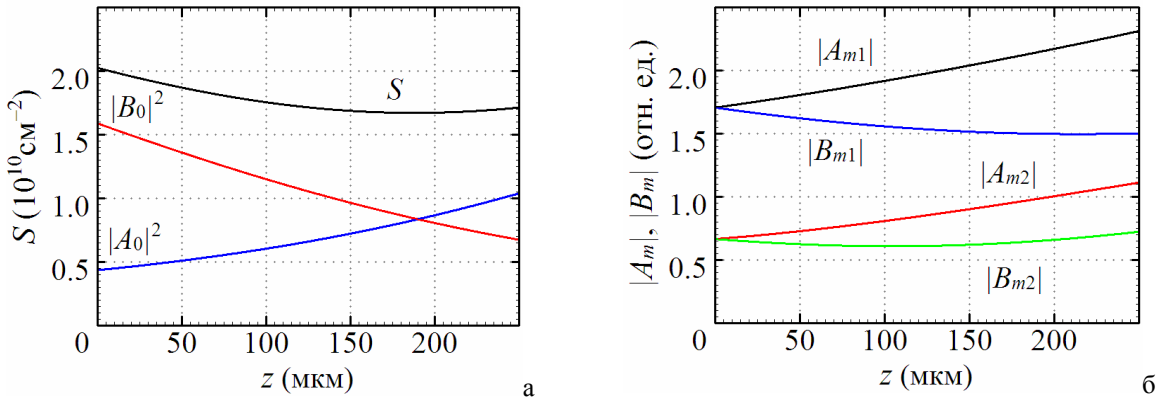



Рис. 1. – Распределение амплитуды прямой и обратной волн в резонаторе в режиме стационарной генерации (а) и модуляционных составляющих плотности фотонов $S_m = \left|A_0\right|^2 \left(A_{m1} + A_{m2}\right) + \left|B_0\right|^2 \left(B_{m1} + B_{m2}\right)$ (б), рассчитанные с помощью распределенной модели резонатора.

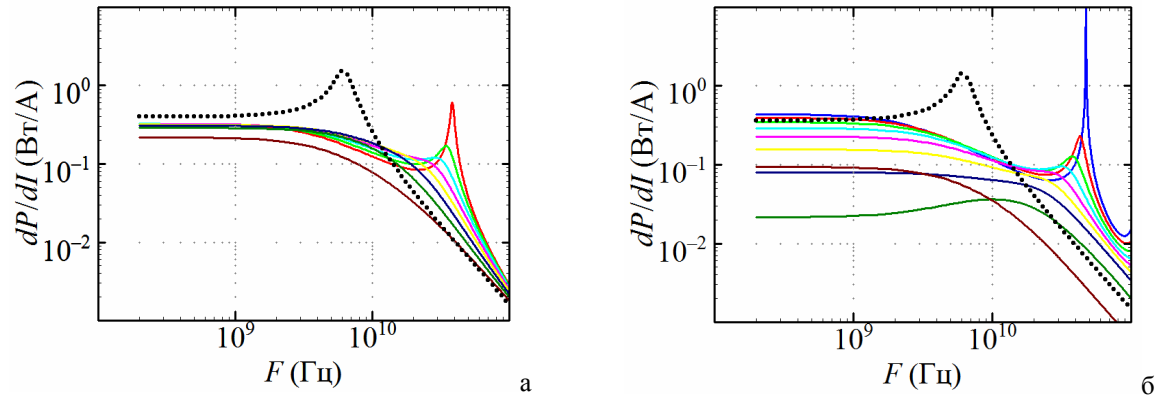



Рис. 2. – Модуляционные характеристики, рассчитанные с помощью скоростных уравнений (а) и уравнений распределенной модели резонатора (б) при различных отстройках $\Delta\omega$; $P_{\text{inj}} = 0.8P_0$; пунктиром показана модуляционная характеристика в режиме свободной генерации.

Модуляционный отклик имеет дополнительные резонансные пики на частотах модуляции, близких к величине межмодового интервала, а также его гармоник (рис. 3).

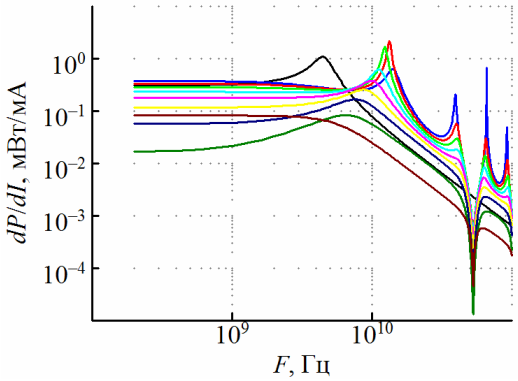



Рис. 3. – Модуляционные характеристики лазера с длиной резонатора 750 мкм.

**Заключение**

В работе развита распределенная модель инжекционного лазера в режиме внешней оптической синхронизации для анализа высокочастотных модуляционных характеристик. Результаты расчета сравнены с результатами скоростных уравнений и найдены различия при больших мощностях синхронизирующего излучения и на высоких частотах модуляции.

**Литература**


1. 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.
2. E. K. Lau, H. -K. Sung, M. C. Wu. Direct modulation of injection-locked semiconductor lasers. Microwave Photonic. 2007. P. 77–110.
3. R. Lang. Injection locking properties of a semiconductor laser. IEEE J. Quantum Electron. 1982. Vol. 18, No. 6. P. 976–983.
4. А. А. Афоненко, И. С. Манак. Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. Учеб. пособие. Мн.: Белгосуниверситет, 1997.


## Distributed cavity model analysis of dynamic characteristics of optical injection-locked semiconductor lasers


A. A. Afonenko [а], E. S. Panfilionak [а], S. A. Malyshev [б], A. L. Chizh [б]

[а] *Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: lena.panfilenok@gmail.com*
[б] *B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*



The system of reduced equations for semiconductor injection laser is derived. Longitudinal inhomogeneous field and carriers concentration distribution in active layer is taken into account. Calculations of dynamic characteristics of Fabry–Perot laser under optical injection are performed. Unlike the rate equations the developed model is applicable for analysis of modulation characteristics under strong injection. Resonant response at modulation current frequency near cavity mode spacing is demonstrated.



**Keywords:** optical injection locking, rate equations, coupled reduced equations, modulation characteristics.

# Широкополосные суперлюминесцентные диоды и полупроводниковые оптические усилители с центральной длиной волны 780 нм

С. Н. Ильченко, Ю. О. Костин, М. А. Ладугин [a], П. И. Лапин, А. А. Лобинцов, А. А. Мармалюк [a], С. Д. Якубович [b]

*ООО «Суперлюминесцентные Диоды», 117454 Москва, п/я 70, Россия*
*[a]ООО «Сигм Плюс», 117342 Москва, ул. Введенского 3, Россия*
*[b]МИРЭА (технический университет), просп. Вернадского 78, 119454 Москва, Россия;*
*e-mail: yakubovich@superlumdiodes.com*

Исследованы суперлюминесцентные диоды (СЛД) и полупроводниковые оптические усилители (ПОУ) на основе однослойной квантоворазмерной структуры (ОКРС) в системе $(Al_xGa_{1-x})As/GaAs$ с концентрацией Al $x \sim 0.1$ в активном слое толщиной 10 нм. В зависимости от длины активного канала СЛД непрерывная выходная мощность излучения через одномодовый волоконный световод (ОВС) составляла 1.0–30.0 мВт при ширине спектра около 50 нм. Их полоса оптического усиления превышала 40 нм. Предварительные ресурсные испытания продемонстрировали достаточно высокую надежность этих приборов.

**Ключевые слова:** суперлюминесцентный диод, полупроводниковый оптический усилитель, квантоворазмерная гетероструктура.

## Введение

Ближний ИК-диапазон оптического спектра 800–1100 нм хорошо обеспечен высокоэффективными источниками излучения на основе СЛД. Для многих практических применений особый интерес представляют широкополосные СЛД с шириной спектральной линии более 50 нм [1–4]. Обычно такие СЛД изготавливают на основе полупроводниковых гетероструктур с квантоворазмерными активными слоями. Длинноволновый край видимого диапазона спектра 750–800 нм также обеспечен достаточно мощными СЛД-излучателями (изделия фирм Superlum, Exalos, InPhenix, Qphotonics и др.), но их ширина спектра не превышает 22 нм.

Ранее нами предпринимались попытки разработать широкополосные квантоворазмерные СЛД данного спектрального диапазона. Экспериментальные образцы при плотностях тока инжекции 7–8 кА/см$^2$ имели ширину спектра выходного излучения более 40 нм, однако их срок службы не превышал 100 час. При пониженных плотностях тока эти образцы работали достаточно надежно, но спектр излучения при этом имел колоколообразную форму с полушириной 15–20 нм. В настоящей работе благодаря использованию ряда технологических усовершенствований удалось изготовить эффективные и достаточно надежные СЛД с центральной длиной волны излучения вблизи 780 нм и шириной спектра около 50 нм.

## Экспериментальные образцы и результаты исследований

Исследованные СЛД были созданы на основе однослойной квантоворазмерной структуры (ОКРС) в системе $(Al_XGa_{1-X})As/GaAs$ с концентрацией Al $\sim 0.1$ в активном слое толщиной 10 нм. Ее зонная диаграмма схематически изображена на рис. 1. Была применена широко распространенная конструкция СЛД с прямым, закошенным под 7° по отношению к нормали к торцевым граням кристалла гребневидным активным волноводом. Для лучшего подавления оптической обратной связи торцевые грани кристалла были покрыты многослойным антиотражающим покрытием $Al_2O_3/ZrO_2$. Толщина волновода составляла 0.25 мкм, ширина – 4 мкм. Длина активного канала варьировалась в диапазоне 700–1600 мкм с шагом 100 мкм. Измерения проводились в режиме непрерывной инжекции, при стабилизации тока накачки и температуре 25°C с

помощью драйвера PILOT-4.

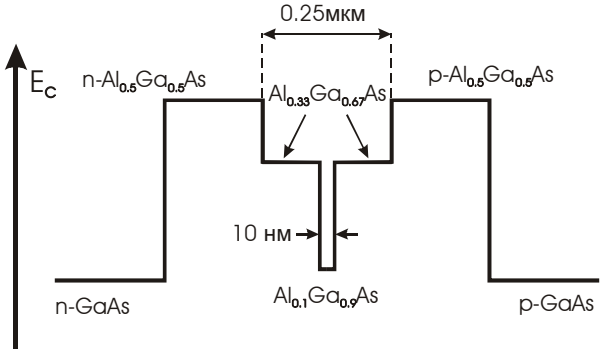



Рис. 1. Зонная диаграмма ОКРС.

Типичная эволюция спектра исследованных СЛД при изменении тока накачки представлена на рис. 2, а. Рисунок 2, б демонстрирует характерные зависимости мощности, излучаемой в открытое пространство, от тока инжекции для образцов с различными длинами активного канала. Оптимальный режим работы СЛД с подобной формой спектра соответствует такому току инжекции, при котором спектральные максимумы выравниваются, и полуширина спектра становится максимальной. Такие режимы отмечены на рис. 2, б жирными точками.

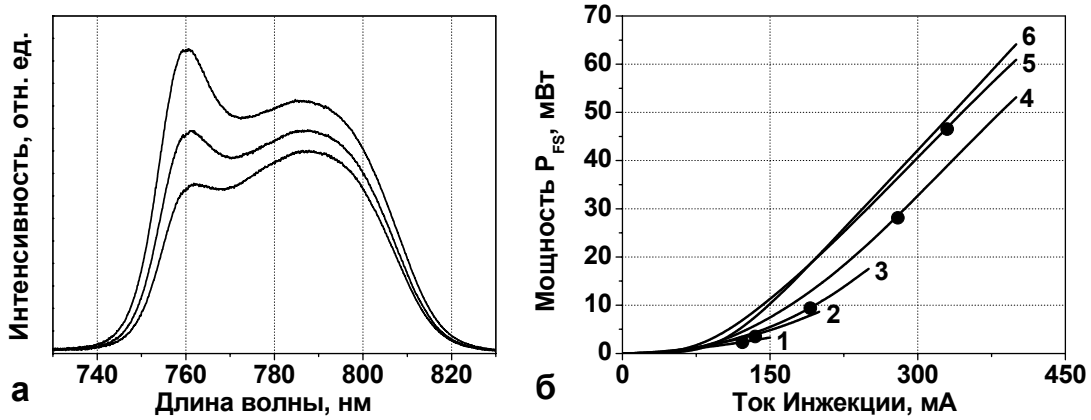



Рис. 2. Типичная эволюция спектра выходного излучения СЛД при изменении тока инжекции (а) и Вт-А характеристики СЛД с длиной активного канала 700 (1), 800 (2), 1000 (3), 1200 (4), 1300 (5) и 1600 (6) мкм (б).

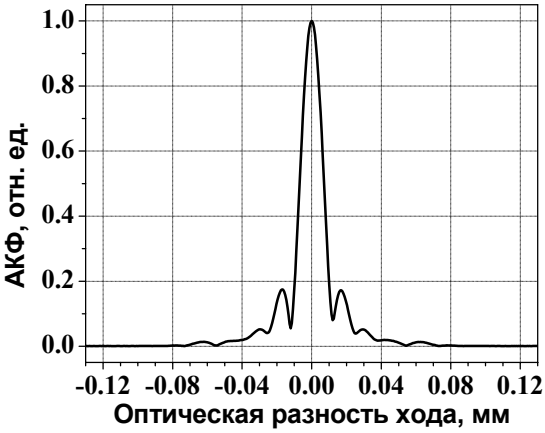



Рис. 3. Центральный пик АКФ СЛД ($L_A$ = 1000 мкм, $I$ = 225 мА).

На рис. 3 представлен центральный пик автокорреляционной функции интенсивности (АКФ), типичной для оптимального режима данных СЛД. На панорамной АКФ из-за очень малой глубины остаточной модуляции спектра модами Фабри–Перо вторичные пики практически не превышают уровня шума.

Основные мощностные и спектральные характеристики исследованных СЛД в оптимальных режимах представлены в табл. 1. Здесь $L_A$ – длина активного канала, $I$ – ток инжекции, $J$ – плотность тока инжекции, $P_{FS}$ – мощность, излучаемая в открытое пространство, $P_{SM}$ – мощность излучения через одномодовый волоконный световод (использовалось оптимальное для данного спектрального диапазона волокно Corning Pure Mode 720 с цилиндрической микролинзой на входном

торце), $\lambda_m$ – медианная длина волны излучения, $\Delta\lambda$ – полуширина спектра излучения, $\delta S$ – глубина спектрального провала (см. рис. 2, а), $L_C$ – длина когерентности, оцененная по формуле $L_C = \lambda^2/\Delta\lambda$.

Табл. 1. Характеристики СЛД с различной длиной активного канала в оптимальных режимах ($L_A$ = 700÷1300 мкм) и при колоколообразной форме спектра ($L_A$ = 1600 мкм).

| $L_A$, мкм | $I$, мА | $J$, кА/см$^2$ | $P_{FS}$, мВт | $P_{SM}$, мВт | $\lambda_m$, нм | $\Delta\lambda$, нм | $\delta S$, % | $L_C$, мкм |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 700 | 115 | 4.1 | 3,1 | 1.0 | 779.5 | 54.4 | 12 | 11.2 |
| 800 | 135 | 4.2 | 4.15 | 1.7 | 781.3 | 51.9 | 19 | 11.8 |
| 900 | 170 | 4.7 | 6.05 | 3.0 | 782.5 | 50.6 | 17.5 | 12.1 |
| 1000 | 190 | 4.8 | 10.2 | 5.4 | 782.7 | 49.5 | 19 | 12.4 |
| 1100 | 205 | 4.7 | 16.8 | 9.0 | 782.4 | 48.8 | 21 | 12.5 |
| 1200 | 265 | 5.6 | 28.1 | 17.6 | 782.1 | 47.5 | 21.5 | 12.9 |
| 1300 | 344 | 6.3 | 55.6 | 30.4 | 781.7 | 47.3 | 25 | 12.9 |
| 1600 | 320 | 5.0 | 57.6 | 32.2 | 790.8 | 24 | - | 26.1 |

Образцы были подвергнуты предварительным ресурсным испытаниям в рабочих режимах при стабилизированном токе и температуре 25$^O$. Типичные кривые, характеризующие процесс старения исследованных СЛД, представлены на рис. 4. Линейная экстраполяция этих кривых позволила сделать оценку времени наработки на отказ. Эта величина составила 4000–7000 час для СЛД с «двугорбым» спектром и более 10 000 час для СЛД с колоколообразным спектром.

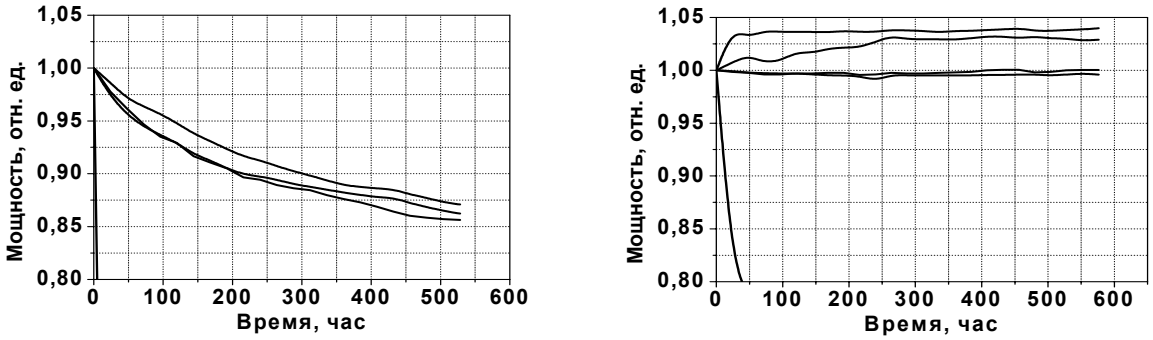



Рис. 4. Хронограммы предварительных ресурсных испытаний СЛД с длиной активного канала: $L_A$ = 1000 мкм (а) и 1600 мкм (б).

Исследованные СЛД весьма перспективны для использования в широкополосных комбинированных источниках света серии BroadLighter, основаных на суперпозиции излучения нескольких СЛД, обладающих частично перекрывающимися спектрами, с использованием широкополосных волоконно-оптических объединителей [5]. На рис. 5 представлен выходной спектр предмакета двухканального комбинированного источника, где в качестве коротковолнового излучателя использован исследованный в данной работе СЛД. Такой источник света (предварительное наименование – BroadLighter-D-810) с шириной спектра 105 нм и длиной когерентности около 6.0 мкм, является наиболее коротковолновым из приборов данной серии.

Сравнение спектров суперлюминесценции СЛД с различными длинами активных каналов при одинаковых плотностях тока инжекции позволяет оценить спектр погонного оптического усиления и «чистое» усиление малого сигнала G в образце заданной длины [6]. На рис. 6 представлены результаты такого расчета для

$L_A = 1100$ мкм. Например, при $J = 3000$ кА/см$^2$ полоса усиления по уровню –3 дБ составляет около 40 нм, а по уровню –10 дБ – около 50 нм. Планируется изготовление ПОУ-модулей с ОВС на входе и выходе на базе исследованных активных элементов.

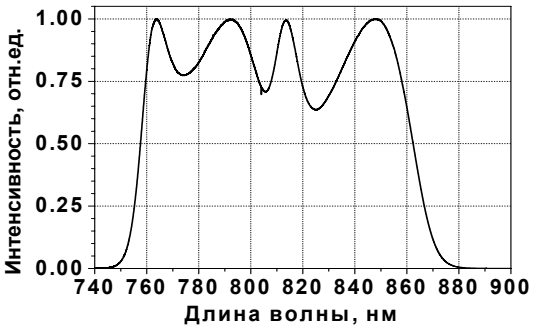



Рис. 5. Спектр нового комбинированного источника света серии BroadLighter, в котором использован один из исследованных СЛД.

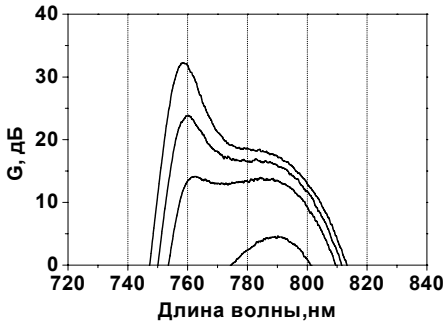



Рис. 6. Спектр усиления малого сигнала при плотностях тока 2.0; 3.0; 3.5 и 4.0 кА/см$^2$.

**Заключение**

Впервые разработаны высокоэффективные и достаточно надежные широкополосные СЛД с центральной длиной волны излучения 780 нм. Путем вариации длины активного канала можно реализовать их непрерывную выходную оптическую мощность через ОВС от 1.0 до 30.0 мВт при полуширине спектра около 50 нм. Они могут быть использованы в качестве активных элементов как СЛД-модулей, так и ПОУ-модулей.

Авторы выражают признательность А. Т. Семенову за инициирование проведенной разработки. Работа частично поддержана Федеральным агентством по образованию (проект 2.1.1.12404).

**Литература**

1. Батоврин В.К., Гармаш Н.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Любарский А.В., Плявенек А.Г., Сафин С.А., Семенов А.Т., Шидловский В.Р., Шраменко М.В., Якубович С.Д. Квантовая электроника **23** (2), 113 (1996).
2. Мамедов Д.С., Прохоров В.В., Якубович С.Д. Квантовая электроника **33** (6), 471 (2003).
3. Лапин П.И., Мамедов Д.С., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Якубович С.Д. Квантовая электроника **36** (4), 315 (2006).
4. Kostin Yu.O., Lapin P.I., Prokhorov V.V., Shidlovsky V.R., Yakubovich S.D. Proc. SPIE **7139**, 713905-1 (2008).
5. Адлер Д.С., Ко Т.Х., Конорев А.К., Мамедов Д.С., Прохоров В.В., Фуджимото Дж.Дж., Якубович С.Д. Квантовая электроника **34** (10), 915 (2004).
6. Голдобин И.С., Семенов А.Т., Табунов В.П., Якубович С.Д. Квантовая электроника **9** (6), 1264 (1982).

# Broad-band superluminescent diodes and semiconductor optical amplifiers at 780 nm

S. N. Ilchenko, Yu. O. Kostin, M. A. Ladugin [a], P. I. Lapin, A. A. Lobintsov,
A. A. Marmalyuk [a], S. D. Yakubovich [b]

*SUPERLUM Ltd., 117454 Moscow PO Box 70, Russia*
*[a]Sigm Plus Ltd., 117342 Moscow, Vvedenskogo 3, Russia*
*[b]MIREA (technical university), 119454 Moscow, Vernadskogo prosp. 78, Russia;*
*e-mail: yakubovich@superlumdiodes.com*

Superluminescent diodes (SLDs) and semiconductor optical amplifiers (SOAs) based on SQW $Al_XGa_{1-X}As/GaAs$ heterostructure with 10 nm-thick $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ active layer were studied. Depending on active channel length they exhibited CW output power of 1.0–30.0 mW ex single-mode fiber and spectral linewidth near 50 nm. Their optical gain bandwidth exceeded 40 nm. Preliminary lifetime tests have demonstrated high enough reliability of these devices.

**Key words:** superluminescent diode, semiconductor optical amplifier, quantum-well heterostructure.

# Дорожное освещение светодиодами без вторичной оптики

Э. М. Гутцайт [а], В. Э. Маслов [б], Т. А. Агафонова [в], И. В. Степанова [а],
Д. О. Тимер-Булатов [а], Е. Ю. Ушакова [а]

[а] *Московский энергетический институт (Технический университет),Москва, Россия;*
*e-mail: edgut@migmail.ru*
[б] *ООО «ЛЕДРУ», Москва, Россия*
[в] *Всероссийский институт научно-технической информации, Москва, Россия*

При изготовлении светильников для дорожного освещения рекомендуется использовать повороты светодиодов с изменениями их световых потоков, обеспечивающих необходимый размах и сдвиг максимумов излучений без вторичной оптики.

**Ключевые слова:** дорожное освещение, светодиод, вторичная оптика, световой поток, распределение освещенности, яркость дорожного покрытия.

## Введение

В настоящее время светодиоды (СД) уже вытесняют не только лампы накаливания, но и способны заменить газоразрядные источники света, поскольку в прошлом году преодолели барьер световой отдачи в 200 лм/Вт [1].

Для уличного и дорожного освещения многие фирмы за последние годы освоили выпуск светодиодных светильников. В них содержатся от 80 до 100 СД и на каждый накладывают дополнительную полимерную линзу сложной формы (называемую вторичной оптикой) для обеспечения требуемого светораспределения.

В данной работе вместо вторичной оптики предлагается определенным образом поворачивать СД и пропускать через них различные токи для улучшения равномерности распределения освещенностей и яркостей дорожных покрытий.

## 1. Результаты расчетов по программе DIALux

В докладе приводятся результаты анализа СД модулей в стандартных насадках уличного и дорожного освещения. Представлены результаты расчетов освещенностей и яркостей дорожных покрытий от светильников, в которых использовались повернутые СД с различными световыми потоками. При этом программа DIALux использовалась на третьем этапе расчетов и построений. А на первом этапе, где задавались углы поворотов СД по двум поперечным направлениям и мощности, подводимые к каждому СД, использовалась программа в среде MATLAB, которая была составлена Краснопольским А.Е. и Гутцайтом Э.М. [2]. На втором этапе суммарные распределения освещенностей от СД в одном светильнике переводились в кривые сил света (КСС), которые затем вводились в программу DIALux.

В работе проанализированы варианты использования СД с первичными оптическими системами, обладающими КСС косинусного типа с разными углами излучений (УИ): $2\theta_{0,5}$ = 10°, 15°, 25°, 35°, 50° и 100°. Кроме того, были проверены СД с КСС типа batwing с УИ 30°, как у СД DNC-MR 16 [3]. Последний вариант оказался наилучшим и обеспечил наиболее равномерное распределение освещенности, показанное на рис. 1. Здесь использованы опоры с насадками, содержащими по 8×9 = 72 шт. одноваттных СД со световой отдачей по 100 лм/Вт. Насадки сами по себе были наклонены под углом 15° поперек дороги, а СД в девяти рядах равномерно разворачивались наружу с шагом по 7.5°. В каждом ряду, направленном вдоль дороги, находилось по восемь СД, которые разворачивались от центра насадки в разные стороны так, что крайние СД были повернуты на ±60°. Распределение световых

потоков СД в насадке (от 28 до 112 лм) приведено на рис. 2. При этом суммарный световой поток составляет 4135 лм. Опоры высотой 10 м располагались в шахматном порядке по обеим сторонам дороги шириной 7 м на расстояниях по 35 м вдоль дороги.

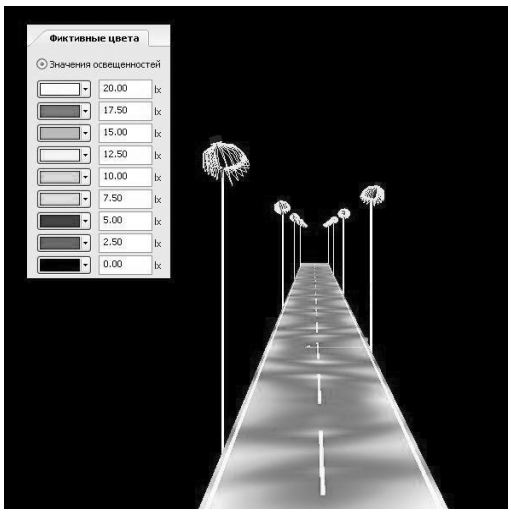
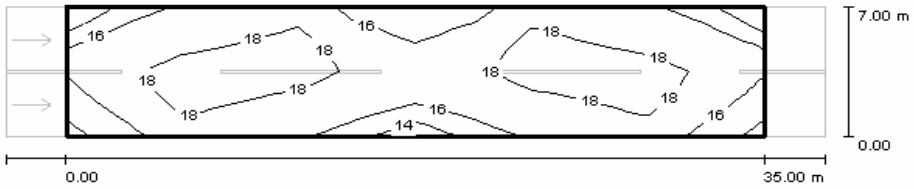



Рис. 1. Распределение освещенности.

56 63 70 77 84 91 98 105 112
38 43 47.5 52.5 57 62 67 71.5 76
31 35 39 43 46.5 50.5 54 58 62
28 31.5 35 38.5 42 45.5 49 52.5 56
28 31.5 35 38.5 42 45.5 49 52.5 56
31 35 39 43 46.5 50.5 54 58 62
38 43 47.5 52.5 57 62 67 71.5 76
56 63 70 77 84 91 98 105 112

Рис. 2. Распределение световых потоков (в лм) от 72-х СД в насадке.




| $E_{ср}$ [lx] | $E_{min}$ [lx] | $E_{max}$ [lx] | $E_{min}$ / $E_{ср}$ | $E_{min}$ / $E_{max}$ |
|---|---|---|---|---|
| 17 | 13 | 19 | 0.779 | 0.707 |

Покрытие: R3, q0: 0.070
Выбранный класс освещенности: ME4a

(Все фотометрические условия соблюдены.)

| | $L_{ср}$ [cd/m²] | U0 | UI | TI [%] | SR |
|---|---|---|---|---|---|
| Фактические расчетные значения: | 1.25 | 0.6 | 0.7 | 5 | 0.7 |
| Фактические значения согласно классу: | ≥ 0.75 | ≥ 0.4 | ≥ 0.6 | ≤ 15 | ≥ 0.5 |
| Выполняется/не выполняется: | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ |

**Участвующие наблюдатели (2 Шт.):**

| № | Наблюдатель | Позиция [m] | $L_{ср}$ [cd/m²] | U0 | UI | TI [%] |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | Наблюдатель 1 | (-60.000, 1.750, 1.500) | 1.25 | 0.6 | 0.7 | 5 |
| 2 | Наблюдатель 2 | (-60.000, 5.250, 1.500) | 1.25 | 0.6 | 0.7 | 5 |

Рис. 3. Результаты расчета в системе DIALux.

Полученные распределения освещенностей и уровни яркостей, как видно из рис. 3, полностью удовлетворяют нормам [4], установленным для уличных светильников с газоразрядными лампами. На рис. 3 имеют место следующие обозначения: $E_{ср}$ – средняя освещенность в лк; $L_{ср}$ – средняя яркость в кд/м$^2$; $U_0 = L_{min}/L_{ср}$ и $U_1 = L_{min}/L_{max}$ – коэффициенты равномерности яркости; *TI* – мера слепящей блескости, характеризующая ослепленность; *SR* – коэффициент периферийного освещения, определяемый отношением средней освещенности контрольных участков периферийной полосы к средней освещенности полотна дороги.

## 2. Результаты расчетов по программе MATLAB

Заметим, что программа DIALux использовалась для сопоставления со всеми светотехническими показателями. А программа в среде MATLAB позволяла рассчитывать распределения освещенностей с большей точностью, поскольку в программе DIALux использовалось не фотометрическое тело, а две КСС по двум взаимно перпендикулярным направлениям, от выбора которых зависит распределение освещенности.

Например, на рис. 4 показаны распределения освещенностей, полученные при использовании программы MATLAB от насадок, содержащих по 72 шт СД с КСС типа “batwing” при УИ 30° на опорах высотой 8 м.

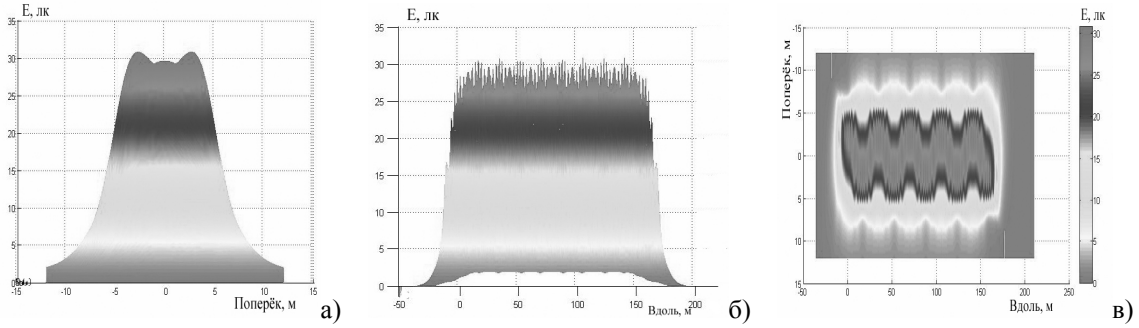



Рис. 4. Распределения освещенностей поперек дороги (а), вдоль (б) и в плане (в) при использовании СД с КСС типа “batwing” при УИ $30^0$.

Для сравнения на рис. 5 представлены результаты расчета в среде MATLAB распределения освещенностей при использовании СД с УИ по 15°. Из рис. 5 видно, что в данном примере распределение освещенности вдоль дороги не является равномерным.

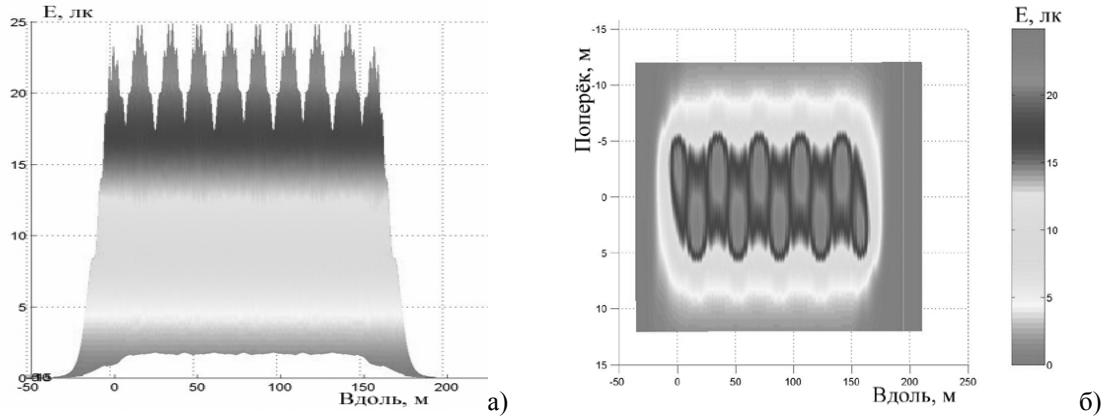



Рис. 5. Распределения освещенностей вдоль дороги (а) и в плане (б) при использовании СД с УИ по 15° .

## Заключение

Результаты анализа показали возможности использования поворотов СД с изменениями их световых потоков, обеспечивающих необходимый размах и сдвиг максимумов КСС без вторичной оптики. Наиболее предпочтительными являются СД с УИ от 25° до 35°. При более широких УИ повороты СД не эффективны и освещается не

только дорога, но и окружающее пространство с малой освещенностью на дороге. При меньших УИ освещенность на дороге не равномерная, появляются участки с повышенной освещенностью и слепящей яркостью дорожного покрытия.

**Литература**


1. Аладов А.В., Васильева Е.Д., Закгейм А.Л., Иткинсон Г.В., Лундин В.В., Мизеров М.Н., Устинов В.М., Цацульников А.Ф. О современных мощных светодиодах и их светотехническом применении // Светотехника. 2010. № 3. С. 8–16.
2. Гутцайт Э.М., Краснопольский А.Е., Милютин Д.В. Расчёты светодиодных модулей для местного освещения // Светотехника. 2007. № 4. С. 52–56.
3. Гутцайт Э.М., Маслов В.Э., Сидоров А.М. Расчёты в TracePro кривых сил света светодиодов типа DNC-MR 16 // Сб. ст. 6-го Белорусско-Российского семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». Минск, 4–8 июня 2007. С. 123–124.
4. ГОСТ 8045-82. Светильники для наружного освещения.


## Street lighting LEDs without secondary optics


E. M. Gutzeit [a], V. E. Maslov [b], T. A. Agafonova [c], I. V. Stepanova [a], D. O. Timer-Bulatov [a], E. Ju. Ushakova [a]

*[a] Moscow power institute (Technical university), Moscow, Russia;*
*e-mail: edgut@migmail.ru;*
*[b] Open Companies " LEDRU ", Moscow, Russia*
*[c] Russian Institute for Scientific and Technical Information, Moscow, Russia*



In the manufacture of lamps for road lighting is recommended to use LED turns with changes in their light streams that provide the necessary sweep and shift of emission maxima without secondary optics.



**Keywords**: road lighting, LED, secondary optics, light flux, light distribution, brightness of pavement.

# Оптические излучатели с высокодобротными резонаторными системами, содержащими квантовые нити и точки

Э. М. Гутцайт [а], А. А. Курушин [а], В. Э. Маслов [б]

[а] *Московский энергетический институт (Технический университет), Москва, Россия; e-mail: edgut@migmail.ru*
[б] *ООО «ЛЕДРУ», Москва, Россия*

Рассматриваются варианты микро- и наноразмерных излучателей оптического диапазона на основе объемных резонаторов с квантовыми нитями и точками. При этом используются многорезонаторные ламельные структуры и четвертьволновые цилиндрические резонаторы, связанные с высокодобротными стабилизирующими резонаторами на видах колебаний $H_{01n}$.

**Ключевые слова:** объемные резонаторы, стабилизирующие резонаторы, виды колебаний; квантовые точки, нити, звездочки и колечки.

## Введение

Современные достижения нанотехнологии позволяют использовать богатый опыт техники сверхвысоких частот (СВЧ) при создании электромагнитных излучателей оптического диапазона длин волн на основе объемных резонаторов (ОР) с квантовыми точками и нитями (КТ и КН). В отличие от [1], где обстоятельно рассмотрены светодиоды с ОР инфракрасного диапазона длин волн, в наших работах вместо резонаторов лазерного типа с многослойными зеркалами Брэгга предлагаются традиционные электродинамические системы, используемые в электронных приборах СВЧ. Настоящее сообщение является продолжением и развитием работ [2–5], в которых были рассмотрены возможности использования КТ и КН в четвертьволновых резонаторных системах со стабилизирующими резонаторами (СР).

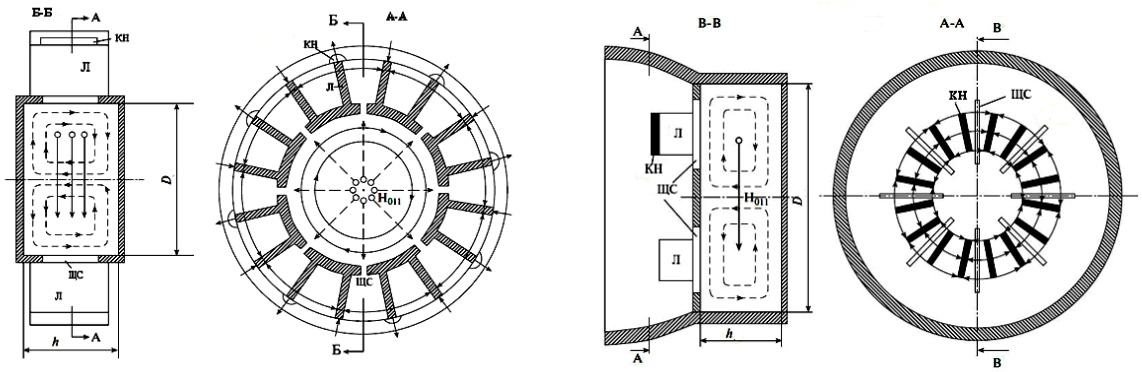
## 1. Аналоги коаксиальных магнетронов с квантовыми нитями на ламелях

В [4–6] представлены примеры использования наиболее высокодобротных СР, основанных на уникальной особенности волны типа $H_{01}$ в круглом волноводе, при распространении которой потери в стенках волновода малы, поскольку их зависимость от частоты имеет аномальный характер. Из техники СВЧ известно, что СР на видах колебаний $H_{011}$, используемые в коаксиальных магнетронах, дают увеличение собственной добротности многорезонаторной системы почти на порядок [6]. В связи с этим предлагается использовать идеи, реализованные в обращенно-коаксиальных и торцевых стабилизированных магнетронах (ОКМ и ТСМ), для создания наноразмерных излучателей.

Один из этих вариантов относится к излучателю кругового действия, который можно представить, как аналог ОКМ. Так, на рис.1, а приведена схема излучателя в виде обращенной системы ламельного типа, возбуждаемой на $\pi$-виде колебаний и связанной с азимутально-симметричным видом $H_{011}$ во внутреннем цилиндрическом резонаторе с помощью щелей связи ЩС, расположенных через один резонатор. Там же показаны электрические (сплошные) и магнитные (штриховые) силовые линии **E** и **H**. На концах ламелей Л тоже через одну ламель расположены КН длиной не более ширины ламели. Размеры ламелей в ширину и длину составляют менее четверти длины волны ($\lambda/4$) излучаемых колебаний, а расчетные длины $h$ полуволновых СР с синими, зелеными и красными КН при одинаковых диаметрах резонаторов $D = 900$ нм получаются равными 290, 370 и 620 нм. Для обеспечения направленного излучения этот круговой излучатель можно расположить на входе параболического отражателя с

диаметром выходного отверстия около 15 мкм.

Другой вариант, приведенный на рис. 1, б, представляет собой осевой излучатель как аналог ТСМ. В отличие от кругового излучателя здесь ламели и щели находятся на торцевой поверхности СР с видом колебаний $H_{011}$. На концах ламелей (четных или нечетных) расположены КН одного цвета. И такие радиальные КН на торцевой поверхности могут восприниматься как «квантовые звездочки».




(а) (б)

Рис. 1. Излучатель кругового действия – аналог ОКМ (а) и осевой излучатель с квантовой звездочкой – аналог ТСМ (б).

## 2. Многорезонаторные системы с квантовыми колечками

Можно представить и более простые устройства светодиодных излучателей с СР на основе волны $H_{01}$. Например, на рис. 2 схематически показаны излучатели с КТ. Излучающими элементами здесь являются КТ, которые могут быть расположены хаотически в своей матрице (М), но для более эффективного их использования желательно, чтобы они были сосредоточены в кольце максимума электрического поля. Для этого полупроводниковая структура с КТ может быть изготовлена в виде кольца. Такое кольцо с КТ будет восприниматься как излучающее «квантовое колечко» (КК).

В излучателе, схематически представленном на рис. 2, а, используется несколько четвертьволновых резонаторов (ЧР) из круглых волноводов (например, четыре) при синфазных колебаниях видов $H_{11p}$ и СР на основе полуволнового цилиндрического резонатора с видом $H_{01n}$ (показаны силовые линии вида колебаний $H_{012}$).

ЧР возбуждаются на низшем виде колебаний $H_{111,5}$ и имеют диаметры, не допускающие возникновение высших («паразитных») видов. Расчетные размеры резонаторов для синих и красных КК в соответствии с обозначениями на рис. 2, а приведены в табл.1.

Табл. 1. Размеры излучателя (в нм), представленного на рис. 2, а.

| Цвет | Длина волны, нм | $D_{чр}$ | $D_{ср}$ | $h_1$ | $h_2$ | $D_к$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Синий | 460 | 340 | 800 | 660 | 185 | 700 |
| Красный | 640 | 480 | 1100 | 910 | 255 | 1000 |

При необходимости размеры матрицы с КТ могут быть существенно увеличены. Для этого предлагается устройство излучателя, схематически представленного на рис. 2, б, в котором используется коаксиальный СР, возбуждаемый на виде колебаний $H_{011}$ и расположенный внутри многорезонаторной системы, состоящей из четверть-волновых цилиндрических резонаторов с видами колебаний $H_{111,5}$. На рис. 2, б

показаны восемь резонаторов с противофазными колебаниями при связи с СР через один ЧР. Над этими резонаторами расположена дисковая матрица (ДМ) с КТ. Расчетные размеры резонаторов для синих и красных КТ в соответствии с обозначениями на рис. 2, б приведены в табл. 2.

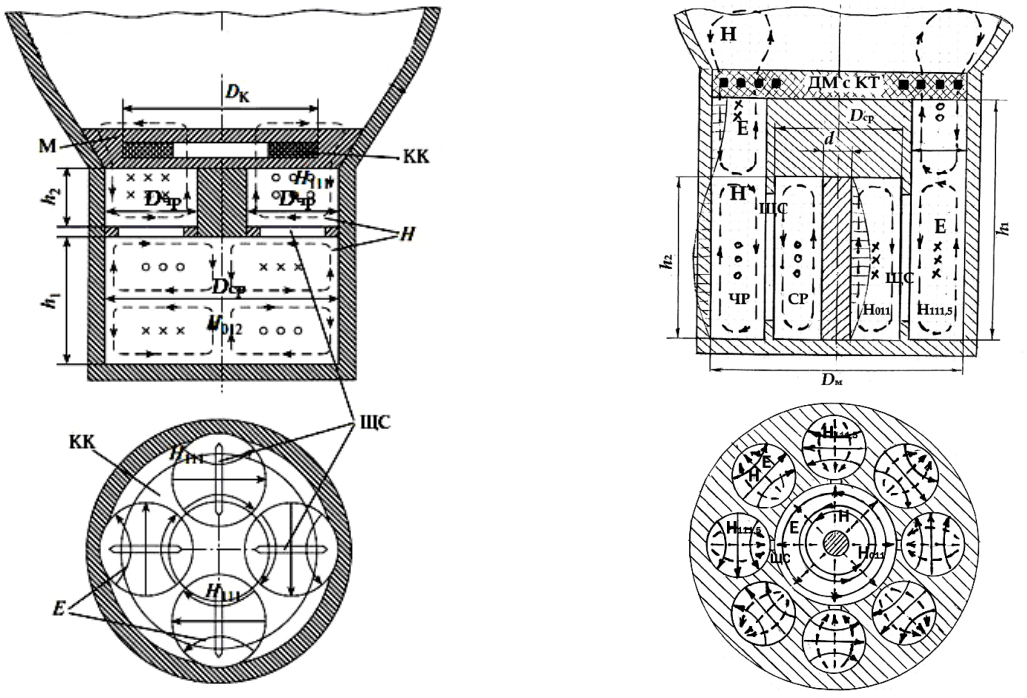



Рис. 2. Излучатели с цилиндрическим (а) и коаксиальным (б) стабилизирующими резонаторами.

Табл. 2. Размеры излучателя (в нм), представленного на рис. 2, б.

| Цвет | Длина волны, нм | $D_{чр}$ | $D_{ср}$ | $d$ | $h_1$ | $h_2$ | $D_м$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Синий | 460 | 340 | 680 | 100 | 555 | 370 | 1360 |
| Красный | 640 | 480 | 960 | 140 | 750 | 755 | 1920 |

Для обеспечения наиболее эффективной электромагнитной связи между СР и ЧР их размеры следует подобрать таким образом, чтобы отрезки волноводов, из которых получены резонаторы, имели одинаковые критические и соответственно волноводные длины волн, т. е. $h_1 = (3/4)\lambda_в$ и $h_2 = \lambda_в/2$.

Устройство рассматриваемого излучателя удобно тем, что диаметр матрицы $D_м$ можно увеличивать за счет увеличения количества ЧР. При этом с увеличением диаметра $D_{ср}$ необходимо будет соответственно увеличивать диаметр стержня $d$ для сохранения резонансной частоты.

Излучатели, представленные на рис. 2, были проанализированы в системе HFSS [7, 8]. Расчетные резонансные характеристики подтверждают возможность увеличения собственной добротности при введении СР. Анализ рассмотренных излучателей в системе HFSS позволяет получить наглядную пульсирующую иллюстрацию электромагнитного излучения в динамическом режиме.

Заметим, что световой поток одного такого микроразмерного устройства очень мал, и эти излучатели следует собирать в массив. Такие излучатели могут группироваться, например, в полноцветные (синие, зеленые и красные) триады. При

наличии синих КН и КТ для получения различных оттенков высококачественного белого свечения могут быть использованы многополосные люминофоры.

**Заключение**

Предлагаемые светоизлучающие устройства могут быть использованы как источники света с регулируемой цветностью хроматического или белого излучений, а также применяться в дисплеях с высокой разрешающей способностью.

**Литература**


1. Шуберт Ф.Е. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 496 с.
2. Гутцайт Э.М., Курушин А.А. Наноразмерные светодиодные модули на основе электродинамических систем с квантовыми «нитями» и «точками». Сб. ст. 7-го Белорусско-Российского семинара “Полупроводниковые лазеры и системы на их основе ”. Минск, 1-5 июня 2009 г. С. 145–148.
3. Гутцайт Э.М. Светодиодные модули на основе электродинамических систем с квантовыми нитями и точками. Светотехника. 2009. № 3. С. 28–31.
4. Гутцайт Э.М. Квантовые звёздочки на светотехническом небосклоне. Светотехника. 2010. № 1. С. 25–27.
5. Гутцайт Э.М., Курушин А.А. Светодиодные модули с электродинамическими системами (перспективы развития на основе нанотехнологических возможностей). Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55, № 8. С. 999–1016.
6. Шлифер Э.Д. Электровакуумные приборы СВЧ М-типа, коаксиальные и обращенно-коаксиальные магнетроны. Итоги науки и техники. Сер. Электроника. Т. 17. М.: ВИНИТИ, 1985. С. 169–209.
7. Банков С.Е., Курушин А.А. Расчёт СВЧ структур с помощью HFSS. М.: ООО «ОРКАДА», 2009. 256 с.
8. Гутцайт Э.М., Курушин А.А., Маслов В.Э. Электродинамические исследования четвертьволновых многорезонаторных систем с квантовыми точками для создания высокоэффективных светодиодных модулей. Вестн. МЭИ. 2010. № 4. С. 63–70.


## Optical emitters with a high-Q resonator systems containing quantum wires and dots


E. M. Gutzeit [a], A. A. Kurushin [a], V. E. Maslov [b]

*[a] Moscow Power Institute (Technical university), Moscow, Russia;*
*e-mail: edgut@migmail.ru;*
*[b] Open Companies " LEDRU ", Moscow, Russia*



The variants of micro- and nano-sized emitters, the optical range on the basis of cavity resonators with quantum wires and dots are offered. The structures of lamels and quarter-waves cylindrical cavities coupled with high-Q stabilizing cavity on the modes $H_{01n}$ are used.



**Keywords:** cavity, stabilizing resonators types of oscillations, quantum dots, wires, stars and rings.

# Исследование характеристик эрбиевого мини лазера для микродвигателя космического назначения

А. Н. Чумаков, П. Н. Малевич, Г. И. Рябцев, М. В. Богданович,
М. А. Щемелев, А. В. Исаевич, А. В. Холенков

*Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: chumakov@imaph.bas-net.by*

Разработан, изготовлен и испытан эрбиевый мини лазер с диодной накачкой для экспериментального образца лазерно-плазменного микродвигателя. Выполнены метрологические измерения энергетических, временных, спектральных и пространственных характеристик излучения эрбиевого лазера по стандартизованным методикам на аттестованном оборудовании.

**Ключевые слова:** эрбиевый мини лазер, характеристики лазерного излучения, лазерно-плазменный двигатель.

## Введение

В последние годы много внимания уделяется разработке и созданию космических аппаратов (КА) с малой массой вплоть до нескольких десятков килограммов. Управлять такими КА можно лишь чрезвычайно малыми движущими импульсами, значения которых лежат в диапазоне от $10^{-7}$ до $10^{-3}$ Н·с. Стационарные электрореактивные двигатели, используемые в настоящее время на КА, являются слишком мощными для решения таких деликатных задач. Поэтому ведется работа по созданию альтернативных микродвигателей, среди которых лазерно-плазменный двигатель (ЛПД) представляется наиболее перспективным [1–4]. Одной из проблем создания таких ЛПД является разработка компактного и эффективного мини лазера, обеспечивающего генерацию мощного лазерного излучения (ЛИ) в режиме управляемой серии периодических лазерных импульсов [5].

Волоконные иттербиевые и твердотельные Nd:$YVO_4$ лазеры с диодной накачкой уже использовались в макетах ЛПД [5, 6]. Как показали исследования созданных макетов ЛПД с обоими типами лазеров достигаются минимальные значения единичного импульса тяги $2\cdot10^{-7}$ Н·с из необходимого диапазона. Некоторого роста достигаемых импульсов тяги можно добиться при увеличении длины волны ЛИ и соответствующем выборе рабочего тела ЛПД. С этой целью был разработан и создан экспериментальный образец мини лазера на эрбиевом стекле, а также выполнены исследования характеристик его излучения.

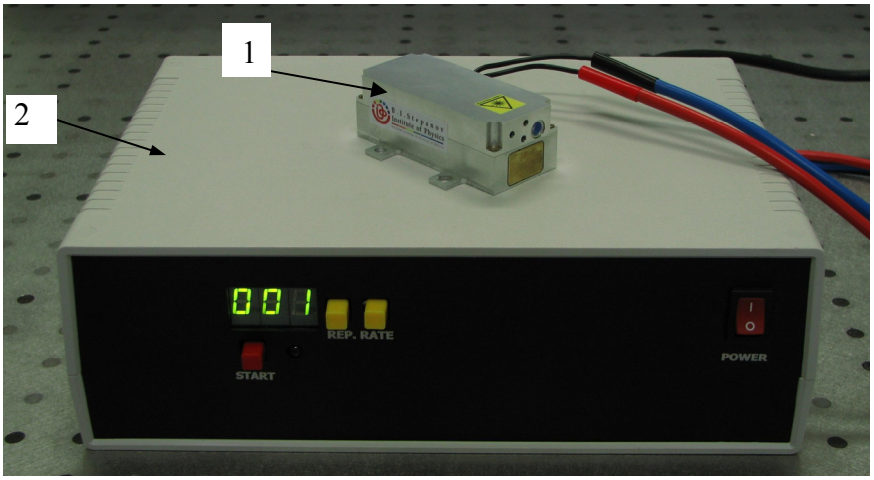
## 1. Экспериментальный образец эрбиевого мини лазера

Компактный мини лазер, генерирующий на длине волны 1,53 мкм, создан по схеме с поперечной накачкой и эрбиевым стеклом в качестве активной среды (рис. 1). В качестве пассивного затвора использован кристалл $Co^{2+}$: $MgAl_2O_4$. Блок накачки создан на основе трех мощных лазерных диодных линеек (ЛДЛ), установленных на оптимальном расстоянии от боковой поверхности активного элемента.

Блок управления эрбиевым лазером включает в себя встроенную плату питания – силовой узел, который обеспечивает питание лазерных диодных линеек стабилизированным током до 100 А при длительности импульсов тока до 5 мс.

Созданная конструкция блока управления позволяет варьировать частоту следования импульсов в пределах от 1 до 3 Гц ступенями через 1 Гц. На передней панели блока управления смонтированы кнопки, позволяющие точно задавать начало и окончание процедуры подачи лазерных импульсов с заданной частотой. Частота следования импульсов тока отображается с помощью светодиодного дисплея. Питание

блока блок осуществляется от сети переменного тока 220 В, общая потребляемая мощность не превышает 25 Вт.




1 – лазерный излучатель, 2 – блок управления,

Рис. 1. – Внешний вид экспериментального образца эрбиевого лазера

## 2. Результаты исследования характеристик лазера и их обсуждение

Исследование характеристик излучения эрбиевого мини лазера проводилось согласно методик выполнения измерений, включенных в систему обеспечения единства измерений Республики Беларусь, в научно-испытательной лаборатории лазерной техники и поляриметрии Института физики НАН Беларуси, аккредитованной в соответствии с требованиями СТБ ИСО/МЭК 17025 на проведение испытаний лазерной техники (аттестат аккредитации BY/112 02.1.0.0421 от 02.02.2004).

Измерение энергетических характеристик ЛИ проводились в соответствии с требованиями стандарта ГОСТ ИСО 11554 на установке для измерения энергии импульсного ЛИ [7] и на установке для измерения стабильности энергии импульсов импульсного ЛИ [8].

На рис. 2 представлены зависимости энергии импульса $Q$ излучения мини лазера от порядкового номера импульса $n$ в серии при различных частотах следования импульсов $f_p$. Видно, что с ростом $n$ для всех частот следования импульсов наблюдается медленное увеличение энергии импульса. Это подтверждается данными табл. 1, в которой приведены значения средней $\overline{Q}$, минимальной $Q_{min}$ и максимальной $Q_{max}$ энергии импульса излучения, рассчитанные по первой, второй и третьей сотне импульсов в серии.

Табл. 1. – Энергетические характеристики излучения мини лазера.

| n | 1 - 100 | | | 101 - 200 | | | 201 - 300 | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $f_p$, Гц | 1 | 2 | 3 | 1 | 2 | 3 | 1 | 2 | 3 |
| $\overline{Q}$, мДж | 3,04 | 2,92 | 2,80 | 3,09 | 2,97 | 2,83 | 3,11 | 2,99 | 2,85 |
| $Q_{min}$, мДж | 2,98 | 2,87 | 2,75 | 3,06 | 2,94 | 2,79 | 3,09 | 2,96 | 2,82 |
| $Q_{max}$, мДж | 3,20 | 3,09 | 3,07 | 3,26 | 3,10 | 2,96 | 3,21 | 3,18 | 3,01 |
| $\Delta Q$, % | 2,14 | 1,98 | 2,86 | 1,87 | 1,78 | 1,67 | 1,05 | 2,14 | 1,98 |

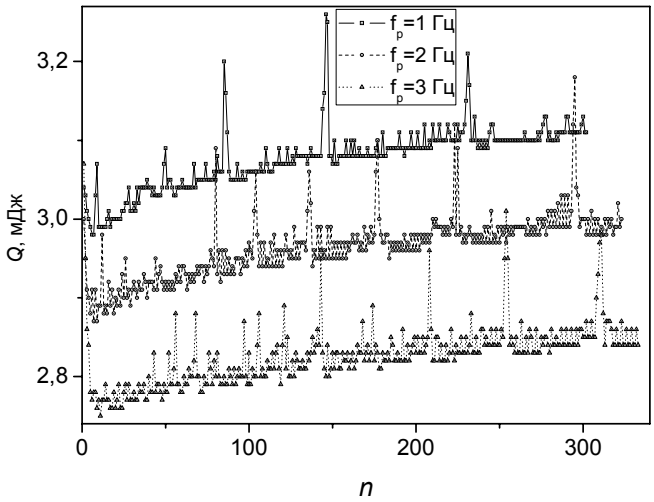



Рис. 2. – Энергия импульса излучения мини лазера при различных частотах следования импульсов

Как видно из табл. 1. стабильность энергии импульса $\Delta Q$ при всех частотах следования не превышает 3 %.

Расширенная относительная неопределенность результатов измерения энергии импульсов излучения лазера с коэффициентом охвата $k = 2$ и доверительной вероятностью $P = 0{,}95$ в предположении нормального распределения выходной величины не превышала 6 %.

Измерение временных характеристик ЛИ проводились в соответствии с ГОСТ ИСО 11554 на установке для измерения временных энергетических характеристик импульсного лазерного излучения [9].

Результаты измерения длительности $\tau_H$ и пиковой мощности $P_{pk}$ импульса излучения мини лазера при различных частотах следования импульсов представлены в табл. 2. С ростом частоты следования импульса длительность импульсов излучения незначительно (2 %) возрастает, при этом пиковая мощность импульса уменьшается более чем на 10 %.

Табл. 2. – Характеристики излучения эрбиевого мини лазера.

| $f_p$, Гц | $\tau_H$, нс | $P_{pk}$, МВт | $\overline{\lambda}_p$, нм | $\theta_x$, мрад | $\theta_y$, мрад | $M_x^2$ | $M_y^2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 12,240 | 0,222 | 1533,676 | 4,17 | 3,23 | 1,62 | 1,42 |
| 2 | 12,355 | 0,210 | 1533,739 | 4,26 | 3,22 | 1,65 | 1,41 |
| 3 | 12,512 | 0,198 | 1533,929 | 4,23 | 3,26 | 1,63 | 1,44 |

Измерения спектральных характеристик ЛИ проводились в соответствии с СТБ ИСО 13695 на комплексе установок для измерения спектральных характеристик лазеров [10].

При частоте следования импульсов $f_p = 1$ Гц в спектре излучения первого импульса в серии присутствовала одна компонента с длиной волны в воздухе $\lambda_p$ = 1533,681 нм (рис. 3а). Длина волны каждого последующего импульса в серии незначительно уменьшалась, и для сотого импульса серии этот сдвиг составлял приблизительно 0,05 нм относительно длины волны первого импульса.

Спектр излучения лазера при $f_p = 2$ Гц мог состоять как из одной (рис. 3а, 3б), так и из двух или трех компонент (рис. 3в), отстоящих друг от друга на расстоянии 0,67 нм. При частоте следования импульсов 3 Гц спектр излучения лазера мог состоять

как из одной (рис. 3а, 3б), так и из двух или более компонент (рис. 3в, 3г).

Средние значения центральной длины волны $\overline{\lambda}_p$ спектра излучения лазера при различных значениях частоты следования импульсов приведены в табл. 2.

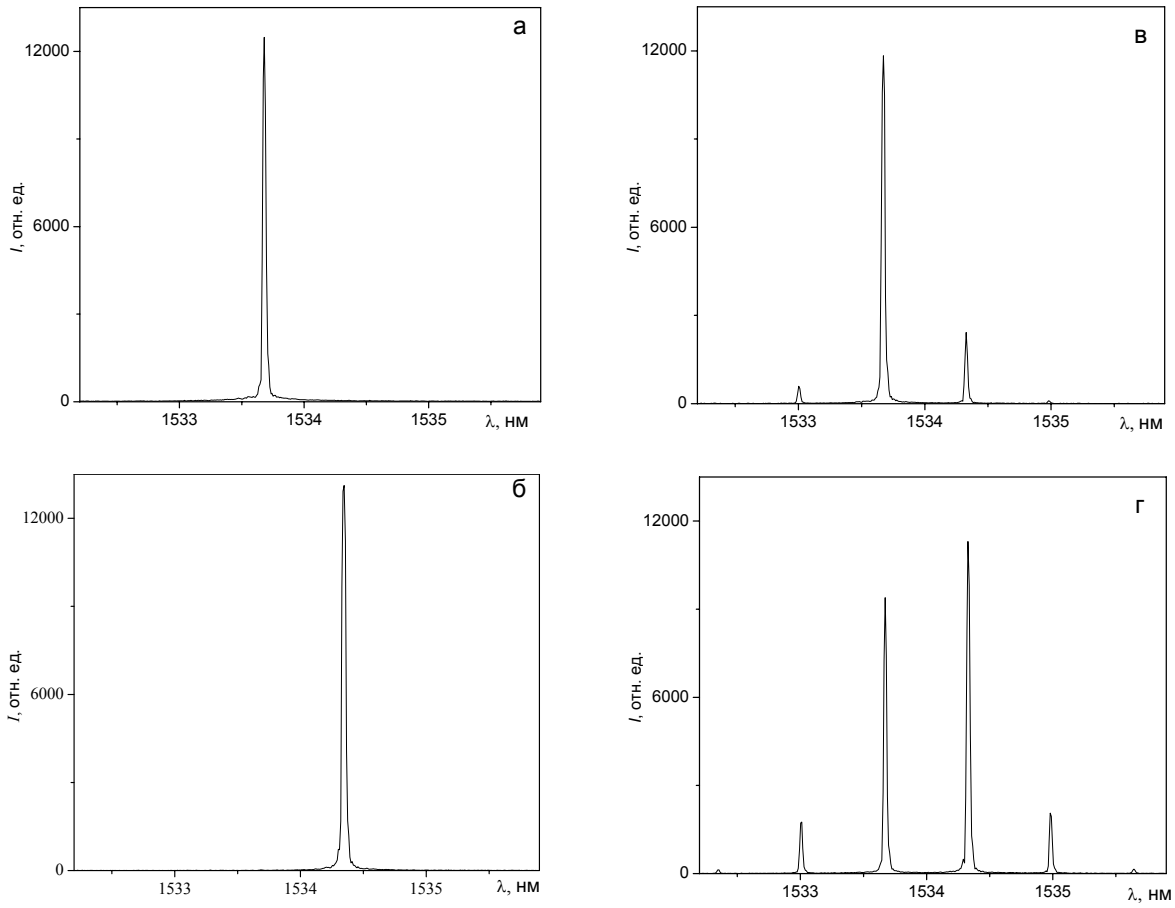



Рис. 3. – Спектр излучения эрбиевого мини лазера

Измерения пространственных характеристик ЛИ проводились в соответствии с СТБ ИСО 11146 на установке для определения пространственных характеристик лазерного излучения [11].

Результаты измерений в двух взаимно перпендикулярных плоскостях углов расходимости ЛИ $\theta_x$ и $\theta_y$, а также параметров качества пучка $M_x^2$ и $M_y^2$ при различных значениях частоты следования импульсов приведены в табл. 2.

### 3. Результаты испытаний эрбиевого лазера в составе образца ЛПД

Испытания эрбиевого лазера в составе экспериментального образца ЛПД проведены для определения максимальных достижимых значений плотностей мощности лазерного излучения на поверхности рабочего тела ЛПД. Излучение лазера, ослабленное калиброванными светофильтрами, фокусировалось трехлинзовой системой оптического блока ЛПД на поверхность твердого рабочего тела. На основании полученной зависимости размеров лазерных пятен облучения (рис. 5) от энергии лазерных импульсов установлены значения максимальной плотности мощности лазерного излучения $q = 1{,}8 \cdot 10^{10}$ Вт/см$^2$ и пороговой для образования эрозионной лазерной плазмы $q = 1{,}8 \cdot 10^{8}$ Вт/см$^2$.

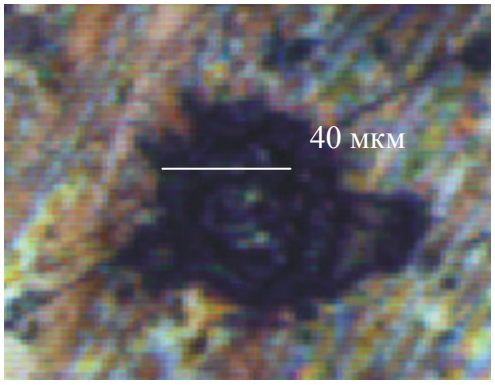



Рис. 5 – Микрофотография разрушений на поверхности рабочего тела ЛПД

**Заключение**

В работе выполнены измерения энергетических, временных, спектральных и пространственных характеристик излучения экспериментального образца эрбиевого лазера по стандартным метрологическим методикам на аттестованном оборудовании. Установлена зависимость энергии и длительности лазерных импульсов, а также спектральных и пространственных характеристик генерируемого лазерного излучения от частоты следования и порядковых номеров лазерных импульсов. В экспериментах с макетом ЛПД на твердом рабочем теле показана возможность достижения максимальной плотности мощности лазерного излучения на облучаемой поверхности $q = 1{,}8 \cdot 10^{10}$ Вт/см$^2$ и интенсивного плазмообразования при $q > 1 \cdot 10^8$ Вт/см$^2$. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о перспективности применения эрбиевого мини лазера с диодной накачкой в лазерно-плазменных микродвигателях ориентации малых космических аппаратов.

**Литература**

1. Phipps C. R. and Luke J. R. Diode Laser-driven Microthrusters: A new departure for micropropulsion. AIAA Journal. 2002. Vol.40, No. 2. P. 310–318.
2. Laser plasma thruster: patent 6530212 USA / Phipps C. R., Luke J. R. March 11, 2003.
3. Лазерно-плазменный двигатель: патент РФ RU 2338918 C1 / А.Н. Чумаков [и др.]; заявитель: ИФ НАН Беларуси. – № 2007105634/06; заявл. 2007.14.02.
4. Любченко Ф.Н., Феденев А.В., Босак Н.А., Чумаков А.Н., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. Новая концепция лазерно-плазменного двигателя // Космонавтика и ракетостроение. 2009. №3 (56), с. 62−74.
5. Любченко Ф. Н., Феденев А. В., Чумаков А. Н. [и др.]. Лазерно-плазменные микродвигатели: проблемы и перспективы. VI Межд. симпозиум по радиационной плазмодинамике: Сб. тр.- М.: НИЦ "Инженер", 2006. С. 26-34.
6. Chumakov A. N., Bosak N. A., Petrenko A. M., Bogdanovich M. V., Yenzhyieuski A. I., Pozhidaev A. V., Shemelev M. A., Ryabtsev A. G., Ryabtsev G. I., Stankevich Yu. A. Pulsed plasma thruster based on solid-state lasers / International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2007: High-Power Lasers and Applications. Proceedings of SPIE Vol. 6735 (SPIE, Bellingham, WA, 2007) 673510.
7. E. Kruplevich, L. Nasennik, V. Chernikov. Setup for cw laser average power and energy measurements and laser average power and laser pulse energy detectors calibration. Proceedings of SPIE, Laser for Measurements and Information Transfer 2005, edited by Vadim E. Privalov. Bellingham, WA: SPIE, 2006. Vol. 6251. P. 62510N-1-6.

8. V.A. Zhdanovskii [et al.] Metrological certification of the setups for power and energy stability measurement of laser radiation. Proceedings of SPIE, Laser for Measurements and Information Transfer 2005, edited by Vadim E. Privalov. Bellingham, WA: SPIE. 2006. Vol. 6251. P. 62510K-1-10.
9. A.V. Isaevich. Measurement unit for temporal characteristics of laser radiation. Proceedings of SPIE, Laser for Measurements and Information Transfer 2005, edited by Vadim E. Privalov. Bellingham, WA: SPIE, 2006. Vol. 6251. P. 62510J-1-10.
10. А.В. Исаевич, А.В. Холенков, В.С. Черников. Комплекс установок для измерения спектральных характеристик лазерного излучения. Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. физ.-мат. науки. 2008. № 6. С. 137-145.
11. А.В. Исаевич. Измерение пространственных характеристик лазерного излучения. Метрология и метрологическое обеспечение. Тезисы докл. Межд. научно-техн. конф. Под общ. ред. Корешкова В.Н. и др. Мн.: БелГИМ, 2007. С. 226-230.

## Research of characteristics of Erbium mini laser for microthruster of space application

A. N. Chumakov, P. N. Malevich, G. I. Ryabtsev, M. V. Bogdanovich, M. V. Shemelev, A. V. Isaevich, A. V. Holenkov

*B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, 220072 Minsk, Belarus*
*e-mail: chumakov@imaph.bas-net.by*

The erbium diode pumped mini laser designed for prototype of laser plasma microthruster is constructed and tested. Energy and temporal, spectral and spatial characteristics of Erbium laser radiation are measured by standard methods using certified measurement equipment.

**Keywords:** erbium mini laser, laser radiation characteristics, laser plasma microthruster.

# Laser diode module preparation and characterization

V. D. Mien [1], V. V. Luc [1], T. Q. Tien [1], P. V. Truong [1], T. Q. Cong [1], V. T. Nghiem [1], N. C. Thanh [1], N. T. Ngoan [1], V. V. Parashchuk [2]

[1] *Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, 18 Hoang Quoc Viet, Cau giay, Hanoi, Vietnam; e-mail: mienvd@ims.vast.ac.vn*
[2] *Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 68 Nezalezhnasci Ave., 220072 Minsk, Belarus*

The recent results on optical laser diode module preparation and characterization at Institute of Materials Science in Hanoi are presented in the report. The single mode 1310 nm, 1550 nm InGaAsP/InP DFB uncooled and cooled laser modules with low threshold current (≈ 5 mA) and output power of about 5 mW based on the laser diode chip and 9/125 μm optical fiber have been prepared for communications. The 670 nm InGaP/GaAs high power laser diode modules were also prepared for the first steps and the coupling efficiency of the system "laser chip–200/250 μm fiber" of about 70 % was obtained. The main characteristics such as light-current dependence, optical spectra of the laser and laser module have been investigated. The UV epoxy NOA 61 of Norland Company was used as a protective layer on the laser facets and the effect of this layer on the 1550 nm laser module output properties was studied for the first time.

**Keywords:** low power laser diode module, high power laser diode module, protective layer.

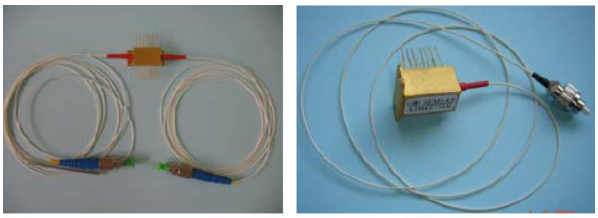
## Introduction

Nowadays, the optical laser modules based on low power and high power laser diode (LD) chips find more and more applications. The laboratory of Semiconductor Lasers at Institute of Materials Science (IMS) has the experiences of more than ten years in optoelectronic packaging in the laboratory scale. In the past we prepared the cooled and uncooled FP laser transmitter modules and photodiode receiver modules for fiber optic communications [1, 2]. Recently we studied the preparation of the single frequency DFB laser modules. The packaging of the high power laser diodes also begins to be performed. The characterization shows that the prepared devices have good main characteristics and can be used for different applications.

With modern semiconductor laser technology, majority of the laser diodes has quantum well structures therefore they have low threshold current and high output power. During the preparation the facets of some special kind of LD chips have been covered by dielectric multilayer protective coating, but frequently the cavity mirrors of the LD are the cleaved facets. These facets are very sensitive to dust, water condensation, *etc*. In some cases, one should make the protective layer for the LD facets, as result one can lose the output power but gain the stable output characteristics in the practical operating conditions. Especially, when LD are used in the hybrid systems or integrated circuits where the seam sealing for the separate LDs is not possible it is useful to make the protective layer for them. With this point of view we studied for the first time the protective layer for LDs and laser modules and to our knowledge almost no information about this research direction is available at present.

## 1. InGaAsP/InP DFB laser module preparation and characterization

The packaging of the laser diode modules was performed on the six-axis positioner Nanomax-HS (Melles Griot) alignment system with submicron accuracy. In some cases, the piezoelectric actuators in the system were used when ultrahigh-resolution movement (> 7 nm) is needed. The high magnification (33–250 times) Carl Zeiss Stemi 2000C stereomicroscope was used to view the modules' components during coupling and fixing processes.



a) b)

Fig. 1. Prepared uncooled (a) and cooled (b) DFB laser modules.

The 1310 nm and 1550 nm DFB laser transmitter modules were prepared based on the λ/4-shifted InGaAsP/InP DFB – BH laser chips, which have the integrated waveguide or without it (fabricated at the Heinrich-Hertz Institute (HHI) for Telecommunications in Berlin). The DFB laser chips were attached to the gilded copper heatsink with electrically and thermally conductive epoxy Epo-tek H20E, then the gold wires of 25 μm in diameter were bonded by using the wire bonder (Westbond 7400C) with the metallic contacts on the chip for current conducting. For laser modules the monitoring photodiode chip also was placed at the rear LD facet. We prepare both cooled and uncooled laser modules. In the case of cooled LD modules the small thermal sensor (10 kΩ at 25 °C) also was attached to the heatsink with thermally conductive electrically insulating epoxy Epo-tek H70E, and then the heatsink was attached to the peltier element also with this epoxy.

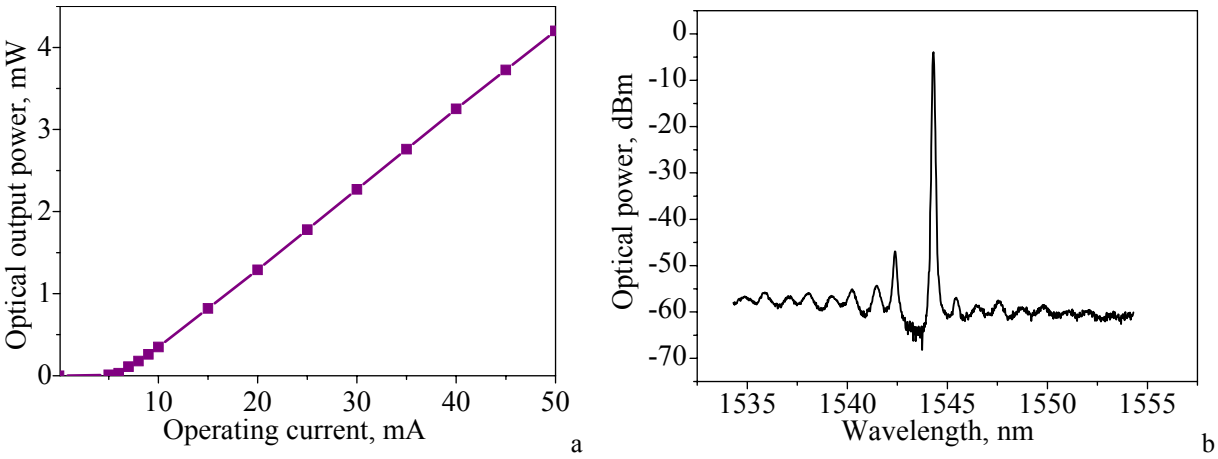



Fig. 2. Dependence of the output power on operating current for 1310 nm DFB laser module (a) and optical spectrum of the 1550 nm DFB laser module (b) at room temperature (t = 25°C).

The 9/125 single mode optical fibers were tapered by using electrical arc and have the tip diameter of about 15 μm then were coupled with the DFB laser chips. It is difficult to have high coupling efficiency because the emitting region of the LD chip is very small (≈ 0.2×3 μm), so the coupling efficiency of about 25 % was obtained in this case. After having good coupling efficiency the fibers were fixed with the epoxy Epo-tek 353ND, Araldite 2014 or some other types of epoxy, which have low thermal expansion coefficient. The prepared uncooled LD modules have the cylindrical structure and the gilded copper module's parts (heatsink, cover, *etc*.) were prepared by us. For the cooled laser modules we used the commercial standard 14-pin DIL or butterfly module cases. The coupling and fixing processes were similar to our previous works [1, 2].

The module preparation was completed by seam sealing process in dry nitrogen protective gas environment. Fig. 1 shows the prepared the uncooled and cooled DFB laser modules. The prepared 1550 nm or 1310 nm DFB laser transmitter modules have the low threshold current ($I_{th} \approx 5$ mA) and the maximum output power of more than 5 dBm. The dependence of the optical output power on the operating current ($I$) for 1310 nm DFB laser

module and the optical spectrum (measured on Advantest Q8384 OSA (RBW = 0.01 nm)) for 1550 nm DFB laser module at room temperature ($t = 25\,^{o}$C) are shown in Fig. 2. The side mode suppression ratio of the DFB modules is more than 30 dB and 3 dB line width is small (< 0.03 nm). The other prepared DFB laser modules have the main characteristics, which are similar to these ones.

## 2. High power 670 nm InGaP/GaAs laser diode modules

High power laser diode (HPLD) modules also have been prepared for the first step at IMS for different purposes (medicine, scientific research, *etc*.) by using submounted 670 nm InGaP/GaAs broadband area HPLD chips which were fabricated at Ferdinand-Braun-Institut, Berlin. The single laser chip has the threshold current of about 550 mA and can develop the output power of more than 1 W ($I \geq 1.5$ A) at room temperature. The multimode optical fiber that has the fiber core diameter of 200 μm was coupled with the LD chip. The coupling efficiency $\eta \geq 70\,\%$ can be obtained for the flat end fiber, therefore we can have the output power from the fiber end of about 700 mW ($I = 1.5$ A) (Fig. 3).

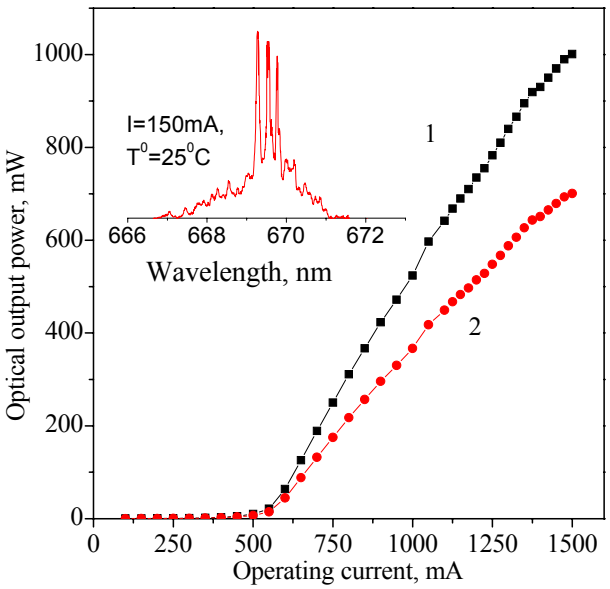



Fig. 3. Dependence of the output power on operating current for 670 nm HPDL (curve 1) and HPLD module (curve 2) (t = 25°C).

In Fig. 3 we also see the insert, which presents the optical spectrum of the 670 nm HPLD modules. However, this is only the first result, the stability of the laser module output characteristics must be studied and the module design must be improved in order to have the stable operation of the modules under the normal conditions.

## 3. Protective layer on laser diode facets

The materials for protective layer on LD facets must be transparent for the emitting light and have good adhesion to LD facet and stable optical properties during the LD working time. They much be also good isolators and inert to avoid any undesired chemical reaction with the active region material during LD operation. Polymers or epoxies are the suitable materials for this purpose. We have chosen UV curable transparent epoxy NOA 61 (Norland Company) because the cured NOA 61 epoxy has low shrinkage, good adhesion to a various surfaces and a slight flexibility. The optimum curing conditions were found (10 s for precuring and 5 min for final curing). The transmission spectrum of the 20 μm thick cured NOA 61 layer on quartz substrate was measured on UV-VIS-NIR

Spectrophotometer Cary 5000 is shown in Fig. 4. The very good transparency ($T > 98\,\%$) of cured epoxy was achieved in the wide wavelength range ($\lambda \approx 400 \div 2000$ nm). Before we used this kind of epoxy for attaching the silica waveguide splitter chips with the v-groove fiber arrays and our prepared 1×4 and 1×8 optical splitters operates stably in the cable TV systems in Vietnam for more than two years [3].

The liquid epoxy was dripped directly on one of the facets of 1550 nm InGaAsP/InP FP LD with the subsequence appropriate curing using UV light curing system Thorlabs

CS410 (the maximum UV light power of 90 mW/cm$^2$, $\lambda = 350 \div 380$ nm). The light-current characteristics of LD before and after putting NOA 61 layer were measured at room temperature and are shown in Fig. 5.

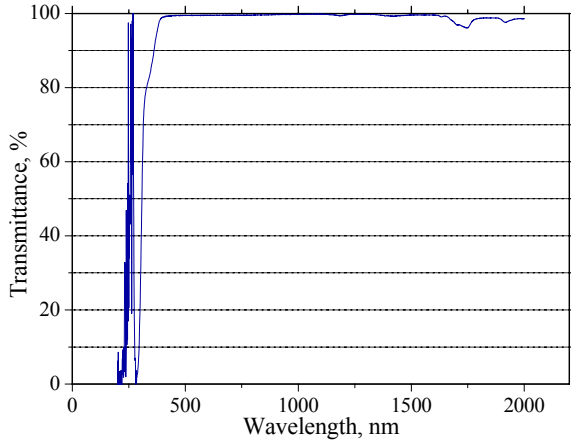



Fig. 4. Transmittance of the cured adhesive NOA 61.

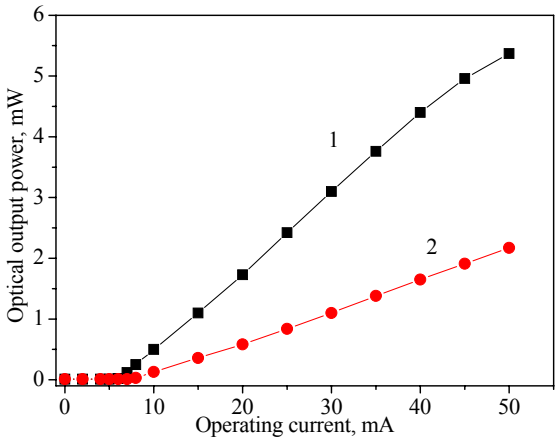



Fig. 5. P-I curves of 1550 nm FP laser before (curve 1) and after covering epoxy on one facet (curve 2) (t = 25°C).

After covering the LD facet with epoxy, the slope efficiency $\eta_{slope}$ decreased about 2.6 times (from 0.13 W/A to 0.05 W/A). Output power also decreased about 2.4 times (from 3.9 mW to 1.65 mW at operating current $I = 40$ mA) and threshold current $I_{th}$ slightly increased (from 6 to 7 mA). Here epoxy serves as a protective layer but also plays the role of index matching material. Reflective index $n$ of cured NOA 61 was measured by prism coupler method on Metricon Model 2010 Prism Coupler and $n$ is 1.5383 (at $\lambda = 1551$ nm). The output power decreased mainly due to the reducing of mirror reflection coefficient R from 30 % to 16 %, according to the equation [4]:

$$g = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \alpha_{int} + \alpha_{mir}, \quad (1)$$

where $g$ – gain, $\alpha_{int}$ – internal cavity loss, the second component is the mirror loss $\alpha_{mir}$ with $L$ – cavity length, $R_1$, $R_2$ – reflection on the laser facets. The gain must be more when $R_j$ ($j = 1, 2$) decreases so the excitation or operating current also must be more in order to have the same output power. Also, that is why the threshold current slightly increased.

For the cases of putting epoxy NOA 61 between the LD facet and 9/125 tapered fiber end in the optical FP 1550 nm laser module we also observed the decrease of the slope efficiency of about 2.5 times and output power of 2.4 times at room temperature in comparison with the case before putting epoxy. The threshold current also slightly increased. The *P–I* curves of the FP laser module at different temperature after putting the epoxy show that under the indoor normal operating conditions ($t = 15 \div 40$ °C) the transparency as well as the adhesion to LD facet of NOA 61 were not changed.

The FP laser module with the cured NOA 61 epoxy layer between the LD facet and fiber end was put in operation and time to time the output power was measured within one year. The experiment shows that the radiation from the LD is rather small (several mWs) so it does not influence the characteristics (transparency, aging effect, adhesion, *etc*.) of the cured epoxy. The operating time, external conditions (humidity, temperature, *etc*.) also do not influence the module output power as shown in Fig. 6. The fact that the temperature and operating time do not influence the output characteristics of the LD module with the epoxy

covering demonstrates the possibility of using NOA 61 epoxy as a protecting material for LDs and LD modules. Here we loss the output power but the LD or LD module can works in the conditions of high humidity if their packaging is not quite perfect, especially for the case of cooled module or LD. The water condensation on the LD facet can lead to the unstable LD or module output power, some time it causes the considerable output power decrease. One also can use this kind of epoxy to protect the facet of the LD chips in the hybrid or photonic integrated circuit. Of cause, as said above, we loose the output power in this case due to the facet refection changing. However, one can make the reflection coating on the rear facet of the LD up to more than 90 % like in the case of the high power laser diodes [5]. The increasing of the rear facet reflection can compensate for the front facet reflection decreasing caused by the protective epoxy coating and output power can be improved.

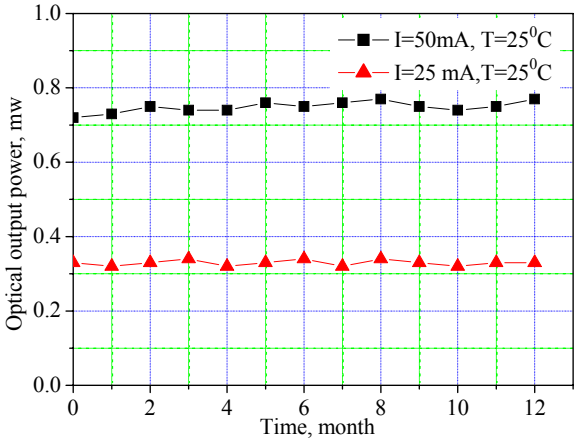



Fig. 6. Optical power of 1550 nm FP laser module after covering epoxy during the time.

For the case of high power laser diodes it is also desired to have some protective coating on the front facet of the LD chips. It is even more important because high power laser diodes work more frequently than low power laser diodes in unsealed packages. The condensation of water when LD works at the temperature lower than the surrounding temperature or the appearance of the specks of dust on the LD facets may cause the degradation or failure of high power laser diodes. However, the protective material must be quite inert in the chemical aspect, not suffered the radiation aging effect, *etc*. These problems must be carefully investigated in the future.

**Conclusion**

The 1550 nm and 1310 nm DFB laser modules were prepared which show the good main characteristics such as optical output power, optical spectra for using in fiber optic communication systems. The first study of the high power laser diode module has been done where the coupling efficiency of the 200 μm core multimode fiber with the 670 nm laser diode chip can be more than 70 %. The protective layer made of UV adhesive NOA 61 for the laser diode facet and laser diode module was studied for the first time. The results shows that in this case we lose the output power due to the LD facet reflection decreasing but we gain the stable output characteristics in the practical operating conditions. This research direction should be further investigated in the future.

**References**

1. Vu Van Luc, Vu Doan Mien, Tran Quoc Tien, Luong Vu Hai Nam, Vu Thi Nghiem, and Pham Van Truong. Proc. Int. Workshop on Photonic Opportunities and Networking Event. Hanoi, Vietnam, 24–26 Jan. 2007. P. 80–84.
2. Vu Doan Mien, Vu Van Luc, Pham Van Truong, Vu Thi Nghiem, and Tong Quang Cong. Advances in Intense Laser Science & Photonics. Publishing House for Science and Technology 2010 (Proc. 5-th Asian Sympos. on Intense Laser Science, Hanoi, Vietnam, Dec. 2–5, 2009), P. 129–134.
3. Vu Doan Mien, Le Quoc Minh, Nguyen Thanh Binh, Vu Thi Nghiem, Pham Van Truong, and Tong Quang Cong. Advances in Optics, Photonics, Spectroscopy & Application V

(Proc. Int. Workshop on Photonics and Applications (IWPA-2008), Nhatrang, Sept. 10–14, 2008), P. 242–247.
4. Takahiro Numai. Fundamentals of Semiconductor Lasers. Springer-Verlag, New York, 2004.
5. F. Bachmann, P. Loosen, R. Poprawe (Edits.). High Power Diode Lasers: Technology and Applications. Springer Ser. in Optical Sciences, Hardcover, 2007.

# Высокоэффективные фиолетово-зеленые $A^2B^6/A^3N$ лазерные конвертеры с накачкой импульсными InGaN/GaN лазерными диодами

С. В. Сорокин [а], И. В. Седова [а], С. В. Гронин [а], Г. В. Климко [а], С. В. Иванов [а], Е. В. Луценко [б], А. Г. Войнилович [б], Н. П. Тарасюк [б], Г. П. Яблонский [б]

[а] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия; e-mail: sorokin@beam.ioffe.ru*

[б] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

На основе Cd(Zn)Se/ZnMgSSe гетероструктуры с множественными плоскостями электронно-связанных квантовых точек CdSe/ZnSe в активной области и волноводом с плавным изменением показателя преломления получен фиолетово-зеленый ($\lambda = 543$ нм) интегральный конвертер с эффективностью до 25,4 % и максимальной выходной импульсной мощностью 154 мВт. Для оптической накачки лазерной гетероструктуры $A^2B^6$ использовалось излучение фиолетового импульсного InGaN/GaN лазерного диода ($\lambda = 416$ нм).

**Ключевые слова:** лазерный конвертер, молекулярно-пучковая эпитаксия, полупроводники, квантовые точки, соединения $A^2B^6$.

## Введение

Компактные полупроводниковые лазеры зеленого спектрального диапазона ($\lambda \sim 500$–$550$ нм) принципиально востребованы для создания недорогих пико-проекторов высокого разрешения, которые могут быть интегрированы в смартфоны, цифровые камеры, медиа-плейеры, компьютеры и т. д. Несмотря на то, что на сегодня на рынке п/п приборов доступны лазеры зеленого спектрального диапазона, полученные посредством генерации второй гармоники инфракрасных лазерных диодов (ЛД) ($\lambda \sim 530$ нм, выходная мощность в непрерывном режиме ~ 60 мВт, КПД ~ 6–12% [1, 2], по-прежнему продолжаются интенсивные исследования по созданию зеленых прямоизлучающих ЛД на основе InGaN. В частности, для лазерных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) InGaN/GaN, выращенных на free-standing подложках GaN, продемонстрирована лазерная генерация в непрерывном режиме на длине волны $\lambda = 523 \div 525$ нм с выходной мощностью 38–50 мВт и эффективностью ~ 2.2–2.3 % и в импульсном режиме при $\lambda \sim 532$ нм [3, 4]. Основной проблемой остаются высокие значения пороговой плотности тока $J_{th} \sim 9$ кА/см$^2$, резко возрастающие при дальнейшем увеличении длины волны $\lambda$ выше 530 нм [3].

В этой связи остаются актуальными альтернативные подходы к решению проблемы полупроводниковых зеленых лазеров. В частности, это – идея интегрального лазерного конвертера $A^2B^6/A^3N$, впервые предложенная и реализованная в работе [5], где оптически накачиваемый синий ($\lambda = 452 \div 458$ нм) лазер с множественными КЯ InGaN/GaN был использован для прямой оптической накачки лазерной гетероструктуры Cd(Zn)Se/ZnMgSSe, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и излучающей в зеленом спектральном диапазоне.

Несколько лет интенсивных исследований по оптимизации конструкции и технологии лазерных наногетероструктур соединений $A^2B^6$ позволили перейти к созданию инжекционных конвертеров, в которых накачка $A^2B^6$ гетероструктуры осуществляется излучением фиолетового импульсного InGaN/GaN ЛД ($\lambda_{exc} = 416$ нм, $\tau = 50$ нс, $f_{rep} = 1$ кГц) [6]. Дальнейшие работы в этом направлении привели к снижению пороговой мощности накачки до уровня ~ 0.6–0.7 Вт, при этом максимальные значения коэффициента конверсии и импульсной выходной мощности при мощности накачки 1.3 Вт составили 8 % и $P_{max}^{pulse} = 65$ мВт соответственно [7].

В настоящей работе мы представляем последние результаты по оптимизации лазерных гетероструктур $A^2B^6$ (структуры с варизонным волноводом) для получения эффективных фиолетово-зеленых инжекционных лазерных конвертеров.

## 1. Исследуемые структуры и эксперимент

Серия лазерных гетероструктур Cd(Zn)Se/ZnMgSSe была выращена методом МПЭ псевдоморфно на подложках GaAs (001) с использованием двухкамерной установки МПЭ STE-3526 производства фирмы SemiTEq (Санкт-Петербург) при температуре эпитаксии $T \sim 270$°C. Для выбора оптимальной конструкции были проведены расчеты зависимости величины фактора оптического ограничения от числа плоскостей КТ. В качестве оптимизированной была выбрана структура с пятью вставками, как разумный компромисс между увеличением фактора оптического ограничения и возможностью избежать релаксации упругих напряжений за счет превышения критической толщины. Для сравнения были выращены структуры со стандартным сверхрешеточным волноводом [7] (структура ***A***) и волноводом с плавным изменением показателя преломления (graded-index waveguide - GIW) (структура ***B***). Возможность использования GIW волновода для снижения пороговой плотности тока GaAs/AlGaAs КЯ лазеров была впервые продемонстрирована в [8]. В применении к гетероструктурам на основе ZnSe GIW волновод представляет собой набор короткопериодных сверхрешеток Zn(Mg)SSe/ZnSe и ZnSSe/ZnSe с изменяемыми периодом и отношением толщин ям и барьеров при неизменной концентрации Mg и S в слоях СР. Параметры переменно-напряженных короткопериодных СР были выбраны с учетом обеспечения компенсации напряжений в структуре и плавного снижения минизоны тяжелых дырок к активной области [9]. Таким образом, структуры содержат нижний и верхний ограничивающие слои $Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.16}Se_{0.84}$ толщиной ~ 1.4 мкм (структура ***A***) / 1.15 мкм (структура ***B***) и 20 нм, соответственно, асимметричный волновод на основе короткопериодной сверхрешетки (СР) $ZnS_{0.15}Se_{0.85}$/ZnSe с периодом ~ 4 нм суммарной толщиной ~ 0.3 мкм и активную область на основе набора плоскостей квантовых точек (КТ) CdSe/ZnSe.

Особое внимание при МПЭ лазерных гетероструктур было уделено минимизации плотности протяженных дефектов в структуре. При гетероэпитаксии ZnSe/GaAs помимо инициации роста в режиме эпитаксии с повышенной миграцией, ключевым моментом является защита поверхности буферного слоя GaAs от фоновых потоков элементов VI группы (Se, ZnS) [10]. Для минимизации влияния остаточных потоков неметаллов был использован вентильный источник селена, а также на 200°C [10] ниже рабочего значения снижена температура источника ZnS на начальной стадии гетероэпитаксии ZnSe/GaAs.

Для оптической накачки лазерных гетероструктур $A^2B^6$ использовалось излучение фиолетового импульсного InGaN/GaN лазерного диода ($\lambda = 416$ нм, $\tau_p = 50$ нс, $P_{\text{pulse max}} = 1.6$ Вт). Возбуждение $A^2B^6$-лазера происходило при 300 К в поперечной геометрии, результирующее излучение регистрировалось CCD камерой.

## 2. Результаты и обсуждение

При разработке конструкции лазерной гетероструктуры с множественными плоскостями КТ необходимо обеспечить частичную компенсацию напряжений сжатия, индуцируемых слоями КТ, с целью избежать релаксации упругих напряжений в структуре. Решению данной задачи способствует применение «комплексных» ZnSe-1 нм/$ZnS_{0.15}Se_{0.85}$-3 нм/ZnSe-1 нм барьеров между плоскостями КТ [7], обеспечивающих туннелирование неравновесных носителей заряда между плоскостями CdSe КТ и

уменьшающих среднее рассогласование периода решетки активной области с подложкой GaAs. Дополнительно, используемые в структуре с GIW волноводом СР $ZnS_{0.15}Se_{0.85}$/ZnSe с суммарными напряжениями растяжения ($\Delta a/a<0$) компенсируют напряжения сжатия, индуцируемые СР Zn(Mg)SSe/ZnSe, что подтверждается положениями "0"-пиков от соответствующих СР на θ–2θ кривой качания рентгеновской дифрактометрии (РД) [11].

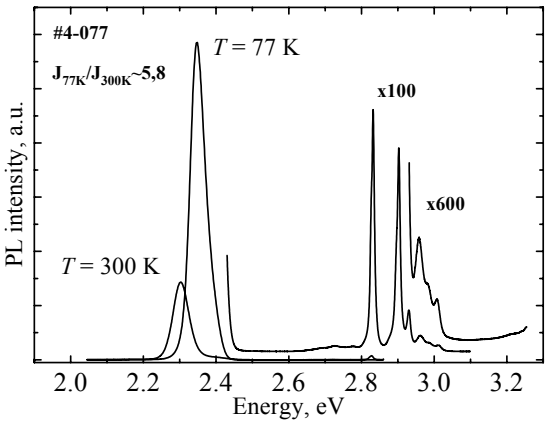



Рис. 1. Спектр ФЛ $A^2B^6$ лазерной гетероструктуры ***B*** при $T$ = 77 K и 300 K.

На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) лазерной гетероструктуры ***B*** при $T$ = 300 K и $T$ = 77 K. При $T$ = 77 K интенсивность излучения из КТ (2.3–2.4 эВ) на два порядка превышает интенсивность ФЛ из волноводных GIW СР Zn(Mg)SSe/ZnSe (2.8–3.0 эВ), подтверждая эффективный транспорт носителей, в первую очередь, дырок, в активную область. Кроме того, интенсивности ФЛ из отдельных GIW СР относительно хорошо коррелируют с суммарными толщинами этих СР, демонстрируя плавное сопряжение зон СР. При $T$ = 300 K в спектре доминирует пик от КТ, при этом наблюдается малое (~ 6 раз) снижение интегральной интенсивности ФЛ при повышении температуры от $T$ = 77 K до комнатной.

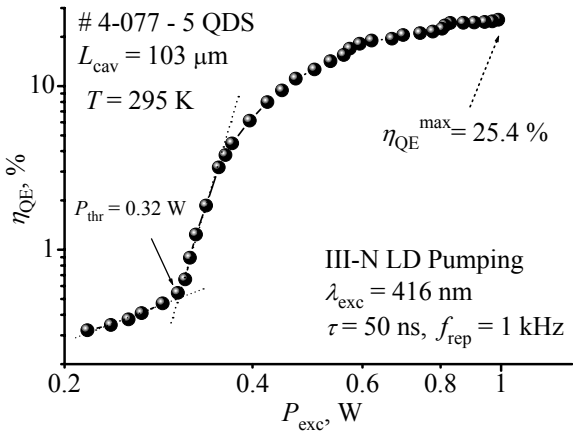



Рис. 2. Зависимость внешней квантовой эффективности Cd(Zn)Se/ZnMgSSe лазера на основе гетероструктуры ***B*** от интенсивности возбуждения InGaN/GaN ЛД.

При накачке импульсным InGaN/GaN ЛД были исследованы лазерные чипы с короткими резонаторами (~ 100 мкм) [7]. На рис. 2 представлена зависимость квантовой эффективности генерации для лазера на основе структуры с пятью плоскостями КТ CdSe/ZnSe и GIW волноводом от мощности накачки InGaN/GaN ЛД. Пороговая мощность накачки составила величину ~ 0.32 Вт, что почти в два раза

меньше, чем ранее опубликовано в [7]. Длина волны генерации при комнатной температуре составила $\lambda_{las} = 543$ нм.

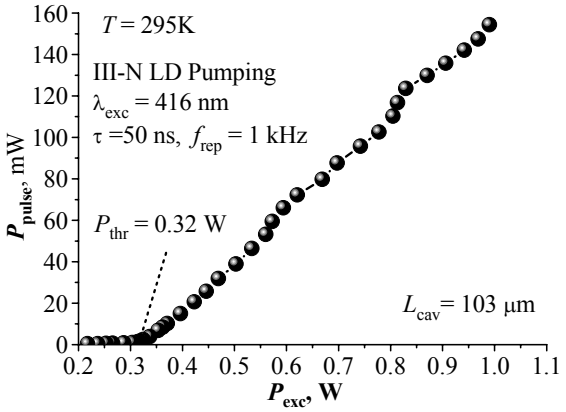



Рис. 3. Зависимость мощности излучения ($\lambda = 543$ нм) лазера на основе гетероструктуры ***B*** Cd(Zn)Se/ZnMgSSe от мощности излучения InGaN/GaN ЛД.

Максимальная импульсная мощность $P_{max} = 154$ мВт была достигнута при интенсивности накачки $P_{exc} \sim 1.0$ Вт (рис. 3). Максимальный квантовый коэффициент конверсии составил 25.4 %. Для структуры со стандартным СР волноводом (структура ***A***, $\lambda_{las} = 549$ нм при $T = 300$ K) значения пороговой мощности накачки, максимальной импульсной мощности и максимального квантового коэффициента конверсии составили ~ 0.46 Вт, $P_{max} = 123$ мВт (при $P_{exc} \sim 1.0$ Вт) и 19.8 % соответственно.

**Заключение**

Таким образом, применение оптимизированной конструкции $A^2B^6$ лазерных гетероструктур (варизонный волновод и использование пяти электронно-связанных плоскостей КТ в активной области), а также контролируемое выращивание низкодефектных гетероинтерфейсов GaAs/ZnSe позволило снизить пороговую мощность накачки $A^2B^6$ лазерных гетероструктур импульсным InGaN/GaN ЛД до уровня 0.32 Вт и значительно увеличить максимальные значения импульсной выходной мощности и коэффициента конверсии, по сравнению как с ранее опубликованными результатами [7], так и с гетероструктурами со стандартным СР волноводом, выращенными в тех же условиях. Дальнейшие шаги по выращиванию $A^2B^6$ лазерных гетероструктур для инжекционных сине-зеленых конвертеров направлены как на еще большее снижение порога, так и на повышение деградационной стойкости гетероструктур за счет снижения плотности протяженных дефектов.

**Благодарности**

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта ISTC #3754 и KAST-SIPH/2.

**Литература**

1. H.K. Nguyen, S. Coleman, N.J. Visovsky, Y. Li, K. Song, R.W. Davis Jr., M.H. Hu, C.E. Zah, Electron. Lett. **43**, 716 (2007).
2. O.B. Jensen, P.E. Andersen, B. Sumpf, K.-H. Hasler, G. Erbert, P.M. Petersen, Opt. Express **17**, 6532 (2009).
3. A. Avramescu, T. Lermer, J. Möller, C. Eichler, G. Bruederl, M. Sabathil, S. Lutgen, U. Strauss, Appl. Phys. Express **3**, 061003 (2010).

4. J.W. Raring, E.M. Hall, M.C. Schmidt, C. Poblenz, B. Li, D.F. Feezell, R. Craig, J.S. Speck, S.P. DenBaars, S. Nakamura, Proc. SPIE **7602**, 760218 (2010).
5. I.V. Sedova, S.V. Sorokin, A.A. Toropov, V.A. Kaygorodov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubelevich, A.L. Gurskii, G.P. Yablonskii, Y. Dikme, H. Kalisch, A. Szymakowski, R.H. Jansen, B. Schineller, M. Heuken, Semiconductors **38**, 1099 (2004).
6. S.V. Ivanov, E.V. Lutsenko, S.V. Sorokin, I. V. Sedova, S.V. Gronin, A.G. Voinilovich, N.P. Tarasuk, G.P. Yablonskii, P.S. Kop'ev, J. Crystal Growth **311**, 2120 (2009).
7. 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, Phys. Stat. Sol. (b) **247** (6), 1557 (2010).
8. Zh.I. Alferov, A.M. Vasilev, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov, M.E. Lutsenko, B.Ya. Meltser, V.M. Ustinov, Sov. Tech. Phys. Lett. **14**, 782–784 (1988).
9. S.V. Gronin, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov, N.A. Gamov, V.N. Studionov, D.V. Peregoudov, M.M. Zverev, P.S. Kop'ev, Phys. Stat. Sol. (c) **7** (6), 1694 (2010).
10. B.J. Wu, G.M. Haugen, J.M. DePuydt, L.H. Kuo, L. Salamanca-Riba, Appl. Phys. Lett. **68** (20), 2828 (1996).
11. С.В. Гронин, С.В. Сорокин, С.В. Седова, Г.В. Климко, С.В. Иванов. This conference.

## High efficiency violet-green $A^2B^6/A^3N$ laser converters pumped with pulse InGaN/GaN laser diodes

S. V. Sorokin [a], I. V. Sedova [a], S. V. Gronin [a], G. V. Klimko [a], S. V. Ivanov [a], E. V. Lutsenko [b], A. G. Vainilovich [b], N. P. Tarasyuk [b], G. P. Yablonskii [b]

[a] *Ioffe Physical Technical Institute, Polytekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russia; e-mail: sorokin@beam.ioffe.ru*
[b] *Stepanov Institute of Physics of NASB, Independence ave. 68, 220072 Minsk, Belarus*

A violet–green integrated laser converter with a quantum efficiency up to 25,4 % and maximum output pulse power of 154 mW at a wavelength of 543 nm has been fabricated on the basis of a II-VI quantum dot laser heterostructure comprising five electronically coupled CdSe QD active layers embedded asymmetrically in a Zn(Mg)SSe/ZnSe graded-index superlattice waveguide. A 416 nm emission of a commercial InGaN/GaN-pulsed laser diode was used for optical pumping of II-VI laser heterostructure.

**Keywords:** laser converter, molecular beam epitaxy, semiconductors, quantum dots, II-VI compounds.

# Рост эпитаксиальных слоев ZnCdS, ZnMgS и наноразмерных структур ZnCdS/ZnMgS методом ПФЭМОС на подложках GaP для УФ лазеров с накачкой электронным пучком

П. И. Кузнецов [а], В. И. Козловский [б]

*[а] Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия; e-mail: pik218@ire216.msk.su*
*[б] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

MOVPE growth of ZnCdS, ZnMgS epilayers and ZnCdS/ZnMgS MQW nanostructures were studied at atmospheric pressure of hydrogen. We used $ZnEt_2$, $(MeCp)_2Mg$ as II group precursors and t-$Bu_2S$ as sulfur precursor and (100) GaP substrates misoriented by 10 and 15 degrees towards [111]A direction. The growth condition for obtaining thick periodic ZnCdS/ZnMgS nanostructures with large number of periods (up to 30), mirror-like surface and high intensity of photoluminescence and cathodoluminescence were defined. We found that high quality structures can be grown at temperatures below 430°C when IV : II ratio close to 1 : 1. Their high quality is ensured even at such low tempereture as 330 °C. An etalon for vertical cavity surface emitting laser emitting in ultraviolet range was fabricated based on grown nanostructures. Lasing at $\lambda$ = 358.4 nm with 0.2 W in output power was achieved under longitudinal pumping by scanning electron beam at room temperature.

**Ключевые слова:** парофазная эпитаксия, гетеослои ZnCdS и ZnMgS, наноструктура с резонансно-периодическим усилением, УФ полупроводниковый лазер.

## Введение

Создание лазерных источников ультрафиолетового (УФ) излучения актуально для фотолитографии, медицины, стерилизации продуктов питания и ряда других задач. Наилучшие результаты в этой области в настоящее время достигнуты на эксимерных газовых смесях. Однако, эти лазеры довольно громоздки, используемые смеси токсичны и в большинстве случаев имеют малый срок службы. Используются также твердотельные лазерные системы с генерацией высоких гармоник. Их главные недостатки: дискретность генерируемых длин волн и низкая эффективность.

Полупроводниковые лазеры отличаются высокой эффективностью, компактностью и возможностью подстройки длины волны генерации на заданное значение. В последнее время значительные успехи достигнуты в реализации инжекционного УФ лазера на основе низкоразмерных структур GaInN/GaAlInN [1]. В области 370–380 нм достигнуты уровни мощности в несколько десятков мВт при поперечной накачке. Но в геометрии «вертикального резонатора» лазеры этого типа пока не генерят при комнатной температуре. Ранее мы докладывали об успешной реализации УФ лазеров вертикальной геометрии на основе периодических гетеростуктур ZnSSe/ZnMgS и ZnSSe(ZnCdSe)/ZnMgSSe, выращенных изопериодно на подложках GaP. [2, 3]. Лучшие результаты получены на наноструктурах ZnSSe/ ZnMgSSe, максимальная достигнутая мощность при комнатной температуре составила 2.8 Вт при мощности накачки электронного пучка 100 Вт. Однако, в твердых растворах $A_2B_6$ с анионным замещением, а таковые использованы в наших работах [2, 3], наблюдается уширение линий излучения из-за сильного электрон-фононного взаимодействия вследствие неизбежных флуктуаций состава [3]. Последнее, по нашему мнению, не позволило нам получить более высоких результатов. Используя в качестве материала квантовых ям твердый раствор с катионным замещением (ZnCdSe), мы получили рекордные 10 Вт и к.п.д. 10 % в синей области спектра.

Данная работа направлена на разработку парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС) гетероэпитаксиальных слоев $A_2B_6$ с

катионным замещением (ZnCdS и ZnMgS), а также периодических наноструктур ZnCdS(ZnCdSe)ZnMgS на подложках GaP. Цель – создание УФ-лазеров в диапазоне 360 нм с продольной накачкой сканирующим электронным пучком.

**Методика эксперимента**

Процесс роста эпитаксиальных слоев ZnCdS, ZnMgS и периодических наноструктур проводили при атмосферном давлении водорода в щелевидном кварцевом реакторе, обогреваемом снизу печью сопротивления. В качестве подложек были использованы монокристаллические пластины GaP, разориентированные от плоскости (001) на $10^{\circ}$ и $15^{\circ}$ к плоскости (111)A. В качестве исходных веществ использовались бисметилциклопентадиенилмагний ($(MeCp)_2Mg$), диэтилцинк ($Et_2Zn$), диэтилселенид ($Et_2Se$) и дитретбутилсульфид ($t\text{-}Bu_2S$), а температура роста варьировалась от 330 до 530 °C. Рост периодических структур ZnCdS(ZnCdSe) /ZnMgS проводили без перерывов процесса между ростом квантовых ям (КЯ) и барьерных слоев.

В периодических наноструктурах квантовые ямы, толщиной от 3 до 10 нм, размещали таким образом, чтобы они при изготовлении активного элемента лазера попадали в пучности моды микрорезонатора, находящейся в максимуме линии усиления. При этом период структуры соответствовал половине или целому значению длины волны генерации. Толщина лазерной структуры составляла 4–5 мкм, что соответствует характерной глубине возбуждения электронами с энергией 40–50 кэВ. Контроль суммарной толщины структуры и толщину отдельных слоев, а также и оценку оптического качества растущей поверхности осуществляли с помощью *in-situ* рефлектометрии.

Выращенные слои и структуры исследовались методами фотолюминесценции (ФЛ), катодолюминесценции (КЛ), фотоотражения, рентгеновской дифрактометрии и оптической микроскопии. Спектры ФЛ исследовались при 300 К, а в качестве источника возбуждения использовалась четвертая гармоника $Nd^{+3}$: YAG лазера. Спектры КЛ измерялись при двух температурах $T \leq 14$ К и 300 К, энергии электронов $E_e = 3,\ 10$ кэВ, токе $I_e = 1$ мкА и диаметре электронного пучка $d_e = 1$ мм. Суммарная интенсивность излучения всех КЯ, распределенных по глубине структуры, измерялась также на КЛ спектрографе при $E_e = 160$ кэВ на воздухе.

Из ряда толстых структур с гладкой поверхностью и высокой интенсивностью излучения квантовых ям были изготовлены активные элементы лазеров с продольной накачкой сфокусированным электронным пучком. Сначала на ростовую поверхность напылялось полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения $R = 0.98$ из чередующихся четвертьволновых слоев $SiO_2$ и $Ta_2O_5$, затем структура приклеивалась к сапфировому хладопроводу и подложка GaP удалялась селективным травителем $K_3[Fe(CN_6)]$–KOH. На освободившуюся поверхность структуры напылялось глухое зеркало, состоящее из аналогичных слоев $SiO_2$ и $Ta_2O_5$ и слоя Al толщиной 0.1 мкм. Изготовленный резонатор возбуждался сканирующим электронным пучком с $E_e = 30 \div 50$ кэВ, $I_e = 0 \div 2$ мА и $d_e = 25 \div 50$ мкм. Скорость сканирования была $4 \cdot 10^5$ см/с.

**Литература**


1. http://www.nichia.co.jp/specification/ld/NDU1113E-E.pdf
2. Sallet V., Lusson A., Rommeluere M., Gorochov O. MOCVD growth and characterization of ZnS and $Zn_{1-x}Mg_xS$ alloys. J. Crystal Growth. 2000. Vol. 220. P. 209–215.
3. Permogorov S., Reznitsky A. Effect of disorder on the optical spectra of wide-gap II-VI semiconductor solid solutions. J. Luminesc. 1992. Vol. 52. P. 201–223.

# Катастрофическая деградация лазеров с оптической накачкой на основе гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnSe и квантовыми ямами InGaN/GaN

В. З. Зубелевич [1*], А. Г. Войнилович [1], Е. В. Луценко [1], Г. П. Яблонский [1], А. С. Шуленков [2], С. В. Сорокин [3], И. В. Седова [3], С. В. Гронин [3], С. В. Иванов [3], H. Kalisch [4], M. Heuken [5]

*[1]Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь;*
*[*]тел: +375172949025, e-mail: v.zubialevich@ifanbel.bas-net.by*
*[2]Минский НИИ радиоматериалов, ул. Кижеватова 86, 220024 Минск, Беларусь*
*[3]ФТИ РАН, Политехническая ул. 26, 194021 Санкт-Петербург, Россия*
*[4]GaN Device Technology, RWTH University, Sommerfeldstr. 24, D-52074 Aachen, Germany*
*[5]AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany*

Изучается катастрофическая деградация оптически накачиваемых лазеров на основе гетероструктур с квантовыми точками (КТ) CdSe/ZnSe и квантовыми ямами (КЯ) InGaN/GaN. Показано, что катастрофическая оптическая деградация (КОД) при высоких выходных мощностях (выше 25 Вт для InGaN-лазеров и выше 12 Вт для CdSe-лазеров с каждого торца резонатора шириной 200 мкм) приводит к формированию темных пятен внутри активной области (InGaN-лазеры) и разрушению торцов и приторцевых участков активной области (CdSe-лазеры). Сканирующей электронной микроскопией установлено, что деградировавшие области представляют собой характерным образом филаментированный материал с расплавленными краями и каплями материала на поверхности.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, собственное лазерное излучение, катастрофическая деградация.

## Введение

Оптимизация методик роста и легирования, а также дизайна активной области лазерных полупроводниковых гетероструктур обеспечивают снижение порогов генерации, повышение эффективностей и других характеристик лазеров на их основе. Однако достижение высоких выходных мощностей часто ограничивается катастрофической деградации. Это явление подробно изучается уже с 70-х годов прошлого столетия в лазерах на основе узкозонных соединений III–V [1, 2], где раньше всего были получены высокие выходные мощности, которые, как было выяснено, его и вызывают. Впоследствии КОД наблюдалась в лазерах на основе широкозонных II–VI [3] и III–N [4, 5] соединений. В литературе имеется немного информации по КОД лазеров на основе CdZnSSe [6]. В данной работе впервые исследовано это явление в лазерах с оптической накачкой на основе гетероструктур с КТ CdSe/ZnSe. Больше информации имеется по КОД InGaN-лазеров. Наиболее частому разрушению лазерного диода на основе InGaN при внезапном выходе из строя подвергаются зеркала его резонатора [7], особенно если в их качестве используются многослойные диэлектрические покрытия [8]. В [5, 9] было показано, что КОД торцов резонатора лазеров на основе InGaN может быть подавлена при использовании контакта, не доходящего до зеркала резонатора несколько десятков микрометров. Порог КОД при этом возрастает, однако до какой величины, а также о причинах и характере разрушений при внезапном выходе из строя усовершенствованных лазеров не сообщается. Ранее [10] нами было показано, что в случае импульсной оптической накачки с длительностью 8 нс катастрофическая деградация лазеров на основе гетероструктур InGaN/GaN приводит к разрушению, как правило, не зеркал, а самой активной области. При этом образуются дефектные участки с низкой эффективностью люминесценции, наблюдающиеся в форме темных пятен. Было показано, что причиной

этих разрушений является высокая плотность мощности собственного лазерного излучения. В данной работе результаты дополняются микроскопическим исследованием, позволившим установить природу наблюдаемых темных пятен и прояснить механизм деградации наших лазеров.

## 1. Эксперимент

Гетероструктуры с КТ CdSe в матрице ZnSe растились методом молекулярно-пучковой эпитаксии, детали роста описаны в [11]. Образцы гетероструктур с КЯ InGaN/GaN были выращены на кремниевых подложках по технологии химического осаждения из газовой фазы металлоорганических соединений на оборудовании компании AIXTRON (ФРГ). Зеркала резонаторов формировались путем скалывания. В качестве источника оптического возбуждения использовался импульсный азотный лазер ($\lambda = 337.1$ нм, $\nu = 400$ Гц, $\tau_{имп} = 8$ нс). Возбуждение осуществлялось в поперечной геометрии полоской лазерного излучения. Измерение энергии выходных импульсов лазерных структур проводилось в абсолютных единицах прибором Laser-Probe RM-3700 с торца образца. Микроскопия поврежденных участков осуществлялась оптическим и сканирующим электронным микроскопом SUPRA™ 40 (Carl Zeiss AG).

С повышением уровня накачки $I_{возб}$ спектр генерации лазеров на основе InGaN смещался в длинноволновом направлении из-за разогрева активной области [10]. При значительном превышении $I_{возб}$ над порогом генерации $I_{пор}$ в лазерах с высокой выходной мощностью собственного излучения происходило одномоментное и необратимое ухудшение лазерных характеристик (рис. 1, кривая *А*). Возбуждающее излучение не приводит к деградации, если генерация не возникает (фокусировка «в точку», рис. 1, кривая *Б*) или если мощность собственного лазерного излучения не достигает некоторого критического значения $P_{КОД}$ (лазер с более низкой дифференциальной эффективностью генерации, рис. 1, кривая *В*). Порог КОД $P_{КОД}$ в лучших образцах InGaN-лазеров превысил 25 Вт с одного торца при ширине возбуждающей полоски 200 мкм.

Аналогичное поведение демонстрируют лазеры на основе гетероструктур с КТ CdSe. Как видно из рис. 2, при достижении уровня $P_{КОД}$ около 12–13 Вт с одного торца происходит необратимое уменьшение выходной мощности.

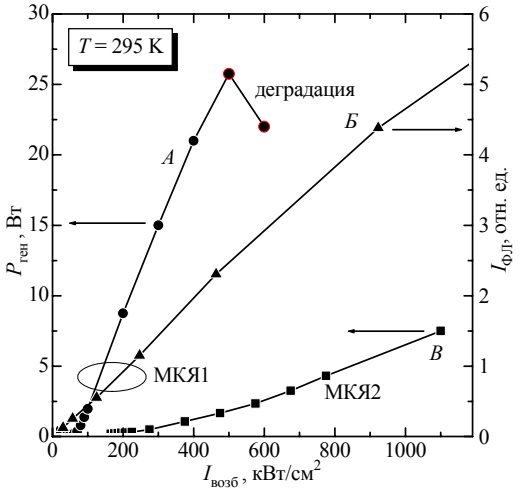



Рис. 1. Выходная мощность генерации (А, В) и интенсивность ФЛ (Б) InGaN-лазеров в зависимости от уровня накачки.

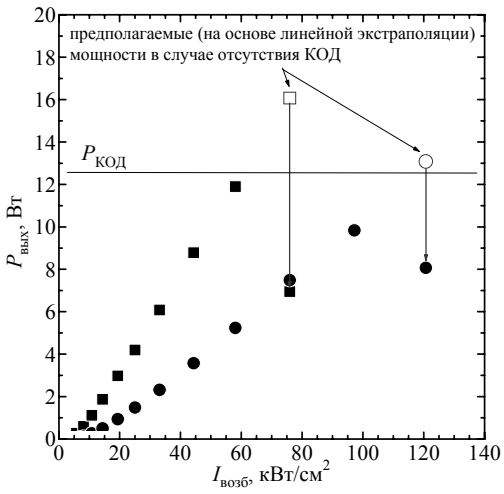
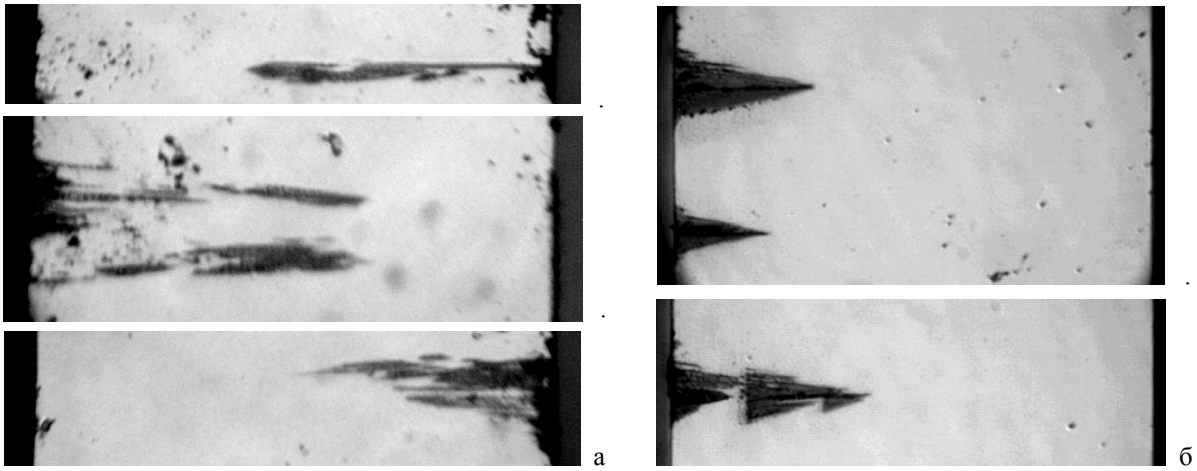



Рис. 2. Выходные мощности генерации CdSe-лазеров (разные места резонатора) в зависимости от уровня накачки.

## 2. Микроскопия

Дефектные участки, образующиеся при деградации InGaN-лазеров, видимы невооруженным глазом, как локальная потеря зеркальности поверхности активной области лазера, что хорошо видно в оптический микроскоп (рис. 3, *а*). Также выглядят и дефекты, образующиеся при катастрофической деградации CdSe-лазеров, однако в отличие от случайного расположения таких участков в InGaN-лазерах, здесь локализация всегда вблизи сколов резонаторов (рис. 3, *б*) либо микротрещин. Деградировавшие области отличаются также формой: в InGaN-лазерах – это бесформенные, вытянутые вдоль оси резонатора пятна, в CdSe-лазерах – правильные равнобедренные треугольники, основаниями обращенные к торцам резонатора.

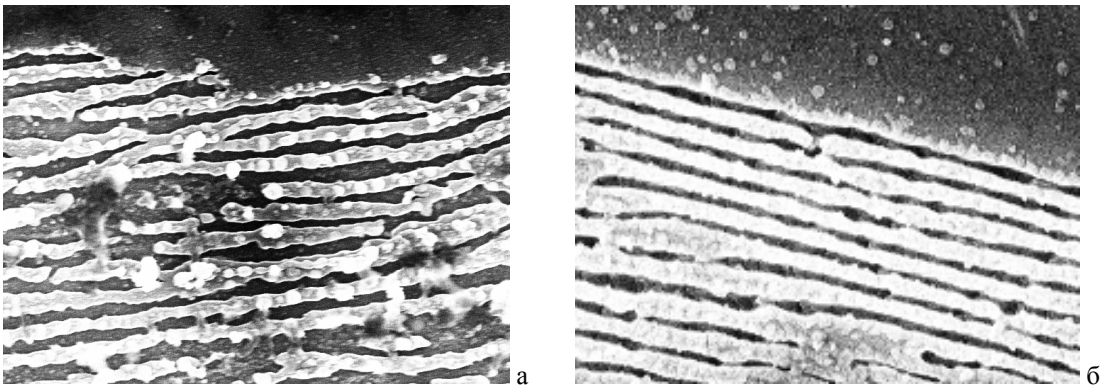


а б

Ширина резонатора около 800 мкм Ширина резонатора около 430 мкм

Рис. 3. Микрофотографии деградировавших лазеров: *а* – на основе КЯ InGaN/GaN, *б* – на основе КТ CdSe/ZnSe.

Для установления микроскопической структуры возникающих дефектов деградировавшие образцы лазеров были исследованы методом сканирующей электронной микроскопии. На рис. 3 представлены микроэлектронографии поврежденных областей. Из них видно, что области повреждения представляют из себя филаментированный материал с расплавленными краями.



а б

Вертикальные размеры обоих рисунков – 5 мкм, оси резонаторов – горизонтальное направление

Рис. 4. Электронографии поврежденных участков активной области катастрофически деградировавших лазеров: *а* – на основе КЯ InGaN/GaN, *б* – на основе КТ CdSe/ZnSe.

На поверхности неповрежденных участков, непосредственно прилегающих к поврежденным, видны капли расплавленного материала (рис. 3, *б*). Это

свидетельствует о высокой скорости плавления с выбросом вещества и формированием достаточно упорядоченной нитеобразной структуры. Нитеобразная структура образуются, вероятнее всего, под действием сил поверхностного натяжения расплавленного материала. Нити ориентированы под небольшим углом к оси резонатора и в случае CdSe-лазеров, по-видимому, зарождаются на поверхности скола и формируются далее в направлении увеличения плотности мощности излучения (к центру возбуждающей полоски) приблизительно параллельно ранее сформированным нитям.

### 3. Обсуждение

Процесс катастрофической деградации может происходить следующим образом. Средняя за время импульса накачки температура разогрева активной области для лазеров InGaN не превышает нескольких десятков градусов [10], что явно недостаточно для их катастрофической деградации. Однако собственное излучение лазера может поглощаться некоторыми дефектами, случайно распределенными в объеме материала и соответственно нагревать активную область локально. Выделяющееся при этом тепло рассеивается при небольшой плотности мощности собственного лазерного излучения. При достижении определенного ее уровня инициируется нелинейный процесс локального разогрева в близи дефекта, обусловленный сужением ширины запрещенной зоны, диффузией в зону перегрева неравновесных носителей заряда и увеличением вероятности безызлучательной рекомбинации. Эта положительная обратная связь приводит к катастрофическому локальному разогреву вплоть до расплавления-испарения материала и распространению повреждения, преимущественно, вдоль оси резонатора (горизонтальное направление на рис. 3). Деградировавшие области вносят оптические потери, подавляющие генерацию. Учитывая локализацию деградировавших областей в лазерах на основе КТ CdSe вблизи зеркал резонатора либо микротрещин, можно утверждать, что в них, в отличие от лазеров с КЯ InGaN/GaN, у которых велика плотность дислокаций, роль катализатора катастрофической деградации играет поверхностная рекомбинация, а не случайно распределенные дефекты-центры безызлучательной рекомбинации.

### Заключение

В работе изучены основные закономерности катастрофической деградации оптически накачиваемых лазеров на основе гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnSe и квантовыми ямами InGaN/GaN. Установлено, что деградация лазеров происходит в результате возникновения положительной обратной связи между поглощением собственного лазерного излучения отдельными участками активной области в близи дефектов и их разогревом. Показано, что в CdSe-лазерах разрушению подвергаются участки, прилегающие к зеркалам резонатора и микротрещинам, а в InGaN-лазерах, у которых высока плотность дислокаций, – участки, случайным образом распределенные в активной области. В обоих типах лазеров деградация происходит путем расплавления-испарения материала с образованием нитевидной структуры.

### Литература


1. Eliseev, P. G. Degradation of injection lasers / P. G. Eliseev // J. Luminesc. – 1973. – Vol. 7. – P. 338.
2. Henry, C. H. Catastrophic damage of $Al_xGa_{1-x}As$ double heterostructure laser material / C. H. Henry, P. M. Petroff, R. A. Logan, and F. R. Merritt // J. Appl. Phys. – 1979. – Vol. 50, Iss. 5. – P. 3721–3732.

3. Klude, M. High-Power Operation of ZnSe-Based cw-Laser Diodes / M. Klude, M. Fehre, and D. Hommel // Phys. Stat. Sol. (a). – 2000. – Vol. 180, Iss. 1. – P. 21–26.
4. Nagahama, S. High power and wide wavelength range AlInGaN laser diodes. Proc. European Phase Change and Ovonics Sympos. (Grenoble, France, May 29-31, 2006), http://www.epcos.org/library/papers/pdf_2006/pdf_Invited/Nagahama.pdf.
5. Nam, O. H. High power AlInGaN-based blue-violet laser diodes / O. H. Nam, K. H. Ha, H. Y. Ryu, *et al*. // Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6133. – Art. 61330N.
6. Klude, M. 500–560 nm Laser emission from quaternary CdZnSSe quantum wells / M. Klude, G. Alexe, C. Kruse, T. Passow, H. Heinke, and D. Hommel // Phys. Stat. Sol. (b). – 2002. – Vol. 229, Iss. 2. – P. 935–942.
7. Tomiya, S. Structural defects and degradation of high power pure-blue GaN-based laser diodes / S. Tomiya, O. Goto, and M. Ikeda // Proc. SPIE. – 2008. – Vol. 6894. – Art. 68940N.
8. Marona, L. Reliability of InGaN laser diodes grown on low dislocation density bulk GaN substrates / L. Marona, P. Wisniewski, P. Prystawko, *et al*. // Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6184. – Art. 61840G.
9. Marona, L. Why InGaN laser-diode degradation is accompanied by the improvement of its thermal stability? / L. Marona, P. Wiśniewski, M. Leszczyński, *et al*. // Proc. SPIE. – 2008. – Vol. 6894. – Art. 68940R.
10. Зубелевич В. З. Разогрев и катастрофическая деградация лазерных InGaN/GaN гетероструктур на кремнии при высоких уровнях оптического возбуждения / В. З. Зубелевич // Изв. НАНБ. Сер. физ.-мат. наук. – 2006. – №5. – Р 75–78.
11. Vainilovich, A. G. Internal parameters and optical properties of green II–VI heterostructure lasers with active region composed of multi-sheet electronically-coupled CdSe quantum dots / A. G. Vainilovich, E. V. Lutsenko, N. P. Tarasuk, *et al*. // Phys. Stat. Sol. (c). – 2010. – Vol. 7, Iss. 6. – P. 1691–1693.

## Catastrophic degradation of optically pumped lasers based on heterostructures with CdSe/ZnSe quantum dots and InGaN/GaN quantum wells

V. Z. Zubialevich [1*], A. G. Vainilovich [1], E. V. Lutsenko [1], G. P. Yablonskii [1], A. S. Shulenkov [2], S. V. Sorokin [3], I. V. Sedova [3], S. V. Gronin [3], S. V. Ivanov [3], H. Kalisch [4], M. Heuken [5]

*[1] Institute of Physics of NAS of Belarus, Nezalezhnasci Ave., 68, 220072 Minsk,*
*[*] тел: +375(17)2949025, e-mail: v.zubialevich@ifanbel.bas-net.by;*
*[2] Minsk Research Institute of Radiomaterials, Kizhevatova Str., 86, 220024 Minsk*
*[3] Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 26 Polytekhnicheskaya Str., 194021 St. Petersburg, Russia*
*[4] GaN Device Technology, RWTH University, Sommerfeldstr. 24, D-52074 Aachen, Germany*
*[5] AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany*

Sudden breakdown of optically pumped lasers based on InGaN/GaN quantum well and CdSe/ZnSe quantum dot heterostructures is studied. Catastrophic optical damage at high output power (above 25 W for InGaN-based lasers and above 12 W for CdSe-lasers from each edge of a 200 μm wide cavity) is shown to result in formation of dark spots inside the active region (InGaN-based lasers) and deterioration of the edges and near edge regions (CdSe-based lasers). Scanning electron microscopy allowed finding that degraded regions are manifolds of striae (filaments) of material melt from the cavity.

**Keywords:** semiconductor laser, inherent laser radiation, catastrophic optical damage.

# Наноразмерные структуры с гетеропереходами CdS/ZnSe второго типа для полупроводниковых лазеров

Н. В. Забавин, В. И. Козловский, Д. Е. Свиридов

*Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва, Россия; zabavin@okb.lpi.troitsk.ru*

Рассматривается возможность использования гетероструктуры CdS/ZnSe II типа для полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком, излучающего в зеленой области спектра. Из-за пространственного разделения неравновесных носителей в таких структурах интеграл перекрытия волновых функций электрона и дырки уменьшается. Это приводит к уменьшению коэффициента оптического усиления и необходимости использования более добротного резонатора. С другой стороны, увеличивается время жизни носителей относительно излучательной рекомбинации, что приводит к уменьшению порога генерации в идеальной гетероструктуре. Структуры с различным интегралом перекрытия были получены методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в потоке водорода при атмосферном давлении. Демонстрируется высокая интенсивность катодолюминесценции при комнатной температуре.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, гетероструктура II типа, соединения A2B6, электронная накачка.

## Введение

Интерес к гетероструктуре CdS/ZnSe связан с тем, что разрывы зон на гетеропереходе относятся ко второму типу. Тонкий слой CdS является глубокой КЯ только для электрона, а дырка локализуется в широком слое ZnSe. При высокой концентрации локализованных электронов возникает искривление зон вблизи гетероперехода, образуется КЯ для дырок и улучшается их локализация у гетероперехода. Однако перекрытие волновых функций пространственно разделенных носителей все же остается заметно меньше, чем в случае гетероструктуры первого типа. Это приводит к понижению материального коэффициента усиления более чем на порядок величины. Тем не менее, можно достигнуть усиления, достаточного для генерации при использовании добротного резонатора. Это было продемонстрировано ранее в полупроводниковых лазерах с использованием гетероструктур ZnCdS/ZnSSe как при поперечной [1], так и продольной [2] накачке электронным пучком. Однако достигнутая длина волны генерации 478 нм не соответствовала наиболее востребованному зеленому диапазону 520–550 нм.

В данной работе мы попытались сдвинуть спектр излучения в зеленую область и улучшить локализацию дырок путем использования структур с КЯ, содержащими три или более тонких слоя ZnSe/CdS/ZnSe, которые помещались между широкими слоями ZnSSe, согласованными с подложкой GaAs. Были рассмотрены и другие гетероструктуры, позволяющие изменять степень пространственного разделения носителей.

## 1. Расчет интеграла перекрытия

Скорость спонтанной рекомбинации неравновесных носителей и коэффициент оптического усиления в гетероструктуре можно записать в виде

$$R_{sp}(\hbar\omega) \approx C_{sp} \cdot \sum_i \sum_k^{h,l} \int_{E_g}^{\infty} \left| M_{ci,vik}(E) \right|^2 \cdot \rho_{c,vk}(E) \cdot f_{ci}(E) \cdot f_{vik}(E) \cdot L(E,\hbar\omega) \cdot dE \,, \qquad (1)$$

$$g(\hbar\omega) \approx C_g \cdot \sum_i \sum_k^{h,l} \int_{E_g}^{\infty} \left| M_{ci,vik}(E) \right|^2 \cdot \rho_{c,vk}(E) \cdot (f_{ci}(E) + f_{vik}(E) - 1) \cdot L(E,\hbar\omega) \cdot dE \,, \qquad (2)$$

где $C_{sp}$ и $C_g$ – константы, $|M_{ci,vik}|^2$ – матричный элемент перехода, $\rho_{c,vk}$ – плотность состояний, $f_{ci}$ и $f_{vik}$ – функции распределения Ферми для электронов и дырок, соответственно, в зоне проводимости и валентной зоне, $L$ – форма линии. Суммирование ведется по $i$ подзонам, образующимся в результате квантования энергетических уровней в КЯ, и по тяжелым ($k = h$) и легким ($k = l$) дыркам. Функции Ферми зависят от создаваемой накачкой концентрации носителей. В матричном элементе можно выделить три сомножителя:

$$\left|M_{ci,vik}\right|^2 = \left|M_0\right|^2 \cdot P_{ik} \cdot \left|I_{ci,vik}\right|^2, \tag{3}$$

где $|M_0|^2$ – сомножитель, зависящий от параметров используемого материала, $P_{ik}$ – фактор, зависящий от поляризации электромагнитной волны и ориентации структуры, и $I_{ci,vik}$ – интеграл перекрытия волновых функций электрона и дырки. Видно, что уменьшение $I_{ci,vik}$ приводит к уменьшению скорости спонтанной рекомбинации и к уменьшению коэффициента усиления. При использовании резонатора с малыми потерями порог генерации будет близок к порогу инверсии населенности, при котором $g = 0$. Если теперь нам удастся вырастить гетероструктуру с малым числом дефектов, так что в структуре нет других каналов рекомбинации кроме канала излучательной межзонной рекомбинации, то пороговая плотность тока при накачке электронным пучком будет пропорциональна скорости спонтанной рекомбинации и будет уменьшаться пропорционально квадрату интеграла перекрытия. Отсюда видно, что гетероструктура с разрывами зон II типа в принципе может привести к реализации низкопорогового лазера, и основным фактором, характеризующим гетероструктуру, является интеграл перекрытия.

Для нахождения интеграла перекрытия необходимо найти согласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона:

$$\frac{\hbar^2}{2} \cdot \left[ \frac{d}{dx}\left( \frac{1}{m_j} \cdot \frac{d\psi_i}{dx} \right) \right] + \left[ E_{i,j} - U_j(x) \right] \cdot \psi_{i,j}(x) = 0, \tag{4}$$

$$\frac{d}{dx}\left[ \varepsilon\varepsilon_0 \frac{d}{dx} V(x) \right] + e[n(x) - p(x)] = 0, \tag{5}$$

где $m_j$– эффективная масса электрона, легкой и тяжелой дырки, $\psi_{i,j}$, $E_{i,j}$ – волновые функции и собственные значения решения данного уравнения, $\varepsilon(x)$ - диэлектрическая постоянная, $n(x)$, $p(x)$ – объемная плотность электронов и дырок, $U_j(x) = U_{0j} + V(x)$ – потенциальная энергия для данного носителя, состоящая из члена, определяемого исходной энергетической зонной диаграммой, и члена, описывающего искривление зон, вызванное пространственным разделения носителей заряда.

Интеграл перекрытия был рассчитан для гетероструктур с различной конфигурацией пространственно разнесенных КЯ для электронов и дырок при нескольких значениях поверхностной концентрации. Целесообразность введения дополнительных КЯ для дырок можно проиллюстрировать сравнением следующих трех гетероструктур. Первая гетероструктура содержала слои CdS толщиной 3.6 нм, разделенные слоями $ZnS_{0.07}Se_{0.93}$ толщиной 140 нм. Вторая структура отличалась тем, что между слоями CdS и ZnSSe были помещены слои ZnSe толщиной 5 нм, образующие мелкие КЯ для дырок. И, наконец, в третьей структуре слои ZnSe были заменены слоями ZnCdSe, чтобы увеличить глубину КЯ для дырок с 60 мэВ (структура 2) до 160 мэВ. Кроме того, в третьей гетероструктуре толщина слоя CdS была 2 нм, а соседних слоев ZnCdSe – 3 нм. Расчеты показали, что квадрат перекрытия изменяется от $7 \cdot 10^{-4}$ в структуре 1 до 0.07 в структуре 2 и до 0.24 в структуре 3 при поверхностной концентрации неравновесных носителей $10^{11}$ см$^{-2}$.

## 2. Эксперимент

Выращивание гетероструктур производилось методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в потоке водорода при атмосферном давлении в кварцевом реакторе. В качестве исходных соединений использовались диметил селенид $(CH_3)_2Se$, диметил кадмий $(CH_3)_2Cd$, диэтил сульфид $(C_2H_5)_2S$ и диэтил цинк $(C_2H_5)_2Zn$. Рост проводился на подложках GaAs, разориентированных от плоскости (001) на $10^0$ к плоскости (111)A. Для предотвращения взаимодействия Se с GaAs, после высокотемпературного срыва окисла с подложки ее температура уменьшалась до 350 $^0$C, и зарождался низкотемпературный буферный слой ZnSSe. Затем температура подложки постепенно повышалась до ростовой температуры 400–430 $^0$C. Между слоями делалось прерывание на 3–5 с, что улучшало резкость гетерограниц.

Выращиваемые структуры имели один или несколько периодов, состоящих из широкого слоя ZnSSe толщиной 100–150 нм, согласованного с GaAs, и КЯ. Сверху структура заканчивалась слоем ZnSSe толщиной 100 нм. Дизайн КЯ изменялся в разных опытах. Были реализованы КЯ из одного тонкого (2–5 нм) слоя CdS, из трех тонких слоев ZnSe/CdS/ZnSe или ZnCdSe/CdS/ZnCdSe, из сдвоенной КЯ для электронов ZnSe/CdS/ZnSe/CdS/ZnSe с регулируемой толщиной среднего слоя ZnSe. На рис. 1 представлен пример оптического контроля процесса формирования одной сдвоенной КЯ. Изображение фрагмента скола одной из таких гетероструктур представлено на рис. 2, Оно получено с помощью зондовой микроскопии в режиме сканирования сопротивления растекания тока. Разрешение данного изображения определялось радиусом закругления зонда (≈ 50 мкм) и особенностью метода сканирования.

## 3. Катодолюминесценция гетероструктур

На рис. 3 представлены спектры катодолюминесценции структуры ZnSSe/ZnSe/CdS/ZnSe/ZnSSe с одним слоем CdS при двух температурах 14 и 300 К, двух плотностей накачки $j_e = 0.1$ мА/см$^2$ и 0.1 А/см$^2$ и энергии электронов 10 кэВ. Использование дополнительных КЯ ZnSe для дырок позволяет существенно увеличить интенсивность излучения КЯ по сравнению с излучением барьерных слоев ZnSSe при низких уровнях накачки. При $T = 14$ К заметен коротковолновый сдвиг спектра излучения КЯ с увеличением накачки. Он составил 18 мэВ. Концентрация неравновесных носителей в КЯ при плотности тока $j_e = 0.1$ А/см$^2$ оценивается величиной $2\cdot10^{12}$ см$^{-2}$.

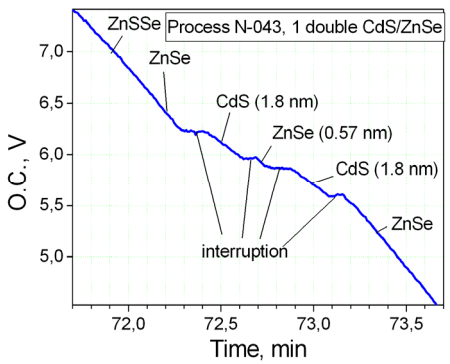



Рис. 1. Временная зависимость интенсивности отраженного луча от гетероструктуры в процессе формирования двойной КЯ ZnSe/CdS/ZnSe/CdS/ZnSe.

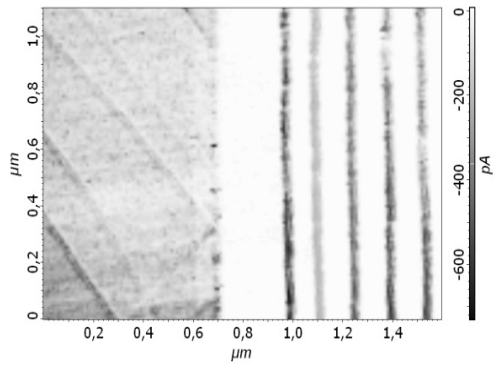



Рис. 2. Изображение участка скола гетеро-структуры CdS/ZnSSe в режиме измерения тока при напряжении на зонде 2 В; слева GaAs, справа 5 КЯ.

На рис. 4 представлены спектры КЛ нескольких гетероструктур, различающихся лишь толщиной среднего слоя ZnSe. Видно, что имеется некоторый длинноволновый

сдвиг основной линии излучения с уменьшением толщины среднего слоя ZnSe. Он объясняется уменьшением энергии квантования в сдвоенной КЯ для электронов.

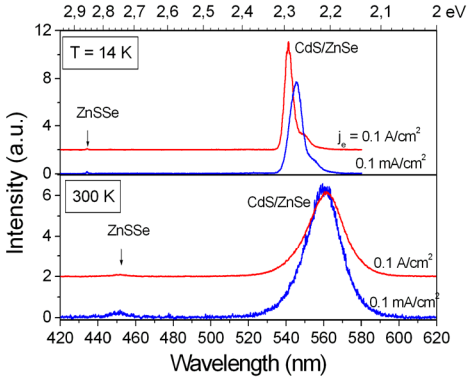



Рис. 3. Спектры КЛ структуры ZnSSe/ ZnSe/CdS/ZnSe/ZnSSe при $T$ = 14 и 300 К, $j_e$ = 0.1 мА/см$^2$ и 0.1 А/см$^2$, и $E_e$ = 10 кэВ.

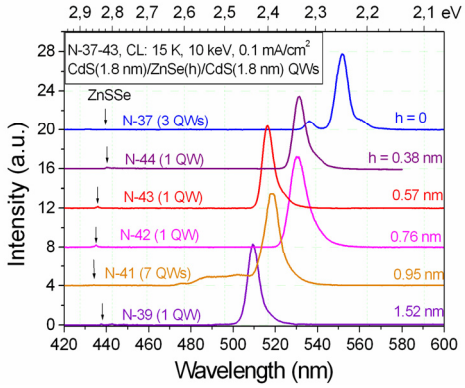



Рис. 4. Спектры КЛ гетероструктур с разной толщиной среднего слоя ZnSe при $T$ = 14 К, $j_e$ = 0.1 мА/см$^2$ и $E_e$ = 10 кэВ.

**Заключение**

Выращенные структуры с гетеропереходами CdS/ZnSe II типа характеризуются высокой эффективностью катодолюминесценции, что позволяет надеяться на реализацию «зеленого» лазера с низким порогом генерации на их основе.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-02-00741) и УНК ФИАН. Авторы благодарны П.И. Кузнецову за помощь при выращивании гетероструктур.

**Литература**

1. В. И. Козловский, Д. А. Санников, Д. Е. Свиридов. Наноразмерные гетероструктуры ZnCdS/ZnSSe для полупроводниковых лазеров. КСФ. 2008. № 2. С. 3–10.
2. В. И. Козловский, Б. М. Лаврушин, А. И. Ландман, Ю. В. Коростелин, А. Б. Крыса, П. И. Кузнецов, Ю. П. Подмарьков, Д. А. Санников, Д. Е. Свиридов, Я. К. Скасырский, М. П. Фролов. Лазеры на основе полупроводниковых соединений $A_2B_6$ и $A_3B_5$ с оптической и электронной накачкой. Симпоз. по когер. оптич. излуч. полупров. соед. и структур, Звенигород, 27–29.11.2007, сб. тр. М., 2008. С. 37–46.

## CdS/ZnSe MQW structures for semiconductor lasers

N. V. Zabavin, V. I. Kozlovsky, D. E. Sviridov

*P. N. Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow, Russia; zabavin@okb.lpi.troitsk.ru*

Possibility of using CdS/ZnSe II-type heterostructures for e-beam pumped semiconductor laser emitting in green range is discussed. Due to space separation of nonequilibrium electrons and holes in such heterostructures the overlap integral of electron and hole functions decreases. It leads to decreasing gain and necessary to use high Q-quality cavity. On other hand at that the radiation lifetime of carriers increases also. It results in decreasing the laser threshold at using the ideal heterostructure. Heterostructures with different overlap integral were grown by metal-organic vapor-phase epitaxy in hydrogen at atmospheric pressure. High cathodoluminescence intensity of grown structures at room temperature was demonstrated.

**Keywords:** semiconductor laser, II-type heterostructure, A2B6 compounds, E-beam pumping.

# Исследование лазерных сборок на основе ZnSe-содержащих гетероструктур с оптической связью между элементами

Р. В. Есин [a], Е. В. Жданова [a], М. М. Зверев [a], С. В. Иванов [b], П. С. Копьев [b], Д. В. Перегудов [a], И. В. Седова [b], С. В. Сорокин [b], В. Б. Студёнов [a]

[a] *Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия; e-mail: mzverev@mail.ru*

[b] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Исследованы параметры излучения лазерной сборки на основе ZnSe-содержащих наноструктур с оптической связью между отдельными лазерами. Накачка производилась излучением азотного лазера. Показано, что выходная мощность излучения сборки при наличии оптической связи между элементами превышает мощность независимо работающих лазеров, при этом наблюдается ее сверхлинейное увеличение в зависимости от количества элементов в сборке.

**Ключевые слова:** лазерная сборка, оптическая связь, гетероструктура.

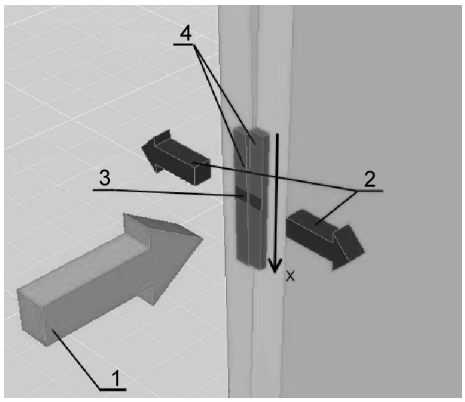
## Введение

Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком [1] позволяют получать излучение в широком диапазоне длин волн. В последние годы благодаря использованию в качестве активных элементов квантоворазмерных структур удалось значительно уменьшить значения рабочей энергии электронов и пороговой плотности тока пучка. Получена генерация с использованием электронов с энергией 4–10 кэВ при комнатной температуре активного элемента [2]. Были изготовлены миниатюрные приборы, работающие в ИК диапазоне при комнатной температуре образцов [3], и в зеленой области спектра – при криогенном охлаждении [4]. Использование лазерной сборки позволило достичь выходной импульсной мощности излучения более 600 Вт [5]. Для дальнейшего увеличения выходной мощности необходимо совершенствовать параметры источника накачки – электронного пучка, а также оптимизировать конструкцию лазерной сборки [5]. В использовавшейся ранее конструкции сборки [5] отдельные одномерные наборы лазеров с поперечной накачкой располагались на ступенчатом держателе, что давало возможность одновременно накачивать пучком большого сечения большое количество лазерных элементов. При этом лазеры работали независимо друг от друга, и выходные мощности элементов сборки суммировались.

Ранее было показано [6, 7], что если обеспечить оптическую связь между элементами, то порог генерации такой сборки будет меньше, чем у ее отдельного элемента, в то время как каждый элемент сборки будет давать вклад в выходное излучение. Этот эффект был продемонстрирован на сборке лазеров на основе монокристаллов CdSSe, возбуждаемых электронами с энергией 300 кэВ [6], а расчет порога генерации сборки в зависимости от количества элементов сборки и величины связи приведен в [7]. При энергии электронов 300 кэВ размер активной области (глубина проникновения электронов в кристалл) составляет более 50 мкм, что делало возможным организацию оптической связи между элементами сборки путем небольшого взаимного сдвига одномерных лазерных наборов [6]. При использовании активных элементов лазеров с поперечной накачкой на основе квантоворазмерных структур размер излучающей области лазера составляет малую величину порядка 1 мкм, что усложняет конструкцию сборки с оптической связью между лазерными элементами. Целью настоящей работы являлось демонстрация возможности использования оптической связи между элементами лазерной сборки на основе ZnSe-содержащих полупроводниковых квантоворазмерных структур для улучшения параметров излучения сборки.

**Экспериментальные результаты**

Структуры (Zn,Mg)(S,Se) для лазеров были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии псевдоморфно на подложках GaAs (001). Структуры содержат нижний и верхний ограничивающие слои $Zn_{0.9}Mg_{0.1}S_{0.15}Se_{0.85}$, волновод в виде короткопериодной сверхрешетки $ZnS_{0.14}Se_{0.86}$/ZnSe, и активную область в виде трех плоскостей CdSe КТ в центре квантовых ям ZnSe. Применение подобной структуры позволило ранее получить генерацию с выходной импульсной мощностью до 12 Вт при эффективности 4 % [8]. Лазерные резонаторы изготавливались путем скалывания образцов. Длина резонатора составляла 0.5 мм. Все эксперименты проводились при комнатной температуре кристаллов. Накачка производилась излучением азотного лазера с длиной волны 337 нм, длительность импульсов накачки составляла 10 нс при частоте следования 10 Гц. Пространственное распределение энергии накачки в структуре при оптической накачке ($\lambda$ = 337 нм) и при электронно-лучевой с энергией 8–10 кэВ близки друг к другу [9]. Это делает возможным распространить полученные при оптической накачке результаты на лазеры с накачкой электронным пучком. Для исследования зависимости выходной мощности от величины оптической связи между элементами была изготовлена конструкция из двух близко расположенных (расстояние между ними составляло 20 мкм) лазерных образцов, расположенных под углом около 2 градусов друг к другу (рис. 1). Поперечный размер накачиваемой области был меньше длины резонатора каждого лазера. Часть излучения каждого лазера попадала в расположенный рядом образец. За счет того, что кристаллы были расположены под углом друг к другу, доля излучения, попадающего из одного кристалла в другой, определяющая величину оптической связи между лазерами, зависела от положения области возбуждения на образце. Меняя положение накачиваемой области, можно было изменять величину оптической связи между элементами.




1 – излучение накачки, 2 – излучение сборки кристаллов, 3 – накачиваемая область, 4 – кристаллы

Рис. 1. Схема накачки сборки из двух лазерных кристаллов, расположенных под углом друг к другу.

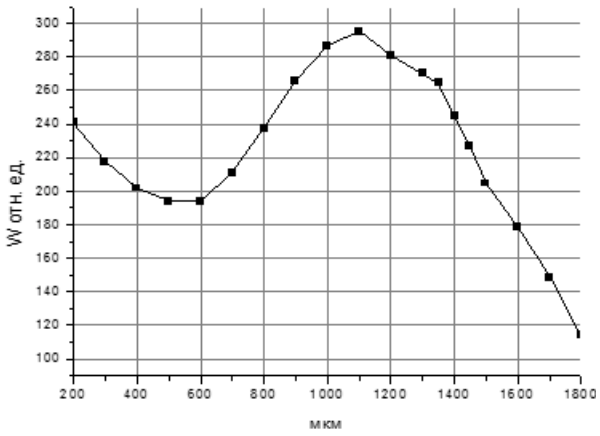



Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения W сборки из двух лазерных образцов от положения области генерации.

На рис. 2 представлены результаты измерений зависимости выходной мощности от положения накачиваемой области на образце. Кривая получена для сборки, на которой область пересечения кристаллов расположена примерно в их середине (рис. 1). Левая часть графика соответствует такому расположению накачиваемой области, при котором в приемник попадает излучение двух независимо работающих лазеров, в правой – одного. По мере перемещения области накачки по сборке выходная мощность изменяется и достигает максимума вблизи области пересечения кристаллов, т. е. когда

оптическая связь максимальна, при этом наблюдается увеличение выходной мощности в полтора–два раза. Некоторое увеличение мощности в крайней левой части графика связано с исходной неоднородностью используемых кристаллов.

Аналогичные результаты были получены с помощью другой конструкции сборки, в которой величина оптической связи могла изменяться при изменении расстояния между элементами сборки. Лазерная структура приклеивалась к фольге, после чего раскалывалась для изготовления отдельных лазерных резонаторов. Изгибая фольгу с закрепленными на ней образцами, можно было регулировать расстояние между элементами сборки, и, соответственно, изменять величину оптической связи. Была получена зависимость интенсивности излучения от количества элементов в сборке из трех образцов (рис. 3). В этом случае каждый из кристаллов сборки был закрыт отдельным экраном так, чтобы излучение накачки на него не попадало, и экраны поочередно убирались.

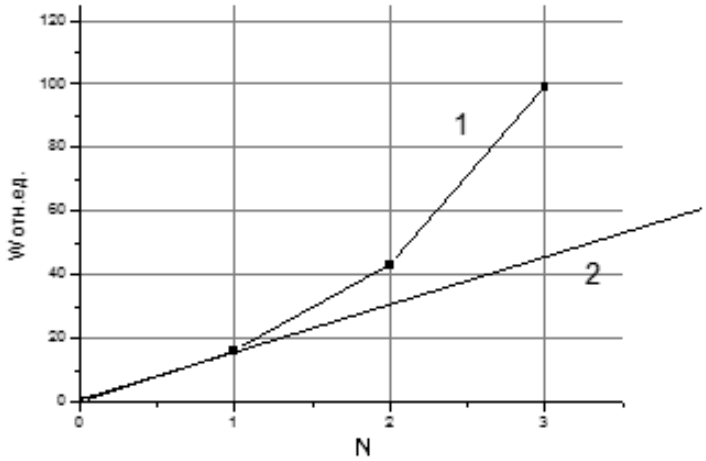



Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения лазерной сборки W от количества N элементов сборки. 1 – с оптической связью между элементами, 2 –при отсутствии оптической связи.

Кривая 1 (рис. 3) демонстрирует зависимость выходного сигнала от количества взаимосвязанных элементов, а прямая 2 – не взаимосвязанных элементов. При наличии оптической связи между элементами сборки наблюдается сверхлинейный рост интенсивности излучения в зависимости от количества элементов сборки, что связано с уменьшением порога генерации сборки с оптической связью по сравнению с порогом отдельного лазера [7].

**Заключение**

Таким образом, показано, что для увеличения выходной мощности излучения лазеров с поперечной накачкой на основе ZnSe-содержащих полупроводниковых структур целесообразно использовать сборки с оптической связью между элементами. Наличие оптической связи приводит как к увеличению выходной мощности (по сравнению с мощностью, излучаемой набором независимо работающих лазеров), так и к сверхлинейному росту мощности в зависимости от числа элементов сборки.

**Литература**

1. О. В. Богданкевич. Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком. Квантовая электроника **21**, №12, 1994.

2. 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. Лазер зеленого диапазона на основе ZnSe-содержащих структур с накачкой электронным пучком с энергией менее 10 кэВ. Письма ЖТФ **33**, 24, 1–7, 2007.
3. E. Molva, R. Accomo, G. Labrunie, J. Cibert, C. Bodin, L. S. Dang, G. Fenillet. Microgun pumped semiconductor laser. Appl. Phys. Lett. **62**, 796, 1993.
4. D. Herve, R. Accomo, E. Molva, L. Vanzetti, J. J. Paggel, L. Sorba, A. Francioci. Microgun-pumped blue lasers. Appl. Phys.Lett. **67** (15), 2144–2146, 1995.
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, P. S. Kop'ev, I. M. Olikhov. Green electron-beam pumped laser arrays based on II-VI nanostructures. Phys. Stat. Sol. B **247**, No. 6, 1561–1563, 2010.
6. M. M. Zverev, A. N. Kolomiysky, D. V. Peregoudov. GaAs and CdSSe electron-beam-pumped semiconductor laser arrays with optically coupled elements. Proc. SPIE **4644**, 319–325, 2002.
7. М. М. Зверев, А. Н. Коломийский, Д. В. Перегудов. Расчет параметров многоэлементного полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком и оптической связью между ячейками. Изв. Академии наук, сер. Физическая, **65**, № 6, 865–869, 2001.
8. M. M. Zverev, S. V. Sorokin, I. V. Sedova, D. V. Peregoudov, S. V. Ivanov, P. S. Kop'ev. High-efficiency electron-beam pumped green semiconductor lasers based on multiple quantum disk sheets. Phys. stat. sol. (c) **2** (2), 923, 2005.
9. Е. Н. Донской, Е. В. Жданова, А. Н. Залялов и др. Распределение плотности возбуждения в полупроводниковых лазерах на основе ZnSe с накачкой электронным пучком. Квантовая электроника **38**, № 12, 1097–1100, 2008.

## Laser arrays based on ZnSe-containing heterostructures with optically coupled elements

R. V. Esin [a], E. V. Zhdanova [a], M. M. Zverev [a], S. V. Ivanov [b], P. S. Kop'ev [b], D. V. Peregoudov [a], I. V. Sedova [b], S. V. Sorokin [b], V. B. Studionov [a]

[a] *Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics and Automations, Moscow; e-mail: mzverev@mail.ru*
[b] *Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia*

Parameters of the laser arrays based on ZnSe-containing nanostructures with optical coupling between individual lasers have been studied. A nitrogen laser has been used as a pumping source. It is shown that the presence of optical coupling between the elements of the laser array has resulted both in the increase of output power and in superlinear dependence of output power on the number of elements in the array.

**Keywords:** laser arrays, optical coupling, heterostructure.

# Импульсные полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком на основе структур InGaAs/AlGaAs

Н. А. Гамов [а], Е. В. Жданова [а], М. М. Зверев [а], М. А. Ладугин [б], А. А Мармалюк [б], Д. В. Перегудов [а], В. Б. Студёнов [а]

*[а]Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия; e-mail: mzverev@mail.ru*
*[б]ФГУП НИИ «Полюс», Москва, Россия*

Изучены характеристики излучения импульсных лазеров на основе квантоворазмерных структур InGaAs/AlGaAs с накачкой электронным пучком. При использовании для накачки электронов с энергией 26 кэВ при комнатной температуре активного элемента получено излучение на длине волны 890 нм с импульсной мощностью до 90 Вт. Уменьшение толщины внешнего слоя волновода позволило снизить значения пороговой плотности тока и рабочей энергии электронов. Минимальное значение пороговой плотности тока пучка составило 0.35 А/см$^2$ при энергии электронов 8–10 кэВ. Минимальная энергия электронов накачки, при которой удалось достичь режима генерации при комнатной температуре, составила 3.5 кэВ.

**Ключевые слова:** лазер, квантоворазмерная структура, электронный пучок.

В последние годы разработаны мощные инжекционные лазеры ближнего ИК диапазона на основе квантоворазмерных структур соединений А3В5, позволяющие достичь импульсной мощности более 80 Вт [1]. В то же время в импульсных лазерах с накачкой электронным пучком могут быть достигнуты значительно большие уровни выходной мощности в связи с возможностью увеличения объема излучающей области. Отсутствие необходимости в *p–n*-переходе и контактах, отсутствие проблем транспортировки носителей от контактов к активной области значительно упрощает технологию изготовления активных элементов лазеров такого типа.

Дополнительные возможности увеличения выходной мощности в лазерах с электронно-лучевой накачкой связаны с использованием лазерных сборок, в которых набор лазерных элементов одновременно накачивается электронным пучком относительно большого сечения. В последние десятилетия благодаря использованию квантоворазмерных структур удалось значительно уменьшить рабочую энергию электронов накачки, разработать малогабаритные отпаянные электронно-лучевые приборы – лазеры, работающие на различных длинах волн [2, 3]. В лазерах на основе ZnSe-содержащих структур (зеленая область спектра) удалось снизить рабочую энергию $U$ электронного пучка до 4–10 кэВ при комнатной температуре активных элементов [4], достичь выходной мощности до 34 Вт с одного лазерного кристалла и до 630 Вт – с лазерной сборки (при $U$ = 24 кэВ) [5].

В 70–80 годах прошлого столетия лазеры ближнего ИК диапазона на гетероструктурах GaAs/GaAlAs (не квантоворазмерных) с накачкой электронным пучком исследовались весьма интенсивно; при комнатной температуре генерация получена при рабочих энергиях электронов 50–12 кэВ [6]. В то же время лазеры ИК – диапазона такого типа на основе квантоворазмерных структур исследованы весьма мало [2].

В настоящей работе приводятся результаты исследований параметров излучения лазеров инфракрасного диапазона на основе квантоворазмерных структур InGaAs/AlGaAs с электронно-лучевой накачкой.

Для накачки использовался импульсный пучок электронов с энергией до 26 кэВ при длительности импульса около 0.2 мкс. Частота следования импульсов – 1.5 Гц. Использовалась поперечная схема накачки. Все эксперименты проводились при

комнатной температуре образцов.

Эпитаксиальные гетероструктуры, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии, представляли собой волновод, внешние и внутренние слои которого образованы соединением AlGaAs различного состава, в центре которого размещался активный слой – квантовая яма InGaAs.

В первых экспериментах использовалась структура, в которой толщина волновода $Al_{0,32}Ga_{0.68}$ As равнялась 0.24 мкм. Толщина внутреннего слоя $Al_{0,39}Ga_{0.61}As$ составляла 0.5 мкм, внешнего слоя $Al_{0,39}Ga_{0.61}As$ – около 0.3 мкм, с этой стороны производилась накачка структуры. Пороговая плотность тока электронного пучка составила около 10–12 А/см$^2$ при энергии электронов 22–26 кэВ и длине резонатора лазера 0.5 мм. Минимальное значение энергии электронов, при котором удалось добиться режима генерации, составило 15 кэВ. При плотности тока пучка 55 А/см$^2$ и энергии электронов 26 кэВ максимальная мощность излучения составила 90 Вт (с одного торца лазера) при эффективности 3.5 % [7]. Длина волны излучения лазера равнялась 890 нм. Заметим, что глубина проникновения электронного пучка в кристалл уменьшается с уменьшением энергии электронов, и при энергии 26 кэВ составляет около 1 мкм. В связи с этим во всем использованном диапазоне энергий электронов значительная часть энергии накачки выделяется во внешнем слое структуры.

Для уменьшения потерь энергии накачки во внешнем слое была выращена структура с уменьшенной до 30 нм толщиной этого слоя. Это позволило значительно снизить значения пороговой плотности тока и рабочей энергии электронов: при толщине волновода 0.9 мкм и длине резонатора лазера 0.95 мм минимальное значение пороговой плотности тока пучка составило 0.35 А/см$^2$ при энергии электронов 8–10 кэВ. Минимальная энергия электронов накачки, при которой удалось достичь режима генерации при комнатной температуре, составила 3.5 кэВ, при этой энергии пороговая плотность тока пучка равнялась 0.65 А/см$^2$. Таким образом, уменьшение толщины внешнего слоя волновода позволило значительно уменьшить значения пороговой плотности тока и рабочей энергии электронов накачки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-02-01266-а.

**Литература**

1. Е. И. Давыдова, М. В. Зверков, В. П. Коняев, В. В. Кричевский, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк, А. А. Падалица, В. А. Симаков, А. В. Сухарев, М. В. Успенский. Мощные импульсные лазерные диоды на основе тройных интегрированных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs, излучающих на длине волны 0.9 мкм. Квантовая электроника **39**, № 8, с. 723–726, 2009.
2. E. Molva, R. Accomo, G. Labrunie, J. Cibert, C. Bodin, L. S. Dang, G. Fenillet. Microgun-pumped semiconductor laser. Appl. Phys. Lett. **62**, 796, 1993.
3. H. J. Cornelissen, C. J. Savert, M. J. H. Niesten, G. A. H. M. Vrijssen, A. Valster, C. J. van der Poel. A nonmechanical laser scanner based on electron-beam pumped AlGaInP-GaInP semiconductor structures. Appl. Phys. Lett. **65** (12), 1492–1494, 1994.
4. 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. Лазер зеленого диапазона на основе ZnSe-содержащих структур с накачкой электронным пучком с энергией менее 10 кэВ. Письма ЖТФ **33**, 24, с. 1–7, 2007.
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, P. S. Kop'ev, I. M. Olikhov.

Green electron-beam pumped laser arrays based on II–VI nanostructures. Phys. Stat. Sol. B **247**, No. 6, 1561–1563, 2010.
6. В. Ф. Певцов. Кандидатская диссертация. Москва, ВНИИМС, 1981.
7. М. М. Зверев, Н. А. Гамов, Е. В. Жданова, М. А Ладугин, А. А Мармалюк, Д. В. Перегудов, В. Б. Студенов. Импульсный полупроводниковый лазер ИК-диапазона с накачкой электронным пучком на основе квантоворазмерной структуры InGaAs/AlGaAs. Опт. и спектр., 2011 (*в печати*).

## Pulsed Electron Beam Pumped Semiconductor Lasers based on InGaAs/AlGaAs Structures

N. A. Gamov [a], E. V. Zhdanova [a], M. M. Zverev [a], M. A. Ladugin [b], A. A. Marmaluk [b], D. V. Peregoudov [a], V. B. Studionov [a]

[a] *Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics and Automations, Moscow, Russia; e-mail: mzverev@mail.ru*
[b] *RDI Polyus, Moscow, Russia*

Room-temperature pulsed electron beam pumped lasers with wavelength of 890 nm based on InGaAs/AlGaAs QW structures have been studied. The maximum value of output pulse power of 90 W per facet was achieved. Decreasing the width of the upper cladding of heterostructure has resulted to decreasing both the threshold current density of electron beam and the working energy of electron. Minimal electron energy necessary to obtain laser generation at RT was equal to 3.5 keV. Minimal value of threshold current density was equal to 0.35 A/cm$^2$ at electron energies in 8–10 keV range.

**Keywords:** laser, electron beam, QW heterostructure.

# Полупроводниковый лазер с внешним резонатором и накачкой электронным пучком

В. И. Козловский

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
*vikoz@sci.lebedev.ru*

Представлены основные характеристики лазера на основе гетероструктуры GaInP/AlGaInP с импульсной продольной накачкой электронным пучком и внешним сферическим зеркалом обратной связи. Генерация получена на ряде дискретных длинах волн в диапазоне 600–660 нм в зависимости от состава слоев и потерь резонатора. Выходная мощность в импульсе составляет 3–4 Вт при длительности импульса до 100 нс. Исследована расходимость лазерного пучка от длины резонатора и диаметра области возбуждения. Для полуконфокального резонатора она близка к дифракционному пределу. Предложены схемы реализации сканирующего лазера с использованием внешнего резонатора.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, гетероструктура GaInP/AlGaInP, электронная накачка, внешний резонатор.

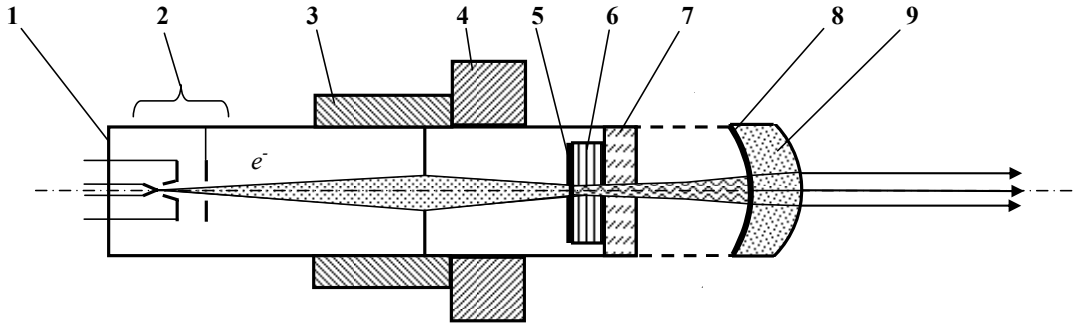
## Введение

В настоящее время большой интерес вызывают дисковые полупроводниковые лазеры с оптической накачкой наноструктур, излучающих в ближнем ИК диапазоне, и внутрирезонаторным удвоением частоты [1, 2]. Такие лазеры могут работать и на основе широкозонных наноструктур. Здесь нет проблемы создание *p*–*n*-перехода. Однако существует проблема с накачкой. В перспективе эффективной накачкой широкозонных структур могут быть сборки ЛД на основе AlGaInN соединений, но пока они коммерчески не доступны. Альтернативой является накачка электронным пучком.

Ранее мы уже сообщали о достижении генерации на гетероструктуре GaInP/AlGaInP с внешним зеркалом обратной связи [3]. В данной работе мы представим дополнительные характеристики такого лазера и обсудим возможность реализации сканирующего режима с внешним резонатором.

## 1. Импульсный лазер с внешним зеркалом обратной связи

Устройство лазера схематично представлено на рис. 1. Использовались наноструктуры GaInP/AlGaInP, содержащие 13, 17 и 25 КЯ, с периодом равным соответственно $2\lambda/N$, $3\lambda/2N$ и $\lambda/N$, где $N$ – средний показатель преломления структуры на длине волны генерации лазера $\lambda$.




1 – лазерная трубка, 2 – электронная пушка, 3 – фокусирующая катушка, 4 – отклоняющая катушка, 5 – высокоотражающее покрытие, 6 – наноструктура, 7 – хладопроводящая подложка (окно трубки), 8 – полупрозрачное покрытие, 9 – подложка-линза выходного зеркала

Рис. 1. Схема лазера с внешним зеркалом обратной связи.

В качестве внешнего зеркало 9 использовались вогнутые зеркала с радиусом кривизны $r = 15$, 20, 30 и 50 мм и коэффициентом отражения 0.96, 0.985 и $R > 0.995$. Оптическая длина резонатора могла изменяться плавно от $r/2$ до $r$. Подложка 7 была выполнена из стекла или сапфира базисной ориентации. Ее наружная поверхность была просветлена. Зеркало 5 было глухим ($R > 0.998$) и состояло из чередующихся четвертьволновых слоев $SiO_2/Ta_2O_5$ и слоя Al толщиной 0.1 мкм. Электронный пучок сканировал на поверхности наноструктуры вдоль отрезка строки длиной 3–4 мм со скоростью от $4 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^4$ см/с и частотой 50 Гц. Диаметр электронного пятна изменялся от 25 до 200 мкм. Отрезок строки мог плавно перемещаться как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении. Таким способом можно было найти область на наноструктуре, совпадающей с объемом моды резонатора при заданном положении внешнего зеркала. Энергия электронов изменялась в диапазоне 30–50 кэВ, ток – от 0 до 2 мА. Генерация была достигнута при всех использованных зеркалах. На рис. 2 представлен характерный спектр генерации одного из лазеров. Ширина линии на полувысоте составила 0.7 нм. Спектр имеет сложную структуру, которая связана с биениями в составном резонаторе, сформированного из-за не полного просветления сапфировой подложки. Генерация была реализована не нескольких длинах волн в диапазоне 600–660 нм в зависимости от состава слоев и потерь резонатора. Выходная мощность в импульсе составляла 3–4 Вт при длительности импульса до 100 нс. Минимальный порог генерации был оценен величиной 6 А/см$^2$.

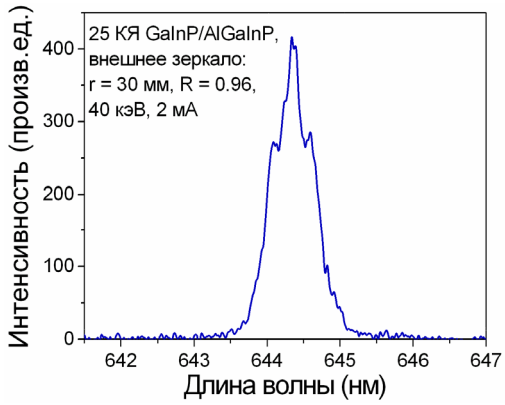



Рис. 2. Спектр генерации с внешним зеркалом обратной связи.

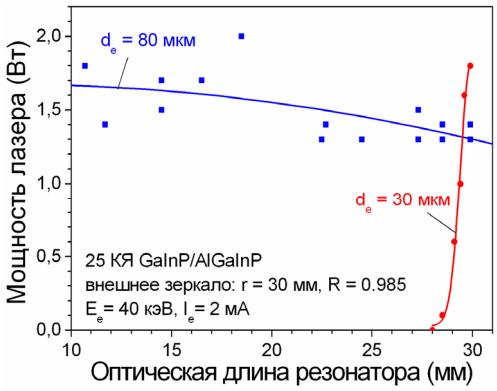


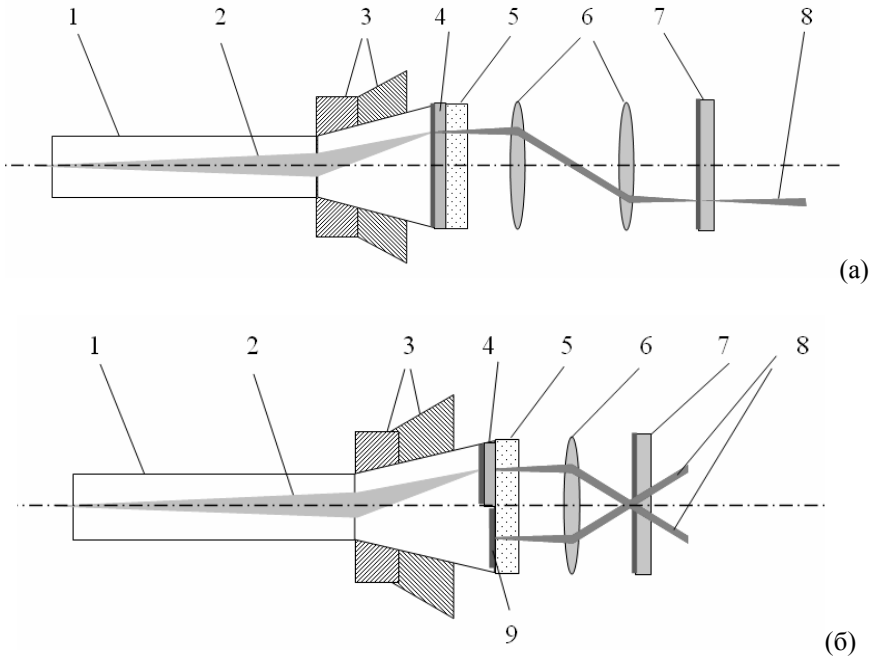

Рис. 3. Зависимость мощности лазера от длины резонатора для двух значений диаметра области возбуждения.

На рис. 3 представлена зависимость мощности лазера от длины резонатора для двух значений диаметра области возбуждения 30 и 80 мкм. Использовалось внешнее зеркало с радиусом кривизны 30 мм. При острой фокусировке (30 мкм) устойчивая генерация наблюдается только вблизи полуконцентрического резонатора. При большом пятне (80 мкм) мощность слабо зависит от длины резонатора в большом диапазоне ее изменения. Диаграмма направленности имеет одно симметричное пятно, соответствующее основному поперечному типу колебаний, которое увеличивается при увеличении длины резонатора, что связано с уменьшением диаметра моды. Вблизи полуконцентрического резонатора ($L_c = 28 \div 29.5$ мм), когда диаметр области возбуждения становится заметно больше диаметра основной моды, возникают моды типа $M_{01}$, $M_{10}$, $M_{11}$, $M_{02}$, которые хорошо различаются по числу пятен в дальней зоне. При дальнейшем приближении к полуконцентрическому резонатору ($L_c > 29.8$ мм) диаграмма представляет собой кольцо (резонатор, по-видимому, становится неустойчивым), диаметр которого увеличивается при $L_c \to 30$ мм вплоть до диаметра внешнего зеркала,

после чего генерация пропадает. При оптимальной фокусировке электронного пятна и юстировке резонатора возбуждался только основной тип поперечных колебаний с расходимостью близкой к дифракционному пределу (7–10 мрад).

### 2. Сканирующий лазер с внешним резонатором

На рис. 4 представлены две простейшие схемы сканирующего лазера. В первой схеме при любом положении электронного пучка на активном элементе выходящий лазерный луч не изменяет направления распространения, но это направление смещается относительно оптической оси лазера. Такая схема интересна для оптических коммутаторов – адресных устройств.




1 – лазерная ЭЛТ, 2 – электронный луч, 3 – система управления пучком, 4 – наноразмерная структура с зеркалом, 5 – подложка- выходное окно ЭЛТ, 6 – телескоп (а) или линза (б), 7 – плоское внешнее зеркало, 8 – выходящий лазерный луч, 9 – дополнительное глухое зеркало

Рис. 4. Две оптические схемы сканирующего лазера: (а) – направление луча не изменяется, (б) луч выходит из узкой апертуры и сканирует по углу.

Во второй схеме положение моды внешнего резонатора не изменяется при перемещении электронного пучка по активному элементу. Выходящий лазерный луч сканирует по углу. Для уменьшения потерь в резонаторе активную пластину необходимо размещать с одной стороны от оптической оси. Симметрично этой пластине надо напылить дополнительное глухое зеркало. Данная схема интересна в системах лазерной локации. Кроме того, она может быть использована для оптической накачки другого дискового полупроводникового лазера. Эти схемы пока экспериментально не реализованы.

### Заключение

Полупроводниковый дисковый лазер может быть реализован не только с оптической накачкой, но и с накачкой электронным пучком. Особенно это актуально при использовании широкозонных гетероструктур, для которых в настоящее время нет эффективной оптической накачки. Ближайшей интересной задачей является запуск сканирующего лазера с хорошим качеством лазерного луча.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 10-02-00741. Автор благодарен А.Б. Крысе и М.Д. Тибери за предоставление гетероструктур для исследований.

**Литература**

1. Chilla J., Butterworth S., Zeitschel A., Charles J., Caprara A., Reed M., Spinelli L. High power optically pumped semiconductor lasers. Proc. SPIE. 2004. Vol. 5332, P. 143–150.
2. О. Г. Охотников. Мощные полупроводниковые дисковые лазеры с преобразованием частоты и синхронизацией мод. Квант. электроника 2008. Т. 38, № 12, С. 1083–1096.
3. В. И. Козловский, П. И. Кузнецов, М. Д. Тиберии. Новые результаты по полупроводниковым лазерам с продольной накачкой электронным пучком. 7-й Бел.-Росс. семинар по полупроводниковым лазерам и системам, 1–5 июня 2009, Минск. Сб. тр. С. 96–100.

## E-beam pumped semiconductor laser with external cavity

V. I. Kozlovsky

*P. N. Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow, Russia;*
*e-mail: vikoz@sci.lebede.ru*

Main characteristics of e-beam longitudinal pumped laser based on GaInP/AlGaInP MQW structure with external cavity are presented. Lasing was realized at a few wavelengthes in 600–660 nm range depending on layer compositions and cavity losses. Output power was 3–4 W at pulse duration of up to 100 ns. Dependences of laser beam divergence and power on cavity length and e-beam diameter were studied. Laser divergence was close to diffraction limit for semiconfocal cavity. Two optical schemas of scanning laser were offered and discussed.

**Keywords:** semiconductor laser, GaInP/AlGaInP MQW structure, e-beam pumping, external cavity.

# Оптимизация и исследование структурных свойств лазерных гетероструктур на основе ZnSe с варизонным волноводом

С. В. Гронин, С. В. Сорокин, И. В. Седова, Г. В. Климко, С. В. Иванов

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*
*e-mail: gronin_sergey@mail.ru*

В работе представлены результаты структурного исследования и оптимизации лазерных гетероструктур широкозонных соединений $A^2B^6$ с варизонным волноводом на основе Zn(Mg)SSe/ZnSe сверхрешеток и несколькими плоскостями КТ CdSe/ZnSe. Проанализированы данные рентгеноструктурных и люминесцентных исследований, демонстрирующие практически полную компенсацию упругих напряжений в волноводе и эффективный транспорт неравновесных носителей в активную область. Благодаря оптимизации начальной стадии роста плотность дефектов упаковки была снижена до $10^4$ см$^{-2}$. Прямой контроль плотности дефектов осуществлялся методом люминесцентной микроскопии.

**Ключевые слова:** молекулярно-пучковая эпитаксия, лазерные структуры, варизонный волновод, полупроводники, квантовые точки, соединения $A^2B^6$.

## Введение

Полупроводниковые гетероструктуры на основе широкозонных соединений A2B6 по-прежнему представляют интерес для создания компактных лазеров зеленого спектрального диапазона (520-550 нм), востребованных для множества различных применений, например пико-проекторов. Несмотря на проблемы p-легирования ZnSe и связанные с ним малые времена работы ZnSe-содержащих лазерных диодов (ЛД) [1], на основе широкозонных соединений $A^2B^6$ возможно создание приборов с оптической и электронной накачкой, не требующих наличия p-n перехода. Ранее была показана возможность создания инжекционных лазерных конверторов $A^2B^6/A^3N$, в которых накачка $A^2B^6$ лазеров осуществляется излучением коммерческого импульсного $A^3N$ ЛД [2], продемонстрированы экспериментальные прототипы низкопороговых лазеров с накачкой электронным пучком (ПЛЭН) [3], а также показана возможность применения гетероструктур с варизонным волноводом для улучшения деградационной стабильности и выходной импульсной мощности ПЛЭН [4].

Хорошо известно, что деградационная стабильность полупроводниковых лазерных наногетероструктур $A^2B^6$ напрямую связана с плотностью дефектов, и в первую очередь с плотностью дефектов упаковки [5] и прорастающих дислокаций [6]. В настоящей работе представлены недавние результаты по оптимизации $A^2B^6$ лазерных гетероструктур с варизонным волноводом, связанные с разработкой конструкции и режимов роста, обеспечивающих как компенсацию упругих напряжений в структуре, таки и приводящих к низкой плотности протяженных дефектов, а также исследования их структурных и оптических свойств методами рентгеновской дифрактометрии и люминесцентной микроскопии.

## Эксперимент и результаты

Была выращена серия гетероструктур, отличающихся как количеством слоев КТ CdSe/ZnSe в активной области, так и процедурой начальной стадии гетероэпитаксии. Структуры выращивались методом молекулярно пучковой эпитаксии на двухкамерной установке SemiTeq STE 3526 (Россия) на подложках GaAs (001). Типовая структура содержит нижний и верхний ограничивающие слои $Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.17}Se_{0.83}$ толщиной 1–1.5 мкм и 10–20 нм, соответственно, варизонный волновод в виде набора короткопериодных волноводных сверхрешеток (СР) Zn(Mg)SSe/ZnSe с неизменной

концентрацией Mg и S и различным соотношением толщин составляющих слоев, а также активную область, включающую в себя один или несколько слоев квантовых точек (КТ) CdSe/ZnSe. Для выращенных структур были измерены кривые качания θ–2θ рентгеновской дифракции (РД) на двухкристальном дифрактометре ДРОН-2М. Для оценки плотности протяженных дефектов в структуре использовался метод люминесцентной микроскопии (ЛМ) (ЛЮМАМ ПМ11). Параметры начальной стадии роста и структурные характеристики выращенных гетероструктур приведены в табл. 1.

Табл. 1 Параметры лазерных гетероструктур с варизонным волноводом.

| № образца | Начальная стадия гетероэпитаксии | Активная область | Положение пика РД слоя ZnMgSSe, угл. сек. | Положение "0"-пика РД СР ZnSSe/ZnSe, угл. сек. | Плотность дефектов (ЛМ), $см^{-2}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 4-077 | MBE | 5×КТ CdSe/ZnSe | -28 | 390 | 106 |
| 4-078 | MBE | 1×КТ CdSe/ZnSe | 94 | 380 | 106 |
| 4-080 | MEE | 2×КТ CdSe/ZnSe | -180 | 380 | 105 |
| 4-092 | MEE, + снижение температуры ZnS на 200°C перед началом роста ZnSe/GaAs | 2×КТ CdSe/ZnSe | 600 | 690 | 104 |

Применение короткопериодных СР в варизонном волноводе позволяет добиться плавного заглубления энергетических зон к активной области и улучшить транспорт носителей. При этом МПЭ рост структур происходит в безостановочном режиме [7] без изменения технологических параметров процесса (интенсивности потоков основных элементов и температуры эпитаксии). Для оптимизации транспортных свойств варизонного волновода были произведены расчеты [4] сопряжения соответствующих минизон в последовательно выращиваемых СР в приближении одномерной СР с использованием модели Ван де Вале [8]. Схематическая зонная диаграмма лазерной гетероструктуры с варизонным волноводом и одиночной вставкой КТ CdSe/ZnSe показана на рис. 1 (снизу). С целью компенсации напряжений в волноводе соотношение толщин слоев ZnSSe и ZnSe в основной волноводной СР ZnSSe/ZnSe (период $T \sim 4$ нм, среднее $\Delta a/a < 0$) было подобрано так, чтобы скомпенсировать напряжения сжатия, вводимые волноводными СР ZnMgSSe/ZnSe (период $T = 24$ нм, среднее $\Delta a/a > 0$), что подтверждается положением основных пиков от соответствующих СР на кривой качания РД (см. рис. 2 и [9]). Схематическая диаграмма деформаций кристаллической решетки по отношению к подложке GaAs, вводимых в структуру различными слоями и СР, демонстрирует используемый метод компенсации напряжений в структуре (рис. 1, вверху). Введение дополнительных интерфейсов в структуре за счет использования СР также способствует увеличению критической толщины каждой СР в несколько раз по сравнению с объемным слоем, обладающим таким же рассогласованием периода кристаллической решетки с подложкой [10]. Оценки оптимального состава ограничивающих слоев $Zn_{1-x}Mg_xS_{1-y}Se_y$ дают

$x = 0.11 \div 0.12$ и $y = 0.16 \div 0.19$, причем слои $Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.17}Se_{0.83}$ при используемой температуре эпитаксии ($T \sim 270$ °C) практически изопериодичны подложке GaAs (001). При комнатной температуре рассогласование составляет ~ 100 угл. сек. (см. рис. 2).

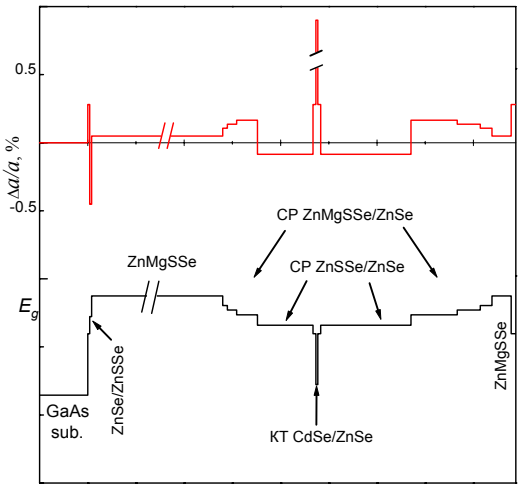



Рис. 1. Профиль деформаций $\Delta a/a$ в лазерной гетероструктуре с варизонным волноводом относительно подложки GaAs (вверху). Схематическая зонная диаграмма лазерной гетероструктуры $E_g$ (внизу).

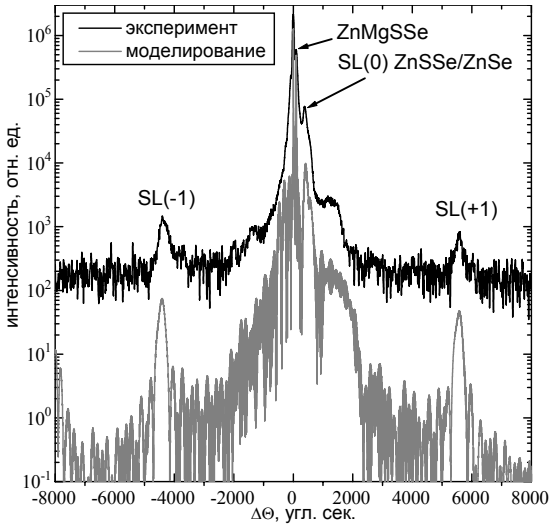



Рис. 2. Экспериментальная и расчетная кривые качания (Θ-2Θ) лазерной структуры с варизонным волноводом.

Особое внимание было уделено начальной стадии гетероэпитаксии ZnSe/GaAs. Рост инициировался при $T \sim 210$ °C в режиме эпитаксии с повышенной миграцией атомов (MEE). Для уменьшения влияния остаточных потоков элементов VI группы, помимо использования вентильного источника Se было предложено существенно понижать температуру источника ZnS на ~ 200 °C относительно рабочего значения на начальной стадии гетероэпитаксии, что позволило добиться снижения плотности дефектов упаковки до уровня $\sim 10^4$ см$^{-2}$. На снимке, сделанном методом люминесцентной микроскопии (см. рис. 3), отчетливо прослеживается снижение плотности дефектов упаковки последовательно с введением низкотемпературной MEE вместо МПЭ на начальной стадии роста и снижением паразитного потока серы (см. табл. 1).

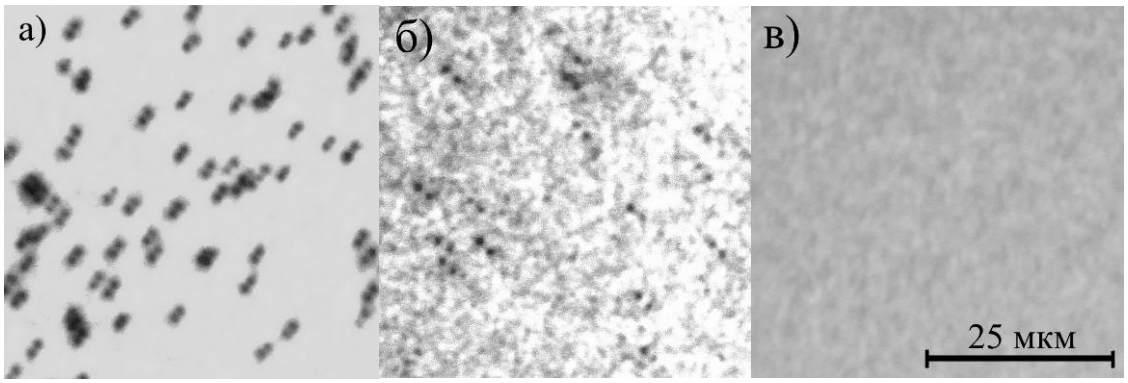



Рис. 3. Снимки поверхности лазерных гетероструктур 4-077 (а), 4-080 (б), 4-092 (в), сделанные методом люминесцентной микроскопии.

Для всех выращенных структур были измерены кривые качания (Θ-2Θ) РД, а также произведено их моделирование. На рис. 2 приведена кривая качания для

структуры №4-078. Наличие четких сателлитов от СР ZnSSe/ZnSe, узкий и интесивный пик слоя $Zn_{0.88}Mg_{0.12}S_{0.17}Se_{0.83}$ (положение пика = +94 угл. сек.) свидетельствуют о высоком структурном совершенстве выращенных образцов, которое удалось достичь благодаря компенсации напряжений в структуре и оптимизации начальной стадии гетероэпитаксии. В результате моделирования установлено, что отклонение полученных параметров лазерных гетероструктур от заданных составляет менее 10 %, в частности, период СР $ZnS_{0.15}Se_{0.85}$/ZnSe составляет 3.9 нм вместо заданных 3.6 нм.

Применение структуры №4-077 в качестве элемента инжекционного лазерного конвертера привело к заметному снижение пороговой мощности накачки (~ 0.32 Вт) и максимального квантового коэффициента конверсии до уровня 25.4 % [11]. Ожидается, что использование гетероструктур, оптимизированных с точки зрения плотности дефектов (см. табл. 1), позволит существенно улучшить параметры лазерных конвертеров $A^2B^6/A^3N$, а также деградационную стабильность ПЛЭН.

**Заключение**

Таким образом, усовершенствование конструкции лазерных гетероструктур $A^2B^6$ с варизонным волноводом с точки зрения компенсации напряжений в СР волноводе и оптимизация начальной стадии формирования гетероинтерфейса ZnSe/GaAs позволяют добиться значительного улучшения их структурных характеристик и снижения плотности дефектов упаковки до предельно низкого уровня $10^4$ см$^{-2}$. Следует ожидать, что полученные результаты будут способствовать дальнейшему снижению пороговых характеристик лазерных гетероструктур и повышению их деградационной стойкости при накачке электронным пучком.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта ISTC #3754 и KAST-SIPH/2.

**Литература**

1. E. Kato, H. Noguchi, M. Nagai, H. Okuyama, M. Ozawa, A. Ishibashi, M. Ikeda, and Y. Mori, Electron. Lett. **34**, 282 (1998).
2. 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, and S. V. Ivanov, Phys. Stat. Sol. (b) **247** (6), 1557 (2010).
3. M. M. Zverev, N. A. Gamov, E. V. Jdanova, D. V. Peregudov, V. B. Studionov, S. V. Ivanov, I. V. Sedova, S. V. Sorokin, S. V. Gronin, and P. S. Kop'ev, Techn. Phys. Lett. **33** (12), 1032 (2007).
4. S. V. Gronin, S. V. Sorokin, I. V. Sedova, S. V. Ivanov, N. A. Gamov, V. N. Studionov, D. V. Peregoudov, M. M. Zverev, and P. S. Kop'ev, Phys. Stat. Sol. (c) 7 (6), 1694 (2010).
5. S. Guha, J. M. DePuydt, M. A. Haase, J. Qiu, and H. Cheng, Appl. Phys. Lett. **63**, 3107 (1993).
6. J-M. Bonard, J-D. Ganiere, L. Vanzetti, J. J. Paggel, L. Sorba, A. Franciosi, D. Herve, and E. Molva, J. Appl. Phys. **84** (3), 1263 (1998).
7. S. V. Ivanov, A. A. Toropov, S. V. Sorokin, T. V. Shubina, A. V. Lebedev, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, H. -J. Lugauer, G. Reuscher, M. Keim, F. Fischer, A. Waag, and G. Landwehr, Appl. Phys. Lett. **73**, 2104 (1998).
8. C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B **39** (3), 1871, (1989).
9. I. V. Sedova, E. V. Lutsenko, S. V. Gronin, S. V. Sorokin, A. G. Vainilovich, A. A. Sitnikova, G. P. Yablonskii, A. Alyamani, and S. V. Ivanov, Appl. Phys. Lett. (in print) (2011).
10. J. H. van der Merwe and W. A. Jesser, J. Appl. Phys. **63** (5), 1509 (1988).

11. С. В. Сорокин, С. В. Седова, С. В. Гронин, Г. В. Климко, С. В. Иванов, Е. В. Луценко, А. Г. Войнилович, Н. П. Тарасюк, Г.П. Яблонский (this conference).

# Structural properties and optimization of ZnSe-based laser heterostructures with graded index waveguide

S. V. Gronin, S V. Sorokin, I. V. Sedova, G. V. Klimko, S. V. Ivanov

*Ioffe Physical Technical Institute, Polytekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russia; e-mail: gronin_sergey@mail.ru*

Structural studies and optimization of laser heterostructures based on wide-gap $A^2B^6$ compounds with Zn(Mg)SSe/ZnSe superlattice graded index waveguide and multiple CdSe/ZnSe QD sheets are presented. XRD and luminescence studies were analyzed, demonstrated nearly complete compensation of elastic strains in the waveguide and effective unequilibrium carriers transport into active region. Due to optimization of the initial growing stage stacking fault defects density were reduced to $10^4$ $cm^{-2}$. Direct control of the defects density was carried out using the photoluminescence microscopy technique.

**Keywords:** molecular-beam epitaxy, laser structures, graded index waveguide, semiconductors, quantum dots, II-VI compounds.

# Мощный твердотельный лазер с диодной накачкой, излучающий на длинах волн 1064, 532, 355 и 266 нм, для целей спектроскопии и мониторинга

Т. В. Безъязычная [a], М. В. Богданович [a], А. В. Григорьев [a], В. В. Кабанов [a], Н. В. Кондратюк [b], Е. В. Лебедок [a], А. Л. Протасеня [b], А. Г. Рябцев [a], Г. И. Рябцев [a], М. А. Щемелев [a]

[a] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь; e-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by*
[b] *ЗАО "СоларЛС", 220024 Минск, Беларусь*

Представлены оптические характеристики мощного твердотельного лазера с поперечной диодной накачкой, излучающего на длине волны 1064 нм. Применительно для целей спектроскопии и мониторинга лазер может быть использован совместно со стандартными моделями генераторов гармоник LG101 и LG103, разработанных в ЗАО Солар ЛС (Минск, Беларусь). Комплектация лазера генераторами LG101 и LG103 позволяет получать с высокой эффективностью лазерное излучение на длинах волн 532 нм (90 мДж), 355 нм (30 мДж) и 266 нм (25 мДж).

**Ключевые слова:** твердотельный лазер, диодная накачка, генерация гармоник.

Твердотельный лазер, излучающий на длине волны 1064 нм, разрабатывался для использования совместно с блоками нелинейного частотного преобразования, предназначенными для целей спектроскопии и мониторинга. Основное внимание было уделено достижению максимальной эффективности преобразования излучения накачки в выходное лазерное излучение при минимальных габаритных размерах и предельно низком уровне энергопотребления.

Поставленная цель достигалась путем внедрения поперечной схемы накачки активного элемента на основе Nd: YAG кристалла. В качестве источников излучения накачки использовались лазерные диодные матрицы с выходной мощностью порядка 1 кВт. Достигнутая эффективность преобразования излучения накачки в выходное лазерное излучение в режиме модуляции добротности составляет не менее 25 %. Характеристики лазера на длину волны 1064 нм приведены в табл. 1.

Табл. 1. Технические параметры лазера на длину волны 1064 нм.

| Наименование | IFL–N-180-30 |
|---|---|
| Рабочая длина волны, нм | 1064 |
| Тип модуляции добротности | электро-оптическая |
| Энергия выходного лазерного излучения, мДж | 180 |
| Максимальная частота следования импульсов, Гц | 30 |
| Диаметр выходного пучка, мм | < 6 |
| Длительность импульса, нс | < 7 |
| Расходимость, мрад | < 1,5 |
| Рабочий диапазон температур, $^0$C | + 10–+ 40 |
| Размеры излучателя (д×ш×в), мм | 200×110×120 |

Для генерации гармоник лазера использовались стандартные модели генераторов гармоник LG101 и LG103, разработанных в ЗАО Солар ЛС (Минск, Беларусь).

В генераторе второй гармоники LG101 применен кристалл KTP с синхронизмом типа II в плоскости XY, отличительной особенностью которого является большая ширина углового синхронизма (порядка 8 мрад/см) и высокая степень нелинейности ($d_{\text{eff}} \sim 3$ pm/V). При интенсивности излучения основной частоты (длина волны 1064 нм) на уровне 100 МВт/см$^2$ и расходимости пучка 1,5 мрад энергия импульсов второй гармоники достигала 90 мДж (эффективность ~ 50 %).

В генераторе третьей гармоники LG103T применен кристалл LBO с синхронизмом типа I в плоскости XY, отличительной особенностью которого является большая ширина углового синхронизма (1 мрад/см) и высокая нелинейность ($d_{\text{eff}} \sim 0.8$ pm/V). При интенсивности излучения основной частоты (длина волны 1064 нм) ~ 100 МВт/см$^2$ энергия импульсов третьей гармоники достигала 30 мДж (эффективность ~ 20 %).

В генераторе четвертой гармоники LG103F использован кристалл DKDP с некритичным 90° синхронизмом типа I oo-e, отличительной особенностью которого является очень большая ширина углового синхронизма (> 20 мрад/см). При интенсивности излучения второй гармоники ~ 50 МВт/см$^2$ энергия импульсов четвертой гармоники достигала 25 мДж (эффективность ~ 25 %).

## Powerful diode pumped solid-state laser emitting at wavelengths of 1064, 532, 355, and 266 nm for spectroscopy and monitoring

T. V. Bezyazychnaya [a], M. V. Bogdanovich [a], A. V. Grigor'ev [a],
V. V. Kabanov [a], N. V. Kondratyuk [b], Y. V. Lebiadok [b], A. L. Protasenya [b], A. G. Ryabtsev [a],
G. I. Ryabtsev [a] M. A. Shchemelev [a]

*[a] B. I. Stepanov Institute of Physics NASB, 220072 Minsk, Belarus;*
*e-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by*
*[b] Joint Stock Company "SolarLS", 220024 Minsk, Belarus*

It has been presented the optical characteristics of powerful transversally diode-pumped solid-state laser emitting at the wavelength of 1064 nm. For spectroscopy and monitoring purposes the laser can be furnished with the standard models of the harmonic generators LG101 and LG103 developed by Joint Stock Company "SolarLS" (Minsk, Belarus). Completion of the laser with the generators LG101 and LG103 allows obtaining the high-efficient lasing radiation at the wavelengths of 532 nm (90 mJ), 355 nm (30 mJ) и 266 nm (25 mJ).

**Key words:** solid–state laser, diode pumping, harmonic generation.

# О дислокационной природе процесса деградации полупроводниковых источников и приемников излучения на основе $A^3B^5$

В. В. Евстропов [a], В. Г. Сидоров [b], Л. М. Федоров [a]

[a] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия*
[b] *Государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия; e-mail: sidorov@rphf.spbstu.ru*

Исследованы механизмы проводимости и деградации в InGaAsP, InAsSbP, InAs, GaAs *p–n*-структурах, различающихся степенью структурной неравновесности их активных областей. Установлено, что механизмы проводимости в лазерных двойных гетероструктурах InGaAsP изменяются в зависимости от величины несоотвтствия параметров решеток на гетерограницах аналогично изменению механизмов проводимости в согласованных гетероструктурах в зависимости от времени токовых испытаний. Показано, что процесс деградации *p–n*-структур связан с релаксацией внутренних механических напряжений и генерацией дефектов дислокационного типа в области *p–n*-перехода.

**Ключевые слова:** лазер, деградация, механические напряжения, дислокации, вольт-амперная характеристика, надежность.

## Введение

Полупроводниковые материалы и приборные структуры всегда являются в той или иной степени структурно неравновесными системами. Действительно, любой полупроводниковый прибор представляет из себя гетерогенную систему, содержащую границы раздела разнородных материалов. Эти материалы, как правило, имеют различные параметры решеток и различные температурные коэффициенты расширения (ТКР). Такие системы принципиально термодинамически неравновесны. В них всегда на границах раздела имеются остаточные упругие напряжения, которые повышают полную энергию системы. При этом система неминуемо будет стремиться к минимуму энергии с релаксацией механических напряжений через упругий изгиб и пластическую деформацию с генерацией дислокаций и других структурных дефектов, или образованием микротрещин. Даже если в неработающем приборе механические напряжения отсутствуют, то они обязательно должны возникнуть во время его работы из-за неоднородного нагрева прибора и различия ТКР разнородных слоев в структуре и на ее контакте с теплоотводом. При этом величина возникающих термоупругих и контактных напряжений одного порядка с величиной остаточных напряжений. Таким образом, можно считать, что изменение характеристик неравновесных систем во времени, т. е. их деградация, есть закон природы о минимизации энергии неравновесной системы.

Многочисленные эксперименты показывают, что светодиоды и полупроводниковые лазеры практически не изменяют свои характеристики при длительном хранении, при приложении обратных напряжений и даже при повышенных температурах, а заметная деградация их параметров начинается только при пропускании прямого тока. Долговременную объемную деградацию диодов обычно связывают с процессами рекомбинационно-стимулированной перестройки дефектной структуры полупроводника в активных областях приборов. Предполагают, что на ранних этапах деградации идет процесс генерации, перестройки и миграции точечных дефектов, а на конечных этапах определяющую роль начинает играть образование дислокационных структур. Роль дислокаций на ранних этапах процесса не ясна. Установлено, что скорость деградации всегда растет с увеличением уровня инжекции, температуры и начального уровня внутренних механических напряжений в приборной структуре. Но поскольку первые два фактора в значительной степени сводятся к

третьему, то можно предположить, что основной «движущей силой», определяющей процесс деградации на всех его этапах, является начальная механическая неравновесность деградирующей системы. И если эта неравновесность минимальна, то будет минимальной и скорость деградации системы, а долговечность ее будет максимальной.

Релаксация механических напряжений в приборной структуре, приводящая к генерации и перемещению дислокаций, всегда оказывается «замороженной» из-за наличия энергетических барьеров для генерации и движения дислокаций и должна носить пороговый характер. Толчком, приводящим «замороженную» механическую неравновесность системы в движение, может быть внешнее воздействие достаточной интенсивности (например, пороговый характер фотопластического эффекта) или локальное внутреннее выделение энергии при безызлучательной рекомбинации. Подтверждением последнего может служить экспериментальный факт экспоненциального увеличения долговечности источников излучения с уменьшением ширины запрещенной зоны полупроводника. Из сказанного следует, что дислокационный механизм деградации излучающих структур, в отличие от других механизмов, объясняющих процесс деградации генерацией и постепенным накоплением точечных дефектов в активной области приборов, должен иметь пороговый характер. Такой характер процесса деградации может служить критерием при интерпретации экспериментальных результатов в пользу дислокационного механизма.

Предполагаем, что срок службы полупроводниковых источников излучения должен определяться величиной их начальной механической неравновесности, а основной причиной деградации излучателей во время их работы является релаксация механических напряжений, сопровождающаяся генерацией дислокаций в активных областях приборов. Проверка этого предположения выполнена при постановке модельного эксперимента, заключающегося в исследовании деградационных явлений не только в излучающих структурах, которые в исходном состоянии имеют оптимальные характеристики, но и в специально созданных структурно несовершенных образцах таких структур. Результаты эксперимента представлены в докладе.

## 1. Объекты и метод исследования

В качестве модельных объектов для исследования механизмов деградации выбраны излучающие структуры из четырехкомпонентных твердых растворов, для которых, управляя составом твердого раствора, можно независимо изменять ширину запрещенной зоны и параметр решетки. В этом случае, изменяя величину несоответствия параметров решеток (НПР) на гетерогранице, мы можем изменять степень механической неравновесности системы (величину упругих напряжений и плотность дислокаций), сохраняя неизменной ширину запрещенной зоны, т. е. сохраняя неизменным рекомбинационное ускорение дефектообразования в процессе деградации *p–n*-структур.

Моделирование различных дефектных ситуаций выполнено при искусственном введении дефектов в слой объемного заряда р-п-перехода путем создания различных величин НПР на гетерограницах, при изменении уровня легирования слоев, а также при длительном пропускании через *p–n*-переход прямого тока.

Основными объектами исследований были лазерные двойные гетероструктуры (ЛДГС) InGaAsP/InP на длины волн 1,3 и 1,55 мкм. Величина НПР (разность постоянных решеток активного слоя и эмиттера в направлении, перпендикулярном гетерогранице) варьировалась изменением состава твердого раствора и определялась на готовых приборах при 300 К по поляризации люминесценции с погрешностью менее

10 % [1]. Исследованы структуры с НПР в пределах ± 0,012 Å, что в относительных единицах составляет ± 0,25 % от величины постоянной решетки в активном слое, т. е. находится ниже порога (0,3–0,5 %) образования микротрещин в структурах. При НПР > 0 активный слой растянут, при НПР < 0 – сжат.

Кроме того, для получения общей картины изучаемых явлений были исследованы *p–n*-структуры, имеющие различную степень дефектности активных областей: фотодиодные двойные гетероструктуры InGaAsP/InP, фотодиодные варизонные структуры InAsSbP/InP, фотодиодные гомоструктуры из InAs и светодиодные гомоструктуры из GaAs(Si) и GaAs(Si+Sn).

Метод исследования состоял в изучении механизмов проводимости *p–n*-структур путем анализа их вольт-амперных характеристик (ВАХ). Были измерены: ВАХ (в диапазоне токов $10^{-9}$–10 А), люкс-амперные (ЛАХ), люкс-вольтовые (ЛВХ) и C-V-характеристики при температурах 77–400 К до и периодически в процессе длительных токовых испытаний структур. Испытания проводились при прямых токах 100–500 мА, при этом температура в области *p–n*-перехода достигала 60–100 °С и измерялась по ЛАХ. Времена испытаний достигали $10^4$ час. Во время испытаний ЛДГС и светодиодов осуществлялся непрерывный контроль интенсивности их излучения. Получение безрезистивных ВАХ в области больших прямых смещений, когда начинает сказываться падение напряжения на пассивных областях диода, осуществлялось люминесцентным методом с использованием ЛВХ и ЛАХ [2].

Анализ ВАХ *p–n*-переходов, различных по структуре (гомо-, гетеро- или варизонных), изготовленных различными методами и из различных полупроводниковых материалов, показывает, что на ВАХ в области малых токов и напряжений практически всегда наблюдаются так называемые «избыточные» токи, которые обычно являются безызлучательными и имеют туннельный или термо-туннельный характер. Поскольку появление «избыточных» токов всегда связывается с наличием дефектов в слое объемного заряда *p–n*-перехода, то анализ ВАХ в области «избыточных» токов может служить инструментом для оценки совершенства активных областей источников излучения и других приборов, а также для прогнозирования их индивидуальных сроков службы.

## 2. Результаты эксперимента и выводы

Закономерности протекания тока через *p–n*-переходы в исследованных структурах имеют общий характер независимо от типа структуры, состава полупроводникового материала и уровня его легирования и определяются степенью дефектности слоя объемного заряда *p–n*-перехода.

Процесс деградации в исследованных структурах при пропускании прямого тока имеет пороговый характер и сопровождается появлением и ростом одной экспоненциальной (1-я) и двух степенных (2-я — $I \sim V^{5-10}$ и 3-я — $I \sim V^{1-3}$) компонент безызлучательных избыточных туннельных токов (ИТТ).

Скорость возрастания тока во времени для каждой из выявленных компонент ИТТ одинакова в различных структурах и всегда возрастает от 1-го тока к 3-му. На начальном этапе испытаний появляется 1-я туннельная компонента (может наблюдаться в некоторых диодах до испытаний), на промежуточном этапе появляется 2-я компонента, которая обгоняет и скрывает 1-ю, и, наконец, на заключительном этапе 3-я компонента обгоняет и скрывает 2-ю. Характерным свойством всех трех компонент является неизменность их формы во время испытаний. Они всегда смещаются во времени параллельно самим себе. Этот факт свидетельствует о неизменной природе дефектов, определяющих механизм протекания тока для каждой из компонент. При этом с ростом времени испытаний увеличивается лишь концентрация этих дефектов

при сохранении толщины и высоты барьеров для туннелирования.

В ЛДГС InGaAsP/InP с ростом величины НПР наблюдается увеличение туннельных токов, совпадающих по параметрам с ИТТ, появляющимися при токовых испытаниях в структурах с НПР = 0, согласованных по параметру решетки при температуре выращивания. Эволюция механизмов проводимости в ЛДГС с различной величиной НПР в процессе их токовых испытаний подчиняется тем же закономерностям, что и в структурах с отсутствием рассогласования параметров решеток, лишь с увеличением НПР, т. е. с увеличением начальной степени дефектности структур, сокращается период эволюции, а значит сокращается срок службы диодов.

Идентичность изменения ВАХ при токовой деградации в ЛДГС, имеющих оптимальные параметры, с изменением ВАХ в диодах с различной величиной НПР, имеющих повышенную плотность дислокаций, а также пороговый характер деградации, позволяют утверждать, что причиной роста ИТТ во времени, т. е. причиной деградации ЛДГС, является рост во времени плотности дислокаций в слое объемного заряда *p–n*-переходов.

Весь процесс деградации может быть разбит на следующие этапы, сначала идет генерация и перемещение одиночных дислокаций, прокалывающих СОЗ, затем по мере роста их плотности образуются скопления дислокаций и дислокационные сетки. В соответствии с перестройкой дефектной структуры активных областей диодов изменяются и механизмы проводимости, что отражается на изменении ВАХ.

Наименьшей деградационной стойкостью, т. е. минимальным сроком службы, обладают те диоды, у которых на ВАХ в явном виде присутствуют туннельные токи со степенной зависимостью тока от напряжения. По форме ВАХ в области малых напряжений и токов можно прогнозировать индивидуально для каждого лазерного диода его срок службы.

**Литература**


1. Берт Н.А., Гореленок А.Т., Дзигасов А.Г. и др. Определение упругих напряжений и величин несоответствия параметров решеток в гетероструктурах InGaAsP/InP по поляризации люминесценции. ФТП. 1982. Т. 16, № 1. С. 60–67.
2. Gershenzon M., Logan R.A., Nelson D.F. Electrical and electroluminescent properties of GaAs diffused *p–n* junction. Phys. Rev. 1966. Vol. 149, No. 2. P. 580–597.


## Dislocation origin of degradation process in $A^3B^5$-based semiconductor light emitters and detectors


V. V. Evstropov [a], V. G. Sidorov [b], L. M. Fedorov [a]

[a] *Ioffe Physical and Technical Institute RAS, 194021 St. Petersburg, Russia*
[b] *St. Petersburg State Politechnical University, 195251 St. Petersburg, Russia e-mail: sidorov@rphf.spbstu.ru*



We discuss the current flow and degradation mechanisms in InGaAsP, InAsSbP, InAs, GaAs *p–n* structures with various lattice mismatch in the structures. We state that dependence of current flow mechanisms on lattice mismatch are an analog of the dependence of current flow mechanisms on the stress time initiated by high current flow. Degradation of the *p–n* structures in both above cases originates from elastic strain relaxation with formation of dislocations in the *p–n* junction region.



**Keywords:** laser, degradation, mechanical stress, dislocation, *I–V*-characteristic, reliability.

# Оптическая диагностика физико-химических свойств нанокомпозитов $NiO/Al_2O_3$ при различных воздействиях

А. Я. Хайруллина, И. Н. Пархоменко, О. Н. Куданович, Д. С. Филимоненко

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,*
*пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь*
*e-mall:parhomir@yandex.by*

Исследованы оптические свойства нанокомпозитов $NiO/Al_2O_3$ при воздействии различных газов, вакуумировании и нагревании композита. Анализ спектров поглощения в ИК области свидетельствует о важной роли не только оксида никеля, но и подложки из оксида алюминия в образовании углеродосодержащих соединений в композите при воздействии на них монооксида углерода. При нагревании некоторые из соединений исчезают полностью, а часть соединений разрушается частично.

**Ключевые слова:** нанокомпозит, газ, ИК-спектр, вакуумирование, нагревание.

## Введение

Интерес к исследованию оптических свойств композитов на основе наноструктурированных мультикомпонентных оксидов в видимой и ближней ИК-областях спектра связан с поиском материалов, перспективных для изготовления эффективных ИК детекторов, газовых сенсоров с улучшенными характеристиками по сравнению с уже существующими аналогами и т. д. С другой стороны, оптические методы могут давать важную информацию относительно изменений физико-химических свойств композитов при различных воздействиях, что будет способствовать расширению технологических применений такого рода композитов. При этом важно отметить такие свойства оксидов, как экологическая безопасность, термостабильность, устойчивость к старению, а также низкая стоимость. Среди большинства соединений такого типа выделяется оксид никеля, как обладающий экситонным поглощением в видимой области спектра, что делает его перспективным с точки зрения создания высокочувствительных селективных оптоэлектронных газовых сенсоров [1, 2].

## Материалы и методы

Для получения слоев оксида никеля были разработаны и изготовлены подложки специальной конфигурации на основе тонких (порядка 100 мкм) пластин γ-модификации пористого оксида алюминия. Изготовление $Al_2O_3$ основано на электрохимическом окислении алюминия в щавелевокислом электролите. Далее была разработана технология формирования слоев оксидов толщиной 0,25–0,35 мкм методом термического окисления предварительно напыленной в вакууме пленки металла. Процесс перевода никеля в его оксид осуществлялся нагревом образцов в кислородсодержащей среде. Как следует из гравиметрических исследований при температуре 850 $^0$C пленка никеля полностью переводится в оксид [1].

Контроль наноструктуры образцов проводился на атомно-силовом микроскопе (АСМ) «NT-206» (ОДО «Микротестмашины») с использованием стандартных кремниевых зондов («MikroMasch). Латеральное разрешение АСМ составляет 20–30 нм, вертикальное – 0,5 нм.

Далее исследовались изменения спектров в УФ- и ИК-областях, измеренных на спектрофотометре «Сфера» и Nexus, после напуска в окружающую среду образца угарного газа CO (2,4% CO+синтетический воздух) и озона, также изучалось воздействие вакуумирования и нагревания на композиты.

### 3. Результаты исследования

Сильные изменения в области основной полосы поглощения нанокомпозита (330–360 нм) связаны с появлением на поверхности оксида никеля участков, покрытых углеродосодержашими соединениями, при воздействии монооксида углерода (рис. 1).

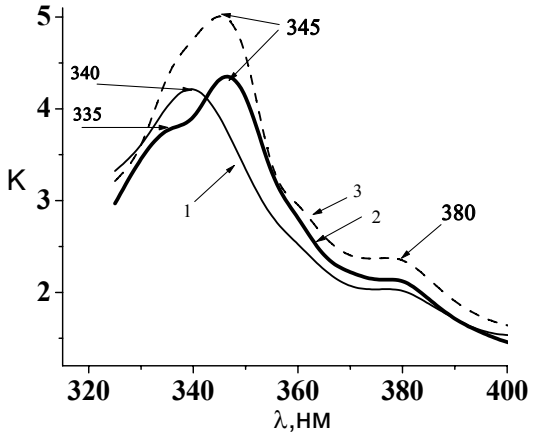



Рис. 1. Спектры поглощения для композита NiO (№8) с лицевой стороны: 1 – до воздействия, 2 – после многократных воздействий газами(CO, $CH_4$,$O_2$), 3 – после последующего воздействия CO.

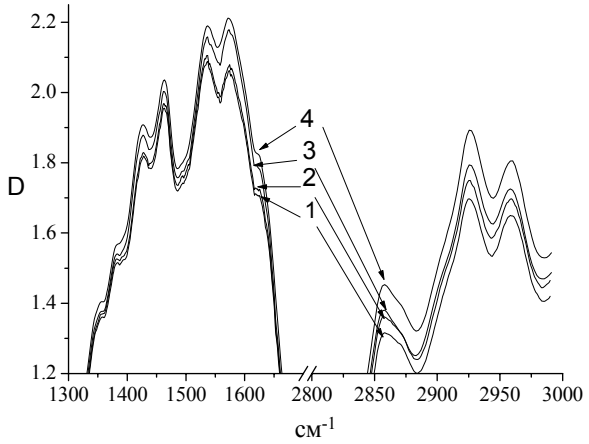



Рис. 2. Спектр оптической плотности для композита NiO(17): 1 – после многократных воздействий монооксида углерода CO и вакуумирования, 2 – после действия CO, 3 – после вакуумирования, 4 – после действия озона.

С помощью методов ИК-спектроскопии могут быть получены важные сведения о характере адсорбции молекул CO. Полосы поглощения в ИК-области спектра на композите $NiO/Al_2O_3$, изменяются при воздействии угарного газа в течение 1–2 мин при одновременном облучении гелий – неоновым лазером (633 нм) в воздухе при комнатной температуре. Оптическая плотность в полосах поглощения $D = \ln\frac{1}{T}$ является функцией поглощения, поскольку в этой области спектра параметр дифракции, $\rho = \frac{2\pi\, rn}{\lambda}\sqrt{n_i^{\,2} + k_i^{\,2}} << 1$, (где $r$ – радиус частиц, образующих композиты, $n$ – показатель преломления, среды, окружающей частицы, $n_i$ и $k_i$ – действительная и мнимая части материала частиц относительно вакуума), следовательно рассеяние существенно меньше поглощения [3].

При действии монооксида углерода на образец № 17 поглощение в полосах 1358 см$^{-1}$, 1383 см$^{-1}$, 1428 см$^{-1}$, 1463 см$^{-1}$, 1536 см$^{-1}$, 1574 см$^{-1}$ усиливается, хотя ранее на него многократно воздействовали угарным газом. Более заметное усиление поглощения наблюдается в области 2850–2950 см$^{-1}$ (рис. 2). Многокомпонентный состав исследуемого композита приводит к наложению полос отдельных компонент как углеродосодержащих соединений, так и щавелевой кислоты, которая использовалась для получения пористого оксида алюминия и запечатана в его стенках. Для большего понимания процессов, происходящих в композите, на чистую подложку из пористого оксида алюминия $Al_2O_3$ также воздействовали угарным газом CO при одновременном облучении лазером, а также озоном. Действие озона привело к усилению поглощения во всех вышеуказанных полосах поглощения. После воздействия угарного газа на подложку усиливаются полосы 1463 и 1575 см$^{-1}$ (рис. 3). Воздействия озона приводит к усилению полос 1427 и 1463 см$^{-1}$ и ослаблению полосы

1575 см$^{-1}$ на подложке (рис. 3). Также при первом действии угарного газа CO на чистой подложке появляются полосы поглощения при 2858, 2927, 2961 см$^{-1}$, действие озона также приводит к их усилению (рис. 3).

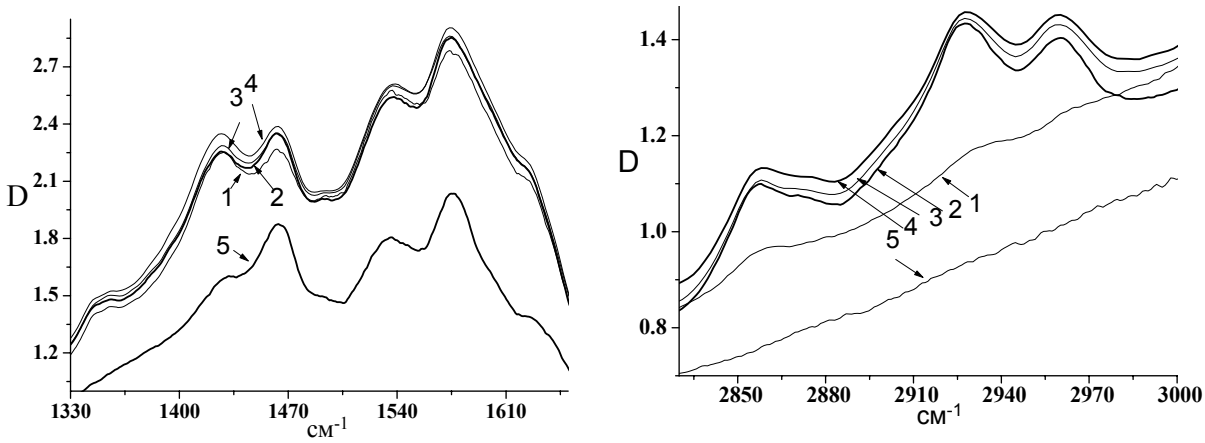



Рис. 3.Спектр оптической плотности для подложки из $Al_2O_3$: 1 – до действия, 2 – после действия угарного газа CO, 3 – после вакуумирования, 4 – после действия озона, 5 – после нагревания до 300 °C.

Вакуумирование после воздействия газа заметно усиливает все полосы поглощения, что может быть объяснено изменением показателя преломления среды, окружающей композит (молекулы воздуха и воды). В приближении однократного рассеяния оптическая плотность

$$D(n) = \frac{36 n_i \kappa_i \vartheta l N n^6}{\lambda[(n_i^2 - \kappa_i^2 + 2n^2)^2 + 4 n_i^2 \kappa_i^2]^2}, \qquad (1)$$

где $\vartheta$ – объем частицы, $N$ – концентрация частиц, $l$ – толщина слоя, λ – длина волны полосы поглощения, $n_i$ и $\kappa_i$ - оптические константы вещества относительно вакуума, $n$ – показатель преломления окружающей среды. Если $n > 1$, то нетрудно показать, что $D(n = 1) > D(n > 1)$. Таким образом, уменьшение показателя преломления окружающей среды при вакуумировании должно приводить к увеличению оптической плотности композита.

Как следует из работы [4], наблюдаемые нами полосы поглощения в области 1300–1600 см$^{-1}$ относятся к валентным колебаниям одинарных и двойных связей C–O, C–C, C=O и C=C, что свидетельствует о наличии карбонатных комплексов на поверхности исследуемых композитов. Одновременное усиление полос поглощения в области валентных колебаний C–H связей при 2850–2950 см$^{-1}$, является характерным признаком образования формиатных соединений [5] при взаимодействии монооксида углерода CO с гидроксильными группами, проявившимися в спектрах композита и чистой подложки широкой полосой поглощения в области 3500 см$^{-1}$. Проявление полос в вышеуказанных областях на чистой подложке, говорит о большой роли пористого оксида алюминия в образовании поверхностных углеродосодержащих соединений. Усиление полос 1427 см$^{-1}$, 1463 см$^{-1}$ и ослабление полосы 1575 см$^{1}$ при действии озона, вероятно, связано с внедрением атомов кислорода озона в поверхностный комплекс с разрывом связей C–C, и образованием связей C–O, подобно тому, как это продемонстрировано в работе [6].

После нагревания подложки до 300 $^0$C полосы в области 2800–2900 см$^{-1}$ исчезли, а полосы в области 1300–1600 см$^{-1}$ сильно ослабли (рис. 3), что говорит о разрушении

поверхностных комплексов. Оставшиеся полосы поглощения в области 1300–1600 $см^{-1}$ можно отнести к наиболее термостабильным карбонатным комплексам. Так же по данным работы [7] полосы поглощения при 1465 $см^{-1}$ и 1575 $см^{-1}$ относятся к внедренным в подложку анионам щавелевой кислоты при изготовлении $Al_2O_3$

На композите $NiO/Al_2O_3$ при действии монооксида углерода, озона и нагревании наблюдаются аналогичные картины. Изменение структуры отдельных полос и появление новой полосы при 1383 $см^{-1}$ при сравнении со спектрами подложки, свидетельствует об образовании поверхностных комплексов с оксидом никеля (рис. 2).

**Заключение**

Таким образом, с помощью оптических методов были исследованы изменения свойств композитов $NiO/Al_2O_3$ при различных воздействиях. Было выявлено, что воздействие монооксида углерода приводит к образованию углеродосодержащих комплексов, важную роль в образовании которых играет подложка из пористого оксида алюминия.

**Литература**


1. А. Я. Хайруллина, Т. В. Ольшанская, О. Н. Куданович, Д. С. Филимоненко. ЖПС. 2010. Т. 77. С. 760–767.
2. V. V. Volkov, Z. L. Wang, B. S. Zou. Chem. Phys. Lett. 2001. Vol. 337. P. 117–124.
3. К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде. М.–Л.: Гос. изд. технико-теоретической литературы, 1951.
4. Н. А. Анисимова. Идентификация органических соединений. Горно-Алтайск: РИО ГАГУ, 2009.
5. А. А. Давыдов. ИК-спектроскопия в химии поверхности окислов. Новосибирск: Наука, 1984.
6. D. N. Goldstein, J. A. McCormick, S. M. George. J. Phys. Chem. C. 2008. Vol. 112. P. 19530–19539.
7. M. E. Malta-Zamora, J. M. Saniger. Revista Mexicana de Fisica. 2005. Vol. 51. P. 502–509.


## Optical diagnostics of physical-chemical properties of nanocomposites of $NiO/Al_2O_3$ at various influences


A. Y. Khairullina, I. N. Parkhomenko, O. N. Kudanovich

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus*



Optical properties of nanocomposites of $NiO/Al_2O_3$ at influence of different gases, heating and degassing were investigated. Analysis of IR-absorption spectrum says carbonaceous substances were forming on nanocomposites $NiO/Al_2O_3$ and pure substrate of porous $Al_2O_3$ at acting of carbon monoxide. These substances were partially decomposed after heating.



**Keywords:** nanocomposite, gas, IR-spectrum, degassing, heating.

# Исследование элементного состава люминофоров на основе широкозонных халькогенидных полупроводников типа $II\text{-}III_2\text{-}VI_4$, легированных редкоземельными элементами

Е. В. Муравицкая [а], В. З. Зубелевич [а], Г. П. Яблонский [а], Ю. О. Лисовская [б], А. М. Пашаев [в, г], Б. Г. Тагиев [в, г], О. Б. Тагиев [в, д], С. А. Абушов [в]

[а]*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь; e-mail: a.muravitskaya@ifanbel.bas-net.by*
[б]*Институт порошковой металлургии НАН Беларуси, 220005 Минск, Беларусь*
[в]*Институт физики НАН Азербайджана, AZ1143 Баку, Азербайджан*
[г]*Национальная академия авиации Азербайджана, AZ1045 Баку, Азербайджан*
[д]*Филиал МГУ им. М. В. Ломоносова в г. Баку, AZ1141 Баку, Азербайджан*

В работе представлены результаты исследования элементного состава люминофоров на основе легированных европием и церием хальгогенидных полупроводников типа $(Ba, Ca)Ga_2(S, Se)_4$ методом атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой (ИСП-АЭС) с использованием лазерной абляции для пробоподготовки. Показано, что метод позволяет проверить стехиометрические соотношения элементов матрицы для данных элементов, а также определить реальное вхождение в нее активирующих редкоземельных элементов (РЗЭ).

**Ключевые слова:** люминофор, редкоземельние элементы, элементный состав, метод атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой, лазерная абляция.

## Введение

Тиогаллаты бария и кальция, легированные РЗЭ являются перспективными материалами в качестве люминофоров для светодиодов с повышенным коэффициентом цветопередачи [1] и визуализации ИК-излучения [2]. Метод получения данных соединений – твердофазный синтез в вакууме при высоких температурах, – позволяет управлять составом матрицы путем подбора исходных реагентов в нужных стехиометрических соотношениях. Однако реальное содержание элементов в получившемся соединении в общем случае неизвестно. Это же, даже в большей степени, касается уровня легирования этих соединений. Обычно он прогнозируется на основе содержания легирующей компоненты в исходной смеси реагентов [3]. Тем не менее, степень его вхождения в синтезируемое вещество неизвестно. Если в случае матрицы элементный состав может быть определен из кристаллической структуры полученного вещества [3], то содержание РЗЭ этим способом затруднено. Однако, как известно, степень легирования существенно влияет как на спектральные характеристики люминофоров, так и на их эффективность [4]. Таким образом, важно знать, как коррелируют между собой планируемые и реальные концентрации РЗЭ в синтезируемых материалах. Одним из способов количественного анализа элементного состава является метод атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой (ИСП-АЭС), который обычно применяется в комплексе с деструкцией и минерализацией образцов [5]. Однако исследуемые образцы трудно растворимы и, как правило, образуют осадки при взаимодействии с кислотами. Поэтому нами был использован метод лазерной абляции для подготовки образцов, который позволяет получать коллоидные растворы наноразмерных частиц.

В данной работе приводятся результаты исследования элементного состава люминофоров на основе легированных европием и церием халькогенидных полупроводников типа $(Ba, Ca)Ga_2(S, Se)_4$ методом ИСП-АЭС с лазерной абляцией в жидкость.

## 1. Эксперимент

Тио- и селеногаллаты бария и кальция синтезированы твердофазной реакцией в откачанных до уровня $10^{-4}$ мм рт. ст. графитизированных ампулах из взятых в стехиометрических соотношениях бинарных соединений BaS и $Ga_2S_3$. Активация ионами $Eu^{2+}$ и $Ce^{3+}$ проводилась путем внесения в шихту перед синтезом рассчитанных порций $CeF_3$ и $EuF_3$. Материал легировался европием и церием по 3 ат.% (заданные концентрации). Синтез осуществлялся при 1000°C в однотемпературной печи в течение 4 час. После синтеза проводился 4-часовой отжиг при 900°C в атмосфере аргона с сероводородом. Поскольку тио- и селеногаллаты бария и кальция нерастворимы в воде, а растворение в кислотах приводит к выпадению в осадок сульфатов (селенитов) бария и кальция, пробоподготовка образцов осуществлялась лазерной абляцией в среду деионизованной воды. Метод лазерной абляции в жидкость был предложен в качестве пробоподготовки для количественного элементного анализа на ИСП-АЭС для сплавов [5].

При подготовке исследуемых люминофоров лазерное излучение длиной волны 1064нм, фокусировалось на поверхность образца, помещенного в бюкс с деионизированная водой объемом 10 мл на такую глубину, чтобы продукты эрозии оставались в жидкости. Абляцию проводили в течении 180–240 с. Частота следования импульсов – 15 Гц, плотность энергии импульса подбиралась максимальной не приводящей к макроскопическому разрушению образца в результате микровзрыва на его поверхности. По мере испарения образца в раствор, он слегка окрашивался Образовавшиеся в результате лазерной абляции частицы, находились в растворе во взвешенном состоянии.

В работе использовался атомно-эмиссионный спектрометр с индуктивно-связанной плазмой Activa M Horiba (France). Для получения непрерывного во всем диапазоне спектра в приборе используется оптическая схема Черни-Тернера. Максимально низкие пределы обнаружения спектрометра обеспечиваются высокой чувствительностью матричного полупроводникового охлаждаемого CID-детектора (полупроводниковая матрица с инжекцией носителей заряда) во всем спектральном диапазоне 165–800 нм, включая ультрафиолет. Программное обеспечение позволяет проводить как серийные измерения, так и исследования, автоматически осуществлять коррекцию фона по всем линиям в режиме «time-scan», учитывать влияние матрицы. Пропускная способность распылителя (размер частиц до 2 мкм) и зависимость аналитических сигналов от размера частиц определяла требования к размерам частиц, создаваемых лазером, в коллоидном растворе.

## 2. Результаты и обсуждение

Массовая концентрация элементов определяется ИСП-АЭС, как содержание элемента (мг) в литре (л) растворителя. Процентное содержание элементов рассчитывается в соответствие с объемом растворителя и навеской образца. Измеренная концентрация элемента в литре пропорциональна рассчитываемой концентрации в измеряемом объеме. Общее содержание элементов в навеске приравнивается к 100 %, тогда процентное содержание данного элемента (C%) находится из пропорции. Очевидно, что, зная массовую концентрацию, определяемую ИСП-АЭС в полученном при лазерной абляции растворе, и объем исследуемого раствора, по пропорции можно рассчитать массу переведенного в раствор вещества – массу навески. Таким образом, мы рассчитывали навеску при лазерно-абляционном пробоотборе.

В таблице 1 приведены значения навесок, рассчитанные из соотношения измеренных массовых концентраций основных элементов Ba, Ca, Ga, S, Se, также

приведены химические формулы, на основании которых проводились расчеты процентной концентрации исследуемых образцов.

Таблица 1. – Массы навесок исследованных образцов.

| # образца | Химическая формула | Навеска (г) |
|---|---|---|
| #1 | $BaGa_2S_4$:Eu,Ce | $1.637 \cdot 10^{-4}$ |
| #4 | $BaGa_2Se_4$ | $1.21 \cdot 10^{-4}$ |
| #6 | $BaGa_2Se_4$:Eu,Ce | $2.17 \cdot 10^{-4}$ |
| #8 | $CaGa_2Se_4$ | $1.52 \cdot 10^{-4}$ |

В таблице 2 приведены измеренные массовые и процентные соотношения основных элементов Ba, Ca, S, Se тио- и селеногаллата бария, легированных редкоземельными элементами церием и европием. Сравнение процентных концентраций, рассчитанных по химической формуле* исследуемого полупроводника и полученных методом ИСП-АЭС с лазерной абляцией в жидкость показал хорошее совпадение процентной концентрации основных элементов, а также возможность определения с его помощью примесного состава.. Полученное среднеквадратичное отклонение (СКО) не превышает 5%, что указывает на высокую точность определения массовых концентраций и равномерное распределения частиц по объему раствора.

Таблица 2. – Элементный состав образцов № 1, 6 (тио- и селеногаллата бария, легированных редкоземельными элементами) (н/о – не обнаружен).

| № обр. | № 1 | | | | № 6 | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Элемент | мг/л | СКО | **%** | %, расчет* | мг/л | СКО | **%** | %, расчет* |
| Ba | 4,8 | 0,65 | **29,7** | **31,8** | 4,9 | 2,13 | **22,78** | **22,8** |
| Ca | 0,6 | 0,27 | **3,9** | | н/о | | | |
| Ce | 0,5 | 2,88 | **3,1** | **1,1** | 0,12 | 2,47 | **0,5** | **0,7** |
| Eu | 0,26 | 0,64 | **1,6** | **1,0** | 0,09 | 4,42 | **0,4** | **0,8** |
| Ga | 5,2 | 0,43 | **31,9** | **34,5** | 5,19 | 3,78 | **23,7** | **23,2** |
| Se | н/о | | | | 11,4 | 0,87 | **52,5** | **52,5** |
| S | 4,9 | 3,16 | **29,9** | **31,6** | н/о | 0,35 | | |

В таблице 3 приведены измеренные массовые и процентные соотношения основных элементов Ba, Ca, Ga, S, Se тиогаллаты бария и кальция, специально нелегированные церием и европием. В этих образцах было выявлено кроме основных элементов наличие следов европия, эрбия и гафния. Так же было подтверждено стехиометрическое соотношение основных элементов исследуемых образцов люминофоров.

Таблица 3. – Элементный состав образцов № 4, 8 (тиогаллаты бария и кальция, специально не легированные).

| № обр. | № 4 | | | | № 8 | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Элемент | мг/л | СКО | **%** | %, расчет* | мг/л | СКО | **%** | %, расчет* |
| Ba | 1,982 | 1,50 | **16,38** | **23,2** | 0,047 | 4,77 | **0,31** | |
| Ca | 0,033 | 4,04 | **0,27** | | 1,240 | 4,53 | **8,16** | **8,1** |
| Ce | н/о | | | | н/о | | | |
| Eu | 0,001 | 2,03 | **0,01** | | 0,001 | 4,23 | **0,01** | |
| Ga | 3,392 | 0,92 | **28,03** | **23,5** | 4,116 | 2,18 | **27,08** | **28,1** |
| Se | 6,692 | 2,45 | **55,31** | **53,3** | 9,790 | 1,17 | **64,41** | **63,8** |
| S | н/о | | | | н/о | | | |
| Er | 0,010 | | **0,08** | | 0,006 | | **0,04** | |

**Заключение**

Показана возможность применения лазерной абляции в жидкость для пробоподготовки поликристаллических образцов халькогенидных полупроводников типа $II\text{-}III_2\text{-}VI_4$ для изучении их элементного состава методом атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой. Преимуществом предлагаемой методики является то, что полупроводник переводится в раствор, содержащий нано- и микрочастицы, похоже без нарушения стехиометрии полупроводника. В этом случае исключается депрессирующее влияние кислот, размер образующихся частиц соответствует пропускной способности распылителей, применима калибровка по международным стандартным образцам. Показана возможность уверенного определения в абсолютных единицах РЗЭ в составе люминофоров. Чуствительность метода позволяет определять следовые количества других РЗЭ, таких как Er, Hf.

**Литература**


1. Зубелевич, В. З. Влияние уровня возбуждения на эффективность фотолюминесценции тиогаллата бария, активированного ионами европия и церия / В. З. Зубелевич, Е. В. Луценко, А. В. Данильчик, Е. В. Муравицкая, Г. П. Яблонский, А. М. Пашаев, Б. Г. Тагиев, О. Б. Тагиев, С. А. Абушов // ЖПС. – 2011. – Т. 78, №2. – С. 254–260.
2. Зубелевич, В. З. Антистоксовая люминесценция тиогаллата бария соактивированного ионами эрбия и иттербия / В. З. Зубелевич, Е. В. Луценко, А. В. Данильчик, Г. П. Яблонский, А. М. Пашаев, Б. Г. Тагиев, О. Б. Тагиев, С. А. Абушов // Квантовая электроника: тез. междунар. науч.-практ. конф. – Минск: БГУ, 2010. – С. 46.
3. Nazarov, M. Structural and luminescent properties of calcium, strontium and barium thiogallates / M. Nazarov, D. Y. Noha, H. Kim // Mat. Chem. Phys. – 2008. – Vol. 107, Iss. 2-3. – P. 456–464.
4. Yoo, H. S. Effects of $Eu^{2+}$ concentration variation and $Ce^{3+}$ codoping on photoluminescence properties of $BaGa_2S_4:Eu^{2+}$ phosphor / H. S. Yoo, W. B. Im,

S. Vaidyanathan, B. J. Park, and D. Y. Jeon// J. Electrochem. Soc. – 2008. – Vol. 155, Iss. 3. – P. J66-J70.
5. Muravitskaya, E. V. Laser ablation in liquids as a new technique of sampling in elemental analysis of solid materials / E. V. Muravitskaya, V. A. Rosantsev, M. V. Belkov, E. A. Ershov-Pavlov, E. V. Klyachkovskaya // Spectrochim. Acta Part B: At. Spectrosc. – 2009. – Vol. 64, Iss. 2. – P. 119–125.

## Study of elemental composition of phosphors based on wide-band II-$III_2$-$VI_4$-type chalcogenide semiconductors doped with rare earths

E. V. Muravitskaya [a], V. Z. Zubialevich [a], G. P. Yablonskii [a], U. O. Lisovskaya [b], A. M. Pashaev [c, d], B. G. Tagiev [c, d], O. B. Tagiev [c, e], S. A. Abushov [c]

*[a] Institute of Physics of NAS of Belarus, Nezalezhnasci Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus; e-mail: a.muravitskaya@ifanbel.bas-net.by*
*[б] Powder Metallurgy Institute of NAS of Belarus, 220005 Minsk, Belarus*
*[c] Institute of Physics of NAS of Azerbaijan, H. Javid ave. 33, AZ-1143 Baku, Azerbaijan*
*[d] National Academy of Aviation, Bina, 25th km, AZ-1045 Baku, Azerbaijan*
*[e] Branch of Moscow State University in Baku, F. Agayev Str. 9, AZ-1141 Baku, Azerbaijan*

The paper presents the results of study of the elemental composition of phosphors based on doped europium and cerium chalcogenide semiconductors such as (Ba, Ca)Ga2(S, Se)4 by inductively coupled plasma atomic emission spectroscopy using laser ablation for sampling. It is shown that the method allows verifying the stoichiometric ratio for the matrix elements, as well as determining the actual incorporation of rare earth elements.

**Keywords:** phosphor, rare earths, elemental composition, inductively coupled plasma atomic emission spectroscopy, laser ablation.

# Влияние интерференции на эффективность инвертированных фотовольтаических ячеек на основе гетероперехода фталоцианин меди-фуллерен

В. В. Филиппов [a], Б. Г. Шулицкий [b]

[a] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь; e-mail: filippov@ifanel.bas-net.by*
[b] *БГУ информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь*

Полученное выражение для внешней квантовой эффективности (EQE) фотовольтаических ячеек с плоским гетеропереходом проанализировано для инвертированных ячеек на основе фталоцианина меди и фуллерена. Спектральное распределение EQE определяется полосами поглощения активных материалов ячейки и интерференционным перераспределением световой энергии. Однако при усреднении EQE по спектру влияние интерференции оказывает слабое влияние на EQE и оптимизация ячеек по толщинам составляющих ее слоев не приводит к значительному повышению ее эффективности.

**Ключевые слова:** внешняя квантовая эффективность, инвертированные фотовольтаические ячейки, интерференция.

Фотовольтаические ячейки на основе органических полупроводников и гибридные, содержащие в качестве акцепторной компоненты пленки фуллерена или углеродные нанотрубки, представляют собой многослойные системы [1]. Толщина слоев ограничена длиной диффузии экситонов в активных слоях ячейки, которая не превышает нескольких десятков нанометров, и необходимостью иметь как можно меньшее внутреннее электрическое сопротивление ячейки. Интерференция света внутри ячейки существенно влияет на распределение поля в ячейке, поглощенную энергию, темп генерации экситонов и, в итоге, – на эффективность преобразования свете фотовольтаической ячейкой (ФЯ). Интерференционное распределение поглощенной энергии в донорном и акцепторном слоях ячейки зависит от длины волны и в диапазоне солнечного спектра 300–800 нм оно изменяется значительным образом. Поэтому выбор оптимальной геометрии ФЯ основывается главным образом на численных расчетах.

Корректному учету интерференции в многослойных ячейках посвящен ряд работ [1–6]. В наших работах это сделано методом многократных отражений, который достаточно просто позволяет рассчитать вклад когерентных переотражений в тонких слоях ячейки и некогерентных – в подложке [7–9]. Используя его, проанализируем влияние интерференции в активных слоях ФЯ (с учетом распределения фотонов по спектру солнечного излучения) на эффективность преобразования солнечной энергии.

Пусть $W(x)$ интерференционное распределение плотности поглощенной энергии по толщине слоя вдоль оси $x$. Движение экситонов, которые генерируются в активных слоях ячейки, в стационарном случае описывается уравнением диффузии:

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} = \beta^2 n(x) - \frac{f}{Dh\nu} W(x), \qquad (1)$$

где $\beta = L^{-1}$, где $L = \sqrt{D\tau}$ – длина диффузии экситонов, $D$ – коэффициент диффузии, $f$ – квантовая эффективность генерации экситонов, $n(x)$ – локальная плотность генерируемых экситонов. Решение неоднородного уравнения второго порядка (1) может быть получено в аналитическом виде. После несложных преобразований находим:

$$n(x) = \frac{f\alpha T_{al} N}{D(\beta^2 - \alpha^2)(e^{\beta x} + e^{-\beta x})}\left[Ae^{-\beta x} + Be^{\beta x} + e^{-\alpha x}\left(e^{\alpha(h-x)} + \left|R_{al}\right|^2 e^{-\alpha(h-x)} + Z(x)\right)\right], \qquad (2)$$

$$Z(x) = 2|R_{al}|\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta^2 + \gamma^2} Cos[\gamma(h - x) + \delta_{al}]. \quad (3)$$

Здесь $N = I_0/h\nu$ – число фотонов, падающих на ячейку в единицу времени, $|R_{al}|$, $\delta_{al}$ – модуль и фаза коэффициента отражения слоев ячейки между воздухом и рассматриваемым $l$-м слоем, $T_{al}$ – коэффициент пропускания этих же слоев, $\gamma = 4\pi n_l/\lambda$, $0 < x < h_l$, $h_l$ – толщина слоя $l$, $\alpha = 4\pi k_l/\lambda$ – коэффициент поглощения, $k_l$ – показатель поглощения.

Для нахождения постоянных интегрирования $A$ и $B$ используем граничные условия для рассматриваемого слоя. Пусть граница $x = h$ является гетеропереходом, на котором происходит диссоциация экситонов с образованием уже свободных зарядов, т.е. $n(h) = 0$. На границе $x = 0$ экситоны могут рекомбинировать (тогда снова $n(0) = 0$) или, если граница идеальная и не гасит экситоны, $dn(0)/dx = 0$, т. е. скорость поверхностной рекомбинации равна нулю. Обычно активные слои ячейки отделены от электродов экситон-блокирующими (буферными) слоями и из приведенных реализуется второе граничное условие. С учетом граничных условий находим

$$A = \frac{1}{e^{\beta h} - e^{-\beta h}}(Xe^{-\beta h} - Ye^{-\alpha h}), \; B = -\frac{1}{e^{\beta h} - e^{-\beta h}}(Xe^{\beta h} - Ye^{-\alpha h}). \quad (4)$$

Здесь обозначено

$$X = 1 + (|R_{al}|e^{-\alpha h})^2 + 2|R_{al}|\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta^2 + \gamma^2} e^{-\alpha h} Cos(\gamma h + \delta_{al}), \; Y = 1 + |R_{al}|^2 + 2|R_{al}|\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta^2 + \gamma^2} Cos\delta_{al}. \quad (5)$$

Если за гетеропереходом находится второй (в инвертированной ФЯ донорный) слой, то плотность генерируемых экситонов в нем будет описываться этими же выражениями (полагая, что для него $0 < x < h_{l+1}$), однако в них должны быть подставлены параметры этого ($l$+1)-го слоя, а граничные условия следует поменять местами. Рассматриваемые граничные условия использовались в работе [10], однако аналитическое выражение в ней не было получено и уравнение (1) решалось численно.

Плотность $J(x,\lambda)$ тока экситонов в каждом из слоев определяется выражением: $J(x,\lambda) = Ddn(x)/dx$. Если на гетеропереходе доля экситонов $f_e$ диссоциирует с образованием зарядов, то суммарный ток экситонов, равный току зарядов, есть

$$J(\lambda) = qf_e\left(D_l\frac{dn_l(x)}{dx}\bigg|_{x=h} + D_{l+1}\frac{dn_{l+1}(x)}{dx}\bigg|_{x=0}\right). \quad (6)$$

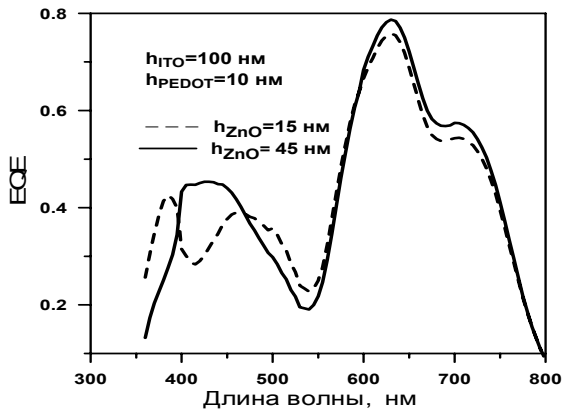
Здесь $q$ – заряд электрона. Спектральная зависимость внешней квантовой эффективности ячейки определяется выражением

$$EQE(\lambda) = \frac{J(\lambda)}{qN(\lambda)}. \quad (7)$$

Число фотонов, падающих на ячейку в единицу времени, как и его спектральное распределение для стандартных условий (например, AM1.5G) известны [10]. Из (7) нетрудно получить среднюю по спектру внешнюю квантовую эффективность фотовольтаической ячейки.

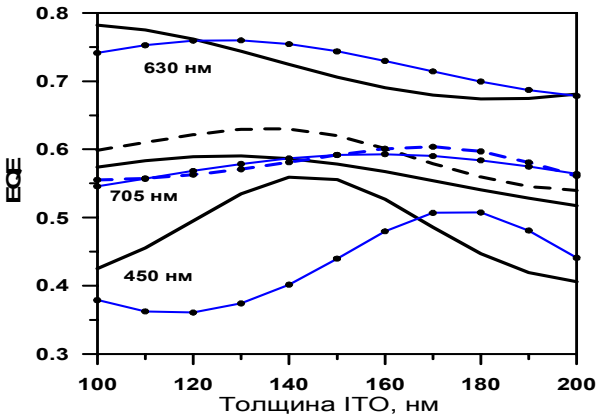
Используя полученные выражения, проанализируем влияние интерференции на эффективность инвертированных ячеек со структурой: стекло (подложка)/ ITO(катод)/ ZnO:Al(буфер)/$C_{60}$(акцептор)/CuPc(донор)/PEDOT:PSS(буфер)/Ag(анод) для разных толщин образующих ее слоев. Здесь ZnO:Al − допированная Al пленка ZnO, PEDOT:PSS − 3,4-полиэтилндиокситиофен:полистиреносульфонат. Отметим, прежде всего, что наиболее сильное поглощение ФЯ наблюдается в области, где располагаются наиболее интенсивные

полосы поглощения фталоцианина меди (CuPc): 625 и 705 нм, Из-за интерференции они изменяются только по величине, практически не смещась по длине волны. Фуллерен ($C_{60}$) в этой спектральной области имеет слабое поглощение. И наоборот, полосы поглощения CuPc и $C_{60}$с максимами 355 нм и 455 нм соответственно менее интенсивны и близки по величине. Поэтому суммарное поглощение ячейки в этой области изменяются за счет интерференции наиболее значительно. Соответствующим образом ведет себя и внешняя квантовая эффективность EQE (рис. 1). Из рис. 1 следует, что эффективность ФЯ можно оценивать по EQE на трех длинах волн: 450, 625 и 705 нм. При этом EQE на 450 нм не всегда может совпадать с максимальным значением из-за сильного влияния интерференции. По этой причине изменение толщин составляющих ячейку слоев наиболее сильно влияет на EQE при 450 нм. Это видно из рис. 2, на котором показана зависимость EQE от толщины прозрачного электрода. При этом толщина буферного слоя ZnO: Al ячейки с ненулевой толщиной пленки PEDOT:PSS выбиралась как оптимальная для толщины ITO 100 нм. Во всех случаях толщины активных слоев брались близкими к длине диффузии экситонов в этих материалах (29 нм в CuPc и 19 нм − в $C_{60}$ [6].




Толщина активных слоев, нм: C60 − 30, CuPc − 40

Рис. 1. Зависимость EQE от длины волны для двух значений толщины буферного слоя ZnO.




Пунктир – средняя EQE по трем длинам волн

Рис. 2. Зависимость EQE от толщины ITO при разных толщинах ZnO-$C_{60}$-CuPc-PEDOT, нм: сплошная линия – 45-30-10, точки – 15-50-0.

Вычисленные по этим трем длинам волн средние значения внешней квантовой эффективности, довольно слабо изменяются с толщиной ITO в диапазоне 0.60–0.63 для ячейки с PEDOT:PSS и 0.56–.60 для ячейки без PEDOT:PSS. В первом случае максимум достигается при толщине ITO 140 нм. Во втором − при толщине прозрачного электрода 170 нм. Однако разница между ними незначительна, всего 0.03. Аналогичные результаты получены и для ячеек с иными значениями толщины буферных слоев.

Таким образом, в результате усреднения по спектру внешняя квантовая эффективность инвертированных ячеек с плоским гетеропереходом на границе $C_{60}$–CuPc становится слабо зависящей от толщины составляющих ее неактивных слоев. Поэтому они должны выбираться как можно более тонкими (исключая ITO), чтобы уменьшить внутреннее электрическое сопротивление и тем самым падение напряжения внутри ячеек. Полученный результат подтверждает вывод авторов работы [11], в которой проанализирована ФЯ с объемным гетеропереходом и показано, что подбором интерференционного распределения поля с помощью изменения толщины буферного слоя между активным слоем и металлическим катодом не удается заметно повысить эффективность ячейки. В отличие от ФЯ с плоским гетеропереходом, в ячейке с объемным гетеропереходом в максимуме интерференционного поля для определенной длины волны

находятся одновременно как на донорный, так и акцепторный материалы. Однако для всех длин волн спектра солнечного излучения с учетом спектрального распределения фотонов суммарный эффект оказывается слабо зависящим от интерференции света в ячейке. Определяющим для повышения эффективности ФЯ является толщина ее активного слоя.

**Литература**


1. P. Peumans, A. Yakimov, S. R. Forrest. Small molecular weight organic thin-film photodetectors and solar cells. J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 3693–3723.
2. L. A. Pettersson, L. S. Roman, O. Inganas. Modeling photocurrent action spectra of photovoltaic devices based on organic thin films. J. Appl. Phys. 1999. Vol. 86. P. 487–496.
3. L. A. Pettersson, L. S. Roman, O. Inganas. Quantum efficiency of exciton-to-charge generation in organic photovoltaic devices. J. App. Phys. 2001. Vol. 89, P. 5564–5569.
4. D. W. Sievers, V. Shrotriya, Y. Yang. Modeling optical effects and thickness dependent current in polymer bulk heterojunction solar cells. J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 114509.
5. N. K. Persson, M. Schubert, et al. Optical modelling of a layered photovoltaic device with a polyfluorene derivative/fullerene as the active layer. Solar Energy Materials and Solar Cells. 2004. Vol. 83, P. 169–186.
6. F. Monestier, J. J. Simon, P. Torchio, L. Escoubas, B. Ratier, W. Hojeij, B. Lucas, A. Moliton, M. Cathelinaud, C. Defranoux, F. Flory. Optical modeling of organic solar cells based on CuPc and $C_{60}$. Appl. Opt. 2008. Vol. 47. P. 251–C256.
7. В. В. Филиппов, Л. М. Серебрякова, Б. Г. Шулицкий. Оптическое моделирование многослойных фотовольтаических ячеек на основе гетероперехода фталоцианин меди–фуллерен. Лазерная физика и оптические технологии: Материалы. 6-й Междунар. конф., 25–29 сент. 2006 г., Гродно. Ч. 1, Гродно, ГГУ: 2006. С. 282–285.
8. В. В. Филиппов, Л. М. Серебрякова. Влияние наклонного падения света на распределение поля в многослойной фотовольтаической ячейке. ЖПС. 2007. Т. 74, № 6. С. 795–800.
9. В. В. Филиппов, Б. Г. Шулицкий. Моделирование оптических эффектов и оптимизация многослойных органических фотовольтаических ячеек. ЖПС. 2010. Т. 77, № 2. С. 285–291.
10. http://rredc.nrel.gov/solar.
11. B. V. Andersson, D. M. Huang, A. J. Moule, O. Inganas. An optical spacer is no panacea for light collection in organic solar cells. Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 043302.


## Influence of optical interference effect on the efficiency of inverted photovoltaic cells based on cupper phtalocyanine–fullerene heterojunction


V. V. Filippov [a], B. G. Shulitskii [b]

*[a] B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk 220072; e-mail: filippov@dragon.bas-net.by*

*[b] Belarusian State University of Information Science and Radioelectronics, Minsk*



Expression for external quantum efficiency (EQE) of photovoltaic solar cells with plane heterojunction is analyzed for inverted cells based on cupper phtalocyanine–fullerene. Absorption bands of active materials determine the spectral distribution of EQE and optical interference affects its magnitude. When EQE is averaged on the solar spectrum, the interference redistribution of light energy influences barely on its value. Thus the optimization of solar cells on the thickness of their inactive layers results in insignificant increase of EQE.



**Keywords:** external quantum efficiency, inverted photovoltaic cells, optical interference.

# Волоконно-оптические интерферометрические измерители акустических сигналов с полупроводниковыми лазерными источниками

А. В. Кудряшов [а], Л. Б. Лиокумович [б], А. В. Медведев [б]

*[а] ОАО «Светлана», Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Российская Федерация;*
*e-mail: kudrjashov_av@svetlanajsc.ru*
*[б] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Российская Федерация*

Рассмотрены особенности применения полупроводниковых лазерных источников в волоконно-оптических интерферометрических измерителях акустических сигналов. Подробно показаны особенности и ключевой характер влияния параметров лазерного источника на возможность обеспечения работоспособности измерителя и его характеристики. Приведены примеры измерений шумов частоты лазерных диодов и токовой модуляции частоты излучения, определяющие возможность применение источника в волоконном интерферометрическом измерителе и позволяющие оценить возможные характеристики измерителя.

**Ключевые слова:** волоконный интерферометр; измерение акустических сигналов, полупроводниковый лазерный источник, шумы частоты лазера, модуляция частоты лазера.

## 1. Структура волоконно-оптического интерферометрического измерителя акустических сигналов

Типичная схема волоконно-оптического (ВО) измерителя акустических воздействий с полностью волоконным пассивным чувствительным интерферометром, связанным с оптоэлектронным блоком волоконным трактом, показана на рис. 1.

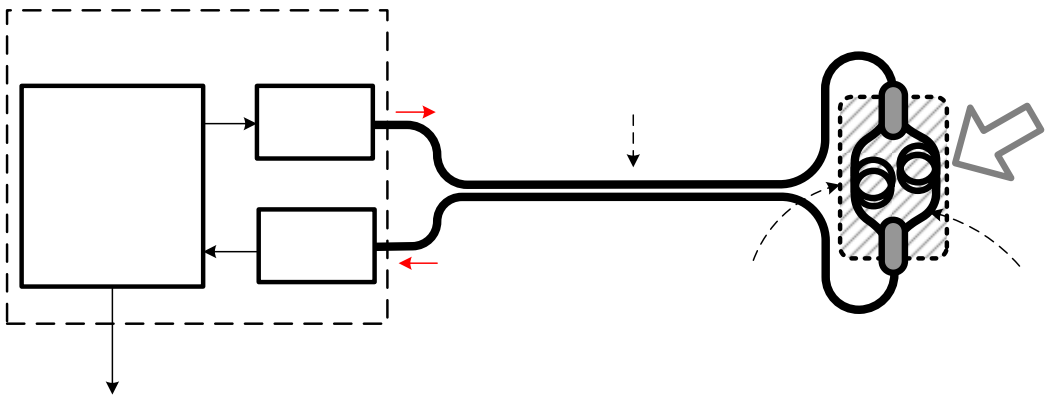


Рис. 1. – Структурная схема волоконно-оптического интерферометрического измерителя акустических сигналов.

Интерференционные колебания интенсивности, при обеспечении максимального контраста интерференции, задаются колебаниями разности фаз интерферирующих лучей $\Delta\varphi$, в соответствие с известным видом $1+\cos(\Delta\varphi)$. Конструкция чувствительного элемента должна обеспечивать эффективное преобразование измеряемого акустического сигнала в сигнальную составляющую разности фаз $\varphi_C(t)$. Для системы обработки необходима дополнительная модуляция разности фаз $\varphi_M(t)$. В итоге фотоприемное устройство регистрирует интерференционный сигнал, который имеет вид:

$$u(t) = U_0[1 + \cos(\Delta\varphi)] = U_0[1 + \cos(\varphi_0 + \varphi_C(t) + \varphi_M(t))], \quad (1)$$

где $\varphi_0$ – квазистатическое начальное значение разности фаз. Обработка сигнала (1) при специальном заданном $\varphi_M(t)$ позволяет выделить искомое колебание $\varphi_C(t)$, несущее информацию об измеряемом акустическом воздействии. Для определенности можно указать, что для измерения акустики характерна регистрация колебаний $\varphi_C$ в частотном диапазоне от сотен Гц до 10 кГц (рабочий диапазон частот измерителя) и применение модулирующих сигналов с частотами в области нескольких десятков кГц.

Одна из важнейших характеристик измерителя – разрешающая способность по звуковому давлению. Она определяется отношением $p_{min} = \delta\varphi_Ш/K_{АОП}$ [Па], где $\delta\varphi_Ш$ – действующее значение собственных шумов интерферометрического измерителя в шкале фазы, а $K_{АОП}$ – интегральная чувствительность акусто-фазового преобразования в чувствительном элементе, составляющая от малых долей до единиц радиан/Па.

## 2. Влияние параметров полупроводникового лазерного источника на характеристики волоконно-оптического интерферометрического измерителя акустических сигналов

Применение полупроводниковых лазерных диодов в рассматриваемых датчиковых устройствах и системах очень привлекательно. С одной стороны, подобные источники являются малогабаритными, имеют малое потребление и относительно низкую стоимость. С другой стороны, они могут обладать необходимой высокой когерентностью и могут модулироваться по частоте посредством прямой модуляцией тока инжекции (для создания требуемой вспомогательной модуляции). Для этих целей, как правило, используют лазерные диоды с распределенной обратной связью (т. е. высококогерентные одночастотные лазеры). Предпочтительны ЛД с встроенными элементами термостабилизации и встроенным оптическим изолятором (вентилем), что бы любые отраженные сигналы не вызывали паразитные флуктуации параметров источника. При этом возможность надежного функционирования и достигаемые характеристики измерителя оказываются, в существенной мере, ограничены именно параметрами лазерного источника.

Первый важнейший фактор влияния ЛД на характеристики ВО интерферометрического измерителя, это шумы частоты ЛД, которые, как правило, дают основной вклад в результирующие собственные фазовые шумы измерителя $\varphi_Ш$. В случае неравноплечного интерферометра, изменение частоты света приводит к изменению разности фаз интерферирующих волн, что определяет механизм формирования фазовых шумов $\varphi_Ш(t)$ шумовыми флуктуациями частоты света $\delta\nu(t)$. Таким образом, выходной сигнал измерителя будет содержать шумы $\varphi_Ш$, которые при некоторых выполняемых на практике допущениях можно записать в виде

$$\varphi_Ш(t) = [2\pi \cdot \Delta L \cdot n/c] \cdot \nu_Ш(t), \quad (2)$$

где $\Delta L$ – разность длин волоконных плеч интерферометра, $n$ – показатель преломления в сердцевине световодов, $c$ – скорость света в вакууме.

Второй принципиальный фактор связан с обеспечением вспомогательной модуляции, которая при применении полупроводниковых лазеров (с распределенной обратной связью) может быть реализована посредством введения дополнительного колебания тока инжекции лазера $i$. В этом случае ток имеет статическую составляющую $i_П+i_0$ ($i_0$ – превышение тока над порогом $i_П$) и сигнал модуляции $i_M(t)$. Колебания тока инжекции приводят к колебаниям частоты света и за счет описанного выше механизма вызывают колебания разности фаз $\Delta\varphi$. В результате интерференционный сигнал (1) с учетом модуляции тока инжекции будет иметь вид

$$u(t) = U_0\left(1 + i_{\text{М}}(t)/\left(i_0 - i_{\text{П}}\right)\right)\cdot\left[1 + \cos\left(\varphi_0 + \varphi_C(t) + \left[2\pi\cdot\Delta L\cdot n/c\right]\cdot K_{\nu}\cdot i_{\text{М}}(t)\right)\right], \qquad (3)$$

где коэффициент $K_{\nu}$ равен отношению сдвига частоты излучения к изменению вызвавшего его тока (МГц/мА). Следует отметить, что слагаемое $i_{\text{М}}(t)/(i_0 - i_{\text{П}})$ представляет глубину паразитной модуляции амплитуды интерференционного сигнала, которая затрудняет корректную демодуляцию фазы $\varphi_C$ и должна быть, по возможности, мала (обычно допустимы величины в пределах нескольких процентов).

Можно также указать, что при достаточно малых величинах $\Delta L$ ограничивающим разрешение измерителя фактором может стать шум, связанный с флуктуациями интенсивности излучения ЛД в рабочей полосе частот измерителя. Однако, как правило, превалирует влияние частотного шума лазера.

Указанная связь параметров лазерного диода с параметрами других элементов и интерферометрического измерителя в целом, может быть проиллюстрирована следующей последовательностью оценок. Как правило, можно задаться требуемой для системы обработки интерференционного сигнала амплитудой вспомогательной модуляции $\varphi_{\text{m}}$. Тогда задавшись допустимой паразитной глубиной модуляции интенсивности света (т. е. $i_{\text{m}}/(i_0 - i_{\text{П}})$, где $i_{\text{m}}$ – амплитуда дополнительной модуляции тока) и известного значения $K_{\nu}$ можно выбрать необходимое значение $\Delta L = \varphi_{\text{m}} c/[2\pi n K_{\nu} i_{\text{m}}]$. При известной эффективной величине шума частоты лазера в рабочей полосе частот измерителя $\delta\nu_{\text{Ш}}$, эффективный уровень соответствующего шума зарегистрированного измерителем сигнала можно оценить как $\delta\varphi_{\text{Ш}} = [2\pi\Delta L n/c]\delta\nu_{\text{Ш}}$. Таким образом, задача выработки требований к источнику и обоснованного выбора ЛД сложным образом сплетается с оптимизацией системы параметров других элементов измерителя (с возможными вариантами системы обработки, требований к разрешающей способности измерителя, $K_{\text{АОП}}$ и т. д.).

### 3. Измерение необходимых параметров лазерного источника

Важным аспектом описанной выше проблемы оценки влияния параметров лазерного источника на ВО интерферометрический измеритель и выбор источника является то, что требуемые характеристики лазеров, например, $\delta\nu_{\text{Ш}}$ и $K_{\nu}$ не задаются и даже не измеряются производителями. Модуляция частоты током инжекции обычно не рассматривается, а когерентные свойства ЛД характеризуют шириной спектральной линии, что не позволяет корректно оценить шумы акустического измерителя.

Опыт разработки ВО интерферометрических устройств показал, необходимо проводить дополнительные измерения $\delta\nu_{\text{Ш}}$ и $K_{\nu}$. Для проведения таких измерений мы использовали схему с ВО интерферометром Маха-Цендера (фактически изображенную на рис. 1) на основе двух волоконных Y-разветвителей. За счет изменения длины ВО шнура в одном из плеч менялась разность $\Delta L$. При введении гармонической модуляции тока ЛД с частотой $f$ и амплитудой $i_{\text{m}}$, по наблюдаемому интерференционному сигналу можно было с достаточной точностью определить получаемую амплитуду фазовой модуляции $\varphi_{\text{m}}$, и пересчитать $K_{\nu} = \varphi_{\text{m}} c/[2\pi n\Delta L i_{\text{m}}]$. Для определения $\delta\nu_{\text{Ш}}$ интерференционный сигнал (с введением вспомогательным низкочастотным сканированием рабочей точки интерферометра) подавался на анализатор спектра, который измерял спектральную плотность мощности шума в необходимой полосе частот. При «размыкании» одного из плеч интерферометра можно было зарегистрировать уровень шумов интенсивности лазера, а зафиксировав линейный рост шумов от $\Delta L$ оценить $\delta\nu_{\text{Ш}}$. На рис. 2 показан пример результатов подобных измерений для лазерного диода QDFBLD-1550-10 фирмы «QPhotonics». На левом графике показаны результаты измерений коэффициента модуляции $K_{\nu}$ от частоты $f$ (спад близок к логарифмической зависимости от $f$). Правый график

показывает относительный (по отношению к общей амплитуде интерференционных колебаний) уровень спектральной плотности шума в области частот от единиц кГц до 50 кГц. Значение при $\Delta L = 0$ характеризует уровень шумов интенсивности лазера (примерно $5 \cdot 10^{-6}$) $1/\text{Гц}^{1/2}$), а линейное нарастание шума с ростом $\Delta L$ позволяет оценить спектральную плотность флуктуаций частоты лазера как $2 \cdot 10^3$ Гц/(Гц)$^{1/2}$.

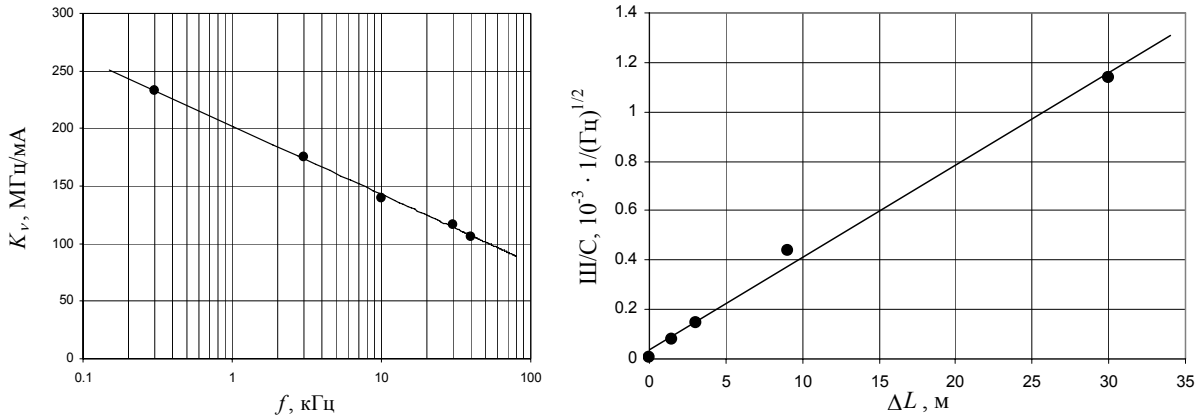



Рис. 2. – Результаты измерений коэффициента модуляции и шумов, полученные для лазерного диода QDFBLD-1550-10 фирмы «QPhotonics».

Приведенные параметры показывают, что если использовать в измерителе интерференционную схему с $\Delta L = 1$ м, при $i_m = 1$ мА можно получить $\varphi_m \approx \pi$ (с учетом параметров ватт-ампреной характеристики, уровень паразитной модуляции интенсивности ~ 2 %). Для рабочей полосы частот 10 кГц уровень фазовых шумов с учетом (2) составит $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ радиан, что при $K_{\text{АОП}} \sim 1$ радиан/Па обеспечит разрешающую способность по звуковому давлению 6 мПа.

В качестве другого примера можно привести результаты, полученные для источника аналогичного класса фирмы «Anritsu» (лазер GB5A016). Уровень $K_\nu$ в 1.5–2 раза выше, чем в предыдущем примере (хотя спад с ростом частоты сильнее), но уровень частотных шумов $3 \cdot 10^4$ Гц/(Гц)$^{1/2}$, что приведет к значительному ухудшению разрешения измерителя или необходимо рассмотреть возможность использования $\Delta L = 10$ см и менее, что имеет свои сложности.

К сожалению, получить подобные характеристики и сделать указанные оценки на основе типичных параметров полупроводниковых лазеров, приводимых производителями невозможно, а для проведения описанных измерений необходимо иметь предполагаемый источник излучения.

В завершение можно отметить, что хотя приведенное рассмотрение ориентировано на измерители акустических сигналов (микрофоны, гидрофоны и т. п.), основные положения и выводы применимы к другим ВО измерителям, например, к акселерометрам, виброметрам и т. п.

**Литература**


1. Окоси Т. и др. Волоконно-оптические датчики / Т. Окоси, К. Окамото, М. Оцу, Х. Нисихара, К. Кюма, К. Хатате; под ред. Т. Окоси: Пер. с япон. – Л.: Энергоатомиздат, 1990. – 250 с.
2. Удд Э. Волоконно-оптические датчики: Вводный курс для инженеров и научных работников / Под редакцией Э. Удда. Пер. с англ. М.: Техносфера, 2008.

3. Лиокумович Л.Б. Волоконно-оптические интерферометрические измерения. Ч. 2. Волоконный интерферометрический чувствительный элемент. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2007. 68 с.

## Fiber optic interferometric acoustic sensors with semiconductor laser sources

A. A. Kudryashov [а], L. B. Liokumovich[б], A. V. Medvedev [б]

*[а] JSC «Svetlana», Saint-Petersburg State Polytechnical University, Saint-Petersburg, Russian Federation; e-mail: kudrjashov_av@svetlanajsc.ru*
*[б] Saint-Petersburg State Polytechnical University, Saint-Petersburg, Russian Federation*

Nuances of using of the semiconductor laser sources for the interferometric acoustic sensors are considered. Specificity and central role of laser source properties in the context of a sensor functioning providing and characteristics of measurer are discussed in detail. The experimental results are mentioned for a laser frequency noise measuring and measuring of a laser frequency modulation, which define the laser source applicability in sensor and allow estimating the characteristics of acoustic sensor.

**Keywords:** fiber interferometer; acoustic waves measuring, semiconductor laser source, frequency noise, modulation of laser frequency.

# Мультиспектральный метод оценки оксигенации гемоглобина в микроциркуляторной сети сетчатки

С. А. Лысенко, М. М. Кугейко, В. А. Фираго

*Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь*
*e-mail: kugeiko@bsu.by*

Разработана методика оценки соотношения окисленного и неокисленного гемоглобина в единице объема ткани сетчатки по изображениям сетчатки на длинах волн полупроводниковых лазерных источников из диапазона 500 – 800 нм. Методика учитывает многократное рассеяние проникающего через зрачок излучения на слоях сетчатки и склеры, а также индивидуальные особенности строения сетчатки.

**Ключевые слова:** сетчатка, степень оксигенации гемоглобина, мультиспектральный метод, спектр отражения света, множественные регрессии.

## Введение

Сосуды глаза, в частности ретинальные, обладают сходными с церебральными сосудами анатомическими и физиологическими характеристиками и имеют общее происхождение. Принято считать, что реакции ретинальных сосудов могут отражать подобные реакции сосудов головного мозга, представляя, таким образом, адекватную модель регуляции мозгового кровотока, доступную для непосредственного наблюдения.

Методы, используемые в настоящее время для количественной оценки состояния сосудистого русла глазного дна позволяют достаточно точно измерить геометрические параметры сосудистой сети и динамические параметры кровотока. Однако, обе группы параметров не предоставляют информации о состоянии обменных процессов в сетчатке, и в частности, в какой мере молекулы кислорода, транспортируемые гемоглобином крови и нейроглобином сетчатки, используются ее клетками в процессах метаболизма. Таким параметром является соотношение окисленного и восстановленного гемоглобина в единице объема ткани сетчатки (степени оксигенации гемоглобина) Sa.

## 1. Интерпретация спектров отражения света от сетчатки

Для измерения Sa наиболее широкое распространение получил мультиспектральный метод [1], основанный на регистрации коэффициентов отражения света от сетчатки $R(\lambda)$ на нескольких длинах волн. Количественная интерпретация измерений $R(\lambda)$ сводится либо к использованию ряда упрощающих предположений о характере распространения излучения в слоистой дисперсной среде (закон Ламберта-Бера, диффузное приближение, метод потоковых моделей и т. п.), значительно снижающих ценность получаемых на их основе результатов, либо к использованию методов, требующих больших вычислительных затрат и практически не реализуемых для измерений в реальном времени. Кроме того, в большинстве методик не принимаются во внимание возможные вариации толщин слоев сетчатки и ее рассеивающих характеристик.

Устранить отмеченные затруднения возможно с использованием уравнений регрессий между Sa и $R(\lambda)$. При этом регистрация $R(\lambda)$ производится на длинах волн, где коэффициенты поглощения окисленного и неокисленного гемоглобина совпадают, а также на длинах волн, где они имеют максимальную разницу. Для учета индивидуальных особенностей строения сетчатки и исключения влияния

присутствующих в слоях сетчатки компонентов, поглощающих и рассеивающих свет (меланин, макулярный пигмент и т. п.) на результат определения Sa, необходимо также осуществлять измерения $R(\lambda)$ на нескольких «дополнительных» длинах волн. Конкретные значения «дополнительных» длин волн, их оптимальное количество и требования к точности измерения обратного рассеяния выбираются на основе метода множественных регрессий [2, 3]. Критериями выбора длин волн регистрации $R(\lambda)$ являются среднеквадратичная погрешность восстановления Sa и устойчивость соответствующего им уравнения регрессии между Sa и $R(\lambda)$ к погрешностям оптических измерений. При этом используется оптическая модель сетчатки с варьирующимися параметрами, которые рассматриваются ниже.

## 2. Оптическая модель сетчатки

Модель сетчатки, включает четыре слоя с различающимися геометрическими параметрами и биофизическими характеристиками: нейронная сетчатка (НС), пигментный эпителий (ПЭ), сосудистая оболочка (СО) и склера. Поглощающими свет компонентами НС являются гемоглобин и оксигемоглобин с переменной степенью оксигенации $Sa_1$, а также макулярный пигмент, находящийся в центре так называемого желтого пятна (макулы). Оптические свойства ПЭ обусловлены присутствием в нем в большом количестве меланина. Сосудистая оболочка содержит хаотически распределенные кровеносные сосуды и меланин. Коэффициенты поглощения слоев сетчатки $k_i$ ($i = 1, 2, 3$) определяются через соответствующие коэффициенты ее компонент и их концентрации:

$$\begin{gathered} k_1(\lambda) = 2.303 D_{mac}\omega(\lambda)L_1^{-1} + \left[ Sa_1 k_{\mathrm{HbO_2}}(\lambda) + \left(1 - Sa_1\right) k_{\mathrm{Hb}}(\lambda) \right] C\mathrm{Hb}_1, \\ k_2(\lambda) = C_{m,2} k_m(\lambda), \\ k_3(\lambda) = C_{m,3} k_m(\lambda) + \left[ Sa_3 k_{\mathrm{HbO_2}}(\lambda) + \left(1 - Sa_3\right) k_{\mathrm{Hb}}(\lambda) \right] C\mathrm{Hb}_3, \end{gathered} \qquad (1)$$

где $\omega(\lambda) = D(\lambda)/D(460\,\text{нм})$ – нормированная оптическая плотность макулярного пигмента; $C\mathrm{Hb}$ – концентрация гемоглобина; $k_{\mathrm{HbO_2}}$, $k_{\mathrm{Hb}}$, $k_m$ – коэффициенты молярного поглощения двух форм гемоглобина и меланина; индексы 1, 2 и 3 относятся к слоям НС, ПЭ и СО соответственно. На рис. 1 приведены спектры $k_i(\lambda)$, рассчитанные для средних значений биофизических параметров сетчатки.

Спектры объемных коэффициентов рассеяния $\beta(\lambda)$ элементарных объемов слоев сетчатки, взятые из работы [4], приведены на рис. 1. Однако, учитывая, что данные спектры получены экспериментально для мертвой ткани, то в используемой оптической модели сетчатки они умножались на коэффициенты $0.22 \le c_1 \le 1.0$, $0.45 \le c_2 \le 1.0$, $1.0 \le c_3 \le 3.0$ [5], что позволяет учесть индивидуальные особенности рассеивающих свойств ткани. Средние косинусы индикатрисы рассеяния $g$ принимались в расчетах неизменными и равными 0.97, 0.84 и 0.94 для НС, ПЭ и СО соответственно.

Таким образом, модель определяется десятью биофизическими параметрами – $D_{mac}$, $Sa_1$, $Sa_3$, $\mathrm{CHb}_1$, $\mathrm{CHb}_3$, $C_{m,2}$, $C_{m,3}$, $c_1$, $c_2$, $c_3$ и тремя геометрическими параметрами – толщинами слоев $L_1$, $L_2$, $L_3$. Для превращения ее в статистическую, необходимо задать модели вариаций указанных параметров. Концентрация гемоглобина в НС в $m$ раз меньше чем СО ($5 \le m \le 10$). Вариации других параметров полагаем независимыми друг от друга. Параметрам модели приписаны свойства случайных величин с равномерными функциями распределения, требующими лишь задания диапазонов их возможных вариаций. Пределы изменений параметров выбраны из литературных данных. Расчет $R(\lambda)$ для каждого набора параметров осуществлялся на основе метода

Монте-Карло для многослойных сред. Рассчитанные $R(\lambda)$ дополнительно корректировались на двойное пропускание глазной линзы $t$ (включающей роговицу, внутриглазную жидкость и стекловидное тело), зависящее от возраста человека, и френелевское отражение $r_s$ между слоями воздух, линза, сетчатка. Расчет $R(\lambda)$ произведен для 30 длин волн из диапазона 450–805 нм. Объем выборки оптических и биофизических характеристик сетчатки составляет 350 реализаций.

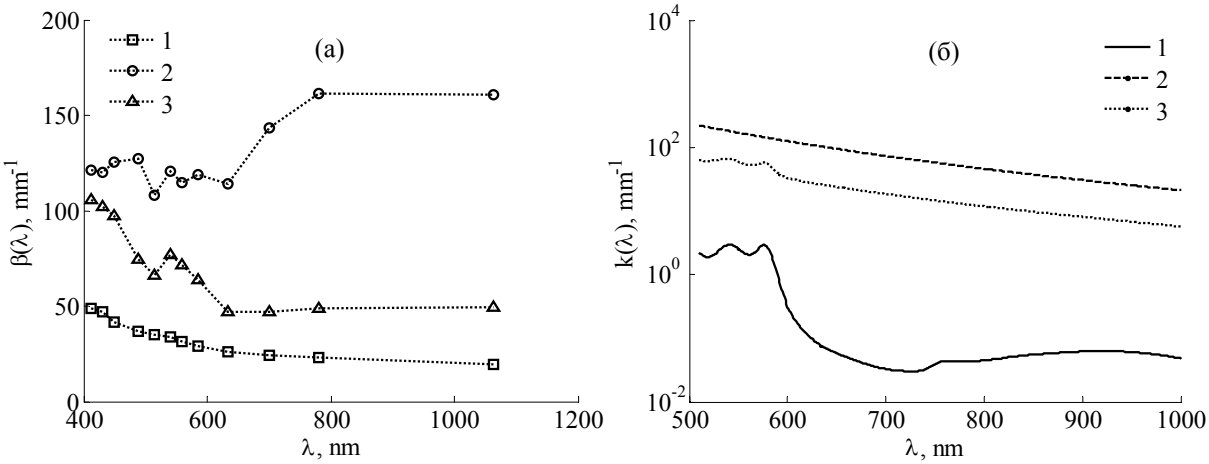



Рис. 1. Спектры объемных коэффициентов рассеяния (а) и поглощения (б) слоев сетчатки.

### 3. Результаты восстановления степени оксигенации гемоглобина

Для аппроксимации статистической связи между $Sa_1$ и $R(\lambda)$ использовались кубические полиномы следующего вида:

$$\ln \mathrm{Sa} = a + \sum_{i,j} \sum_{k=1}^{3} b_{ik} \ln \left[ \frac{R(\lambda_i)}{R(\lambda_j)} \right]^k . \qquad (2)$$

Коэффициенты $a$ и $b_{ik}$ рассчитываются на основе метода наименьших квадратов. Использование в (2) отношений коэффициентов отражения сетчатки на разных длинах волн, а не их абсолютных значений, позволяет исключить влияние освещенности элемента сетчатки на точность определения степени сатурации гемоглобина в нем.

Влияние погрешностей оптических измерений на результат восстановления Sa оценивается на модельной выборке оптических и биофизических характеристик сетчатки путем проведения замкнутого численного эксперимента. Т. е. для каждой реализации параметров сетчатки осуществляется расчет Sa с использованием соответствующих уравнения (2) при наложении на $R(\lambda)$ заданных погрешностей. Полученное значение Sa сравнивается с «точными» (модельным) значением и рассчитывается погрешность восстановления Sa. Среднеквадратичные погрешности отражают информативность рассматриваемых оптических измерений относительно искомых параметра.

На основании регрессионного подхода установлены наиболее информативные измерения $R(\lambda)$ ($\lambda$ = 545, 560, 570, 630, 700, 800 нм), позволяющие определять Sa со среднеквадратичной погрешностью $\delta \mathrm{Sa} = 2.2\%$ (рис. 2). Соответствующие этим измерениям уравнения регрессий (1) открывают возможность осуществления оперативной диагностики оксигенации гемоглобина в микроциркуляторной сети сетчатки по ее мультиспектральным изображениям.

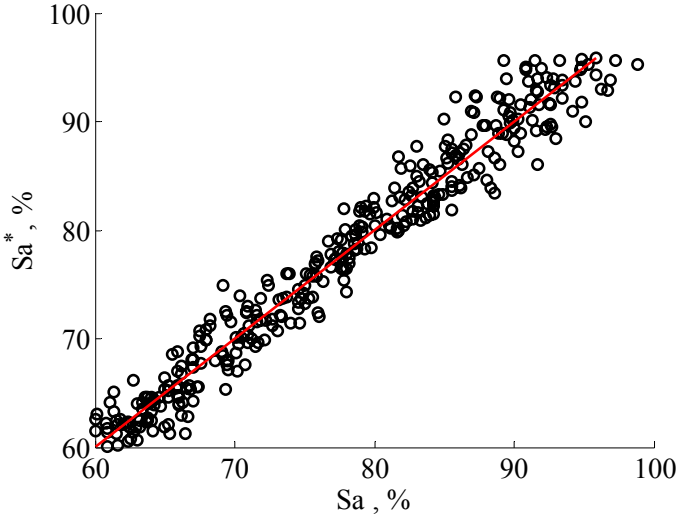



Рис. 2. Результаты восстановления степени оксигенации для модельной выборки биофизических параметров сетчатки при погрешности оптических измерений 1 %. Sa и Sa* – модельные и восстановленные значения степени оксигенации.

**Заключение**

Таким образом, разработанная методика определения насыщения кислородом гемоглобина в сетчатке учитывает многослойное строение сетчатки, индивидуальные вариации ее геометрических и биофизических параметров, а также многократное рассеяние света в сетчатке. Программно-аппаратный комплекс, реализующий данную методику и использующий для освещения сетчатки полупроводниковые лазерные источники с длинами волн, близкими к указанным выше, станет прототипом диагностического комплекса нового поколения, предназначенного для массового обследования населения различных возрастов, с целью своевременного выявления на ранних стадиях признаков развития широкого спектра сердечно-сосудистых заболеваний и, в дальнейшем, мониторинга эффективности хода лечения.

**Литература**

1. Alabboud I., Muyo G., Gormana A., *et al*. New spectral imaging techniques for blood oximetry in the retina // Proc. SPIE-OSA Biomedical Opt. 2007. SPIE Vol. 6631. P. 66310L1–10.
2. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Регрессионный подход к анализу информативности и интерпретации данных аэрозольных оптических измерений. // ЖПС. 2009. Т. 76, № 6. С. 876–883.
3. Лысенко С. А., Кугейко М. М. Регрессионные методы оптоэлектронной диагностики крови и биотканей // Сб. ст. 6-й Междунар. науч.-техн. конф. «Медэлектроника-2010». Минск. 2010. С. 164–167.
4. Hammer, M. Optical properties of ocular fundus tissues – an in vitro study using the double-integrating-sphere technique and inverse Monte-Carlo simulation / M. Hammer, D. Schweitzer, G. Muller // Phys. Med. Biol. 1995. Vol. 40. P. 963–978.
5. Hammer M., Schweitzer D., Thamm E., Kolb A. Non-invasive measurements of the concentration of melanin, xanthophyll and hemoglobin in single fundus layers in vivo by fundus reflectometry // Int. Ophthalmol. 2001. Vol. 23. P. 279–289.

# Усиление ближнего поля в материалах органических фотовольтаических ячеек наночастицами серебра и никеля

В. Н. Богач, Р. А. Дынич, А. Н. Понявина, В. В. Филиппов

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*
*e-mail:filippov@dragon.bas-net.by*

Анализируется усиление поля вблизи наночастиц Ag и Ni с радиусом 1–50 нм, внедренных в поглощающие матрицы (CuPc, C60, PTCBI, PEDOT: PSS). Обсуждаются эффект усиления поглощения света в матрице и модификация спектра поглощения. Оба эффекта могут быть использованы для оптимизации поглощающих свойств донорных и акцепторных тонкопленочных слоев в фотовольтаических ячейках.

**Ключевые слова:** наночастицы серебра, никеля, локальное поле, усиленное поглощение.

## Введение

В последние годы активно исследуется возможность применения плазмонных наноструктур в функциональных оптических элементах и гибридных материалах, содержащих в своем составе как неорганические, так и органические компоненты. Значительные перспективы при этом связывают с быстрым и регулируемым оптическим откликом металлических плазмонных наночастиц, а также с существенным усилением электромагнитных полей вблизи их поверхности. Эти эффекты особенно ярко проявляются в видимой области спектра вблизи резонансов поверхностного плазмонного поглощения и высоко чувствительны как к параметрам металлических наночастиц, так и к характеристикам матрицы [1].

В работе рассмотрены возможности усиления поля и увеличения поглощения при введении наночастиц серебра (Ag) и никеля (Ni) в органические полупроводники фталоцианин меди (CuPc) и дибензимидазол-перилен-3,4,9,10-тетракарбоновой кислоты (PTCBI), а также в пленки фуллерена ($C_{60}$) и 3,4-полиэтилендиокситиофен: полистиреносульфоната (PEDOT:PSS). Эти материалы, широко используются в органической оптоэлектронике; первые три являются активными слоями фотовольтаических ячеек, PEDOT:PSS применяется как экситон-блокирующий материал или гибкий проводящий (при допировании) электрод.

## 1. Методика численного эксперимента

Оценка модификации спектра поглощения полупроводниковой матрицы при введении в нее плазмонных наночастиц проводилась, как и в [2], путем сопоставления спектральной зависимости коэффициента поглощения матрицы $m_i$ и произведения $m_iQ_{NF}$, где $Q_{NF}$ – фактор эффективности рассеяния в ближней зоне, который описывает эффект усиления поля вблизи металлической наночастицы. Величина $Q_{NF}$ характеризует увеличение интенсивности поля по поверхности сферы радиуса $R$ при введении наночастицы в центр этой сферы. Для определения поля вблизи поверхности сферической частицы использовался подход, основанный на теории Ми. Распределение ближнего поля описывалось с помощью коэффициента усиления локального поля $k = |E|/|E_0|$, определяемого через амплитуды локального поля в некоторой точке $x$, $y$, $z$ поглощающей среды в присутствии ($|E|$) или отсутствии ($|E_0|$) наночастицы серебра соответственно. При расчете $Q$NF использовалось приведенное в [2] выражение и применялась собственная версия компьютерной программы, разработанной для случая, когда окружающая частицу среда является поглощающей. Для характеристики эффективности увеличения поглощения матрицы при введении в нее плазмонных

наночастиц вводилась также интегральная по спектру величина:

$$A^R = \frac{\int m_i(\lambda) Q_{NF}^R(\lambda)\, d\lambda}{\int m_i(\lambda)\, d\lambda}. \qquad (1)$$

Использованные при расчетах оптические характеристики органических полупроводников (действительная и мнимая части показателя преломления) взяты из литературы [3]. Для серебра использовались оптические постоянные, приведенные в справочнике [4]. Кроме того, по методу, описанному в [2], вводилась поправка на внутренние размерные эффекты, связанная с дополнительными потерями энергии электронов проводимости в металлической наночастице за счет их рассеяния на ее поверхности.

## 2. Обсуждение результатов

Предложенный метод оценки модификации спектра поглощения полупроводниковой матрицы был нами использован для сравнительного анализа влияния плазмонных наночастиц Ag и Ni на спектр поглощения нескольких матричных материалов. Наночастицы Ni исследовались в связи с тем, что для них, ввиду особенностей спектральной зависимости оптических постоянных никеля, характерно наличие двух резонансов поверхностного плазмонного поглощения в видимой области спектра. Подробные результаты исследования оптических свойств наночастиц никеля были приведены в [5].

На рис. 1 показаны трехмерные диаграммы величины $m_iQ_{NF}$, для введенных в CuPc (донорный материал фотовольтаических ячеек) сферических наночастиц Ag (а) и Ni (б). Как видно из рис. 1 а, вблизи поверхности наночастиц Ag спектральная зависимость $m_iQ_{NF}$ существенно отличается от спектральной зависимости собственного поглощения CuPc. В спектральных областях прозрачности матрицы (в области 500 нм) величина $m_iQ_{NF}$ становится сравнимой с аналогичной величиной для спектральных областей матричного поглощения. Введение наночастиц Ni в поглощающую матрицу (рис. 1 б) в отношении увеличения поглощения менее эффективно по сравнению с введением Ag.

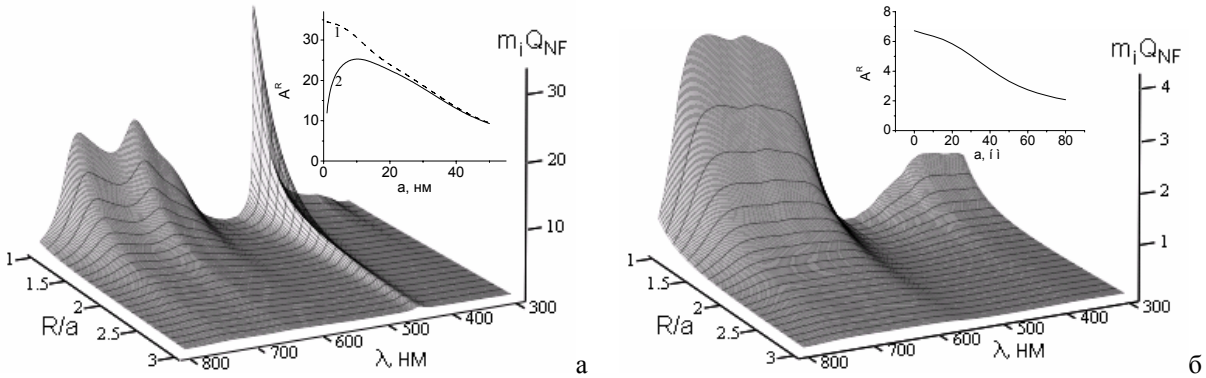



Рис. 1. – Трехмерные диаграммы зависимости произведения $m_iQ$NF от λ и $R/a$ для наночастиц (а) Ag, $a$ = 1.5 нм и (б) Ni, $a$ = 10 нм. На вставках – зависимость величины $A^R$ от радиуса сферических наночастиц, внедренных в CuPc: (а) для Ag, без учета (1) и с учетом (2) размерных эффектов; (б) для Ni, без учета размерных эффектов.

Вставки на рис. 1 демонстрируют зависимость величины интегрального по спектру усиления поглощения матрицей за счет введения плазмонных наночастиц Ag

(а) и Ni (б) от их размеров. Расчеты величины A проведены для сферической области, прилегающей к поверхности наночастиц. При выполнении расчетов без учета размерной зависимости оптических постоянных величина интегрального по спектру эффекта монотонно уменьшается при увеличении размеров вводимых наночастиц. Такая ситуация характерна для материалов с малой проводимостью и, соответственно, с небольшим количеством свободных электронов, например, для наночастиц Ni. В то же время, для наночастиц из материалов с высокой проводимостью, для которых требуется учет внутренних размерных эффектов, величина интегрального по спектру эффекта зависит от размеров вводимых наночастиц немонотонно. Например для серебра максимальный эффект достигается при диаметре наночастиц 20–30 нм (рис. 1а, кривая 2).

Анализ влияния поглощающей матрицы на эффекты усиления поля вблизи внедренных в матрицу металлических наночастиц проводился для серебряных наночастиц радиусом 1–50 нм. Как видно из рис. 2, как оптимальный размер наночастиц, так и максимально достижимые при этом размере значения $Q_{NF}$ зависят от выбора материала матрицы.

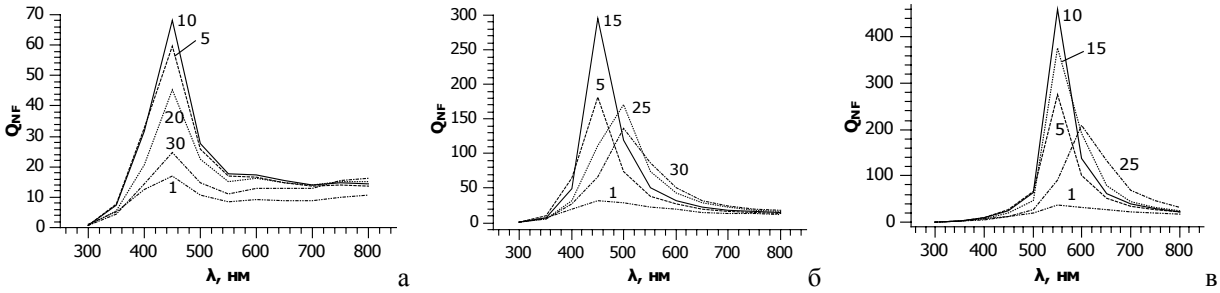



Рис. 2. – Спектральная зависимость $Q_{NF}$ для серебряных наночастиц различного радиуса $a$ с учетом внутренних размерных эффектов. Матрица – PTCBI (а), PEDOT:PSS (б), C60 (в). Цифры у кривых соответствуют радиусу частиц.

Как видно из рис. 3, для всех исследованных материалов значения факторов эффективности рассеяния в ближней зоне существенно возрастают, когда поверхностный плазмонный резонанс попадает в область прозрачности матрицы. Эти области приблизительно соответствуют следующим спектральным интервалам: $\lambda<500$ нм (PTCBI), $\lambda>400$ нм (C60), $400<\lambda<500$ (PEDOT:PSS), $450<\lambda<530$ (CuPc). Эффект от введения наночастиц серебра усиливается в ряду PTCBI–C60–PEDOT:PSS–CuPc.

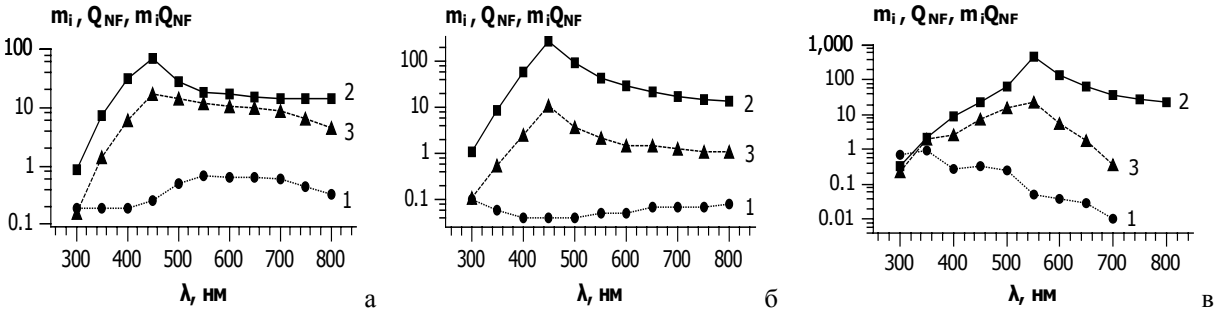



Рис. 3. – Спектральная зависимость коэффициента поглощения матриц $m_i$ (кривая 1), величины $Q_{NF}$ (кривая 2) и произведения $m_i Q_{NF}$ (кривая 3) для серебряных наночастиц с радиусом $a$ = 10 нм. Матрица – PTCBI (а), PEDOT:PSS (б), C60 (в).

На рис. 4 представлена интегральная по спектральному диапазону от 300 до 800 нм величина, характеризующая эффект усиления поглощения матрицы вблизи

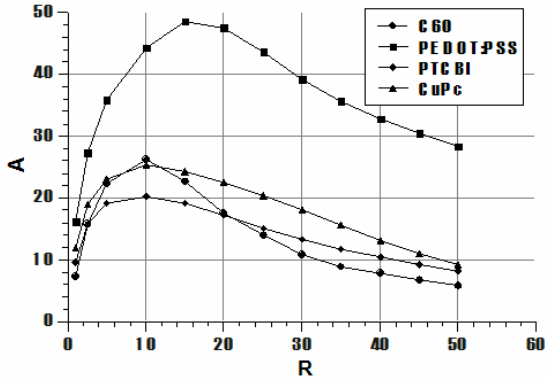



Рис. 4. – Зависимости величины $A^R$ от радиуса сферических наночастиц Ag, внедренных в различные матрицы.

металлических наночастиц. Как видно, эффект возрастает в ряду PTCBI–C60–CuPc–PEDOT:PSS. Наибольший интегральный эффект реализуется для матрицы PEDOT:PSS, которая имеет наиболее широкую область прозрачности по сравнению с другими исследованными материалами.

**Заключение**

Показано, что усиление поля в CuPc, $C_{60}$, PTCBI, PEDOT:PSS вблизи внедренных в эти матрицы металлических наночастиц наиболее значительно в спектральных областях прозрачности матричных фотовольтаических материалов. Оптимальный выбор размеров вводимых наночастиц позволяет существенно трансформировать спектр поглощения активных слоев и значительно усилить интегральное по спектру поглощение как донорных, так и акцепторных материалов, повысив тем самым энергетическую эффективность фотовольтаических ячеек.

**Литература**

1. Р. А. Дынич, А. Н. Понявина, Влияние размеров металлических наночастиц на усиление локального поля вблизи их поверхности // ЖПС, 2008, т. 75, № 6, с. 831–837.
2. Р. А. Дынич, А. Н. Понявина, В. В. Филиппов, Усиление локального поля вблизи сферических наночастиц в поглощающей среде // ЖПС, 2009, т. 76, № 5, с. 746–751.
3. http://www.sopra-sa.com/more/database.asp.
4. E. D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solid II. Orlando: Academic Press, 1985.
5. У. М. Багач, А. М. Панявіна, Узаемадзеянне святла з ізаляванымі наначасцінкамі нікелю // Сб. работ 67-й Науч. конф. студентов и аспирантов Белорусского государственного университета, рег. номер № 1000500383. 2010, т. 1, с. 88–92.

## Nearfield enhancement due to silver and nickel nanoparticles at organic photovoltaic cell materials

V. N. Bohach, R. A. Dynich, A. N. Ponyavina, V. V. Filippov

*B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 220072 Minsk*
*e-mail: filippov@dragon.bas-net.by*

The effect of field enhancement (FE) is analyzed for Ag and Ni nanoparticles with radius 1–50 nm embedded in absorbing matrix medium (CuPc, C60, PTCBI, PEDOT: PSS). The largest FE takes place within the transparency region of matrix. This results light absorption increasing in matrix and its spectral redistribution. Both effects allow to optimize absorption properties of donor or acceptor thin layers in photovoltaic cells and thus to improve the efficiency of such kind of devices.

**Keywords:** silver and nickel nanoparticles, local field, enhanced absorption.

# Optical microcavities with J-aggregates

Y. P. Rakovich [a, c], D. Melnikau [b], D. I. Savateeva [a], K. I. Rusakov [d], A. A. Gladyshchuk [d], Z. V. Rusakova [d], S. V. Chugunov [d]

[a] *Materials Physics Center, CSIC-UPV/EHU, San Sebastian, Spain, yury_rakovich@ehu.es*
[b] *CIC nanoGUNE Consolider, Donostia-San Sebastian, Spain, d.melnikau@nanogune.eu*
[c] *IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain*
[d] *Brest State Technical University, Moskovskaya Str., 267, Brest, Belarus, rusakov@bstu.by*

In this paper, we report on development of active whispering-gallery microcavities integrated with shell of organic dye molecules in a J-aggregate state. Results of high-resolution micro-photoluminescence spectroscopy and photoluminescence lifetime imaging confirm strong coupling of J-aggregate emission to whispering gallery modes of spherical microcavity. Highly efficient luminescence from J-aggregate/microcavity system suggests that such photonic structures will find use as both microsensors and microlasers.

**Keywords:** microcavities, whispering gallery modes, J-aggregates, FLIM.

## Introduction

There is currently great interest in design and fabrication of optical structures for manipulation of light on micrometer-length scale. Much of this attention has been focused on photonic band-gap structures or two-dimensional photonic wires due to the possibility of optical interconnection [1]. Closely related to these developments is the intensive work on engineering of photon modes in spherical microcavities, which has been of great interest both for studies of fundamental optical properties and for the potential applications [2]. The use of a spherical microcavity can also substantially enhance the efficiency of nonlinear optical effects at low pump intensities [3]. However, presently whispering gallery modes have mostly been demonstrated for photonic atoms doped or covered by linear optical material.

In this paper we present our resent results on integration of whispering-gallery cavities, which are melamine formaldehyde (MF) latex microspheres, with shell of cyanine dye molecules in a J-aggregate state. J-aggregates have drawn considerable attention for development of nonlinear optical devices due to their high third-order nonlinear optical susceptibility, probably the highest among organic materials [4]. From other hand, the high optical transparency, thermal and mechanical stability of MF, make it interesting as a potential candidate in optical applications [5].

## 1. Experimental details

1,1′-Diethyl-2,2′-cyanine iodide (PIC), carrying net positive charge was purchased from Sigma-Aldrich and used without further purification. Highly luminescent J-aggregates were formed using adsorption of the non-fluorescent PIC on molecules of polystyrenesulfonate sodium salt (PSS). MF latex microspheres of 11.93 μm in diameter (Microparticles GmbH, Berlin) were integrated with luminescent J-aggregates using layer-by-layer (LbL) deposition technique. The microspheres originally possessing slightly positive surface charge were first modified with monolayer of negatively charged PSS. In the next step the J-aggregate/PSS nanoparicles were assembled on the surface of MF microspheres. Thus, MF particles modified with only one layer of J-aggregates were prepared. Between all the steps of preparation, particles were carefully washed three times in water (by centrifugation) to remove the excess of non-binding polyelectrolyte or PIC molecules. The time-resolved PL decays were recorded using a PicoQuant Microtime200 time-resolved system with 150 ps resolution. Confocal Raman microscopy setup (Alpha300, WITec) was used to measure micro-PL spectra in a backscattering geometry.

## 2. Results and discussions

In contrast to featureless PL band in the spectra of J-aggregates, the emission spectra of a single MF/J-aggregate microsphere exhibit very sharp periodic structure (Fig. 1). The observed peak structure is a result of coupling of electronic states in J-aggregates and photon states of microsphere. The placement and spacing between WGM peaks are determined by the size and refractive index of the microsphere while spectral intensity distribution depends on optical parameters of J-aggregates. Because of the high PL quantum efficiency of the J-aggregates, the WGM peaks in the PL spectra are superimposed on a background signal arising from part of the J-aggregate emission, which does not match any WGM of the microsphere. This PL background has been subtracted in the spectra presented in this paper to show the WGM structure more clearly.

According to the Mie theory, a resonance occurs when, either transverse electric (TE) or transverse magnetic (TM) mode dominates the scattering field [6]. The dimensionless size parameter relates sphere radius $a$ to the wavelength in vacuum $\lambda$ as: $x = 2\pi a/\lambda$. For a WGM with angular mode number $n$ and radial mode number $l$, the resonance size parameter is denoted as $x_n^l$ and can be asymptotically expressed as [7]:

$$n_s x_n^l = \nu + \frac{\alpha_l}{2^{1/3}}\nu^{1/3} - \frac{m\,p}{\sqrt{m^2-1}} + \frac{3\alpha_l}{10\times 2^{2/3}}\nu^{-1/3} + \frac{m^3 p\left(2p^2/3-1\right)\alpha_l}{2^{1/3}\left(m^2-1\right)^{3/2}}\nu^{-2/3} + O\left(\nu^{-1}\right), \quad (1)$$

where $\nu = n+1/2$, $n_s$ is the refractive index of the sphere, $m = n_s/n_e$ is the relative refraction index between sphere and environment with refraction index $n_e$, $p = 1$ for TE modes, $P = 1/m^2$ for TM modes and $\alpha_l$ is the $l$-th zero of the Airy function.

Comparing results of calculations according Eq. (1) with the spectral positions of the WGM in experimental PL spectra we can identify the indices $n$ and, $l$. Results of this identification for some of the modes is shown in Fig. 1.

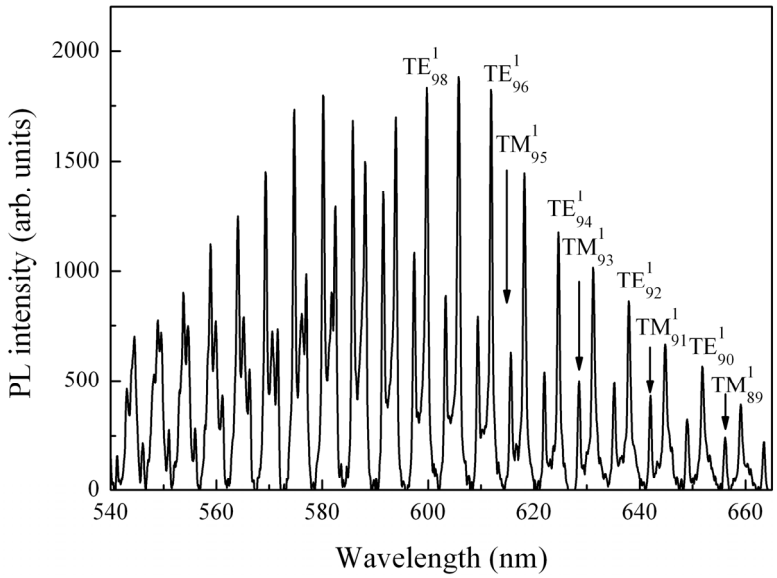



Fig. 1. Room-temperature PL spectrum from single MF microsphere covered by one monolayer of J-aggregates.

Lorentzian fit of the lineshape of PL peaks allows us to estimate the quality factor (Q) of WGMs across wide spectral region. Fig. 2 clearly shows nonlinear behaviour of $Q$: the initial growth of $Q$ value with mode number is followed by rapid decrease in the short-wavelength spectral region. We suggest that the observed reduction of the $Q$ factors is due to absorption by J-aggregates that are coupled to the relevant WGM. It is well known that

absorption or gain or refractive index variations not only alter the $Q$ value but also can cause a shift of cavity resonances making mode identification in this spectral region difficult.

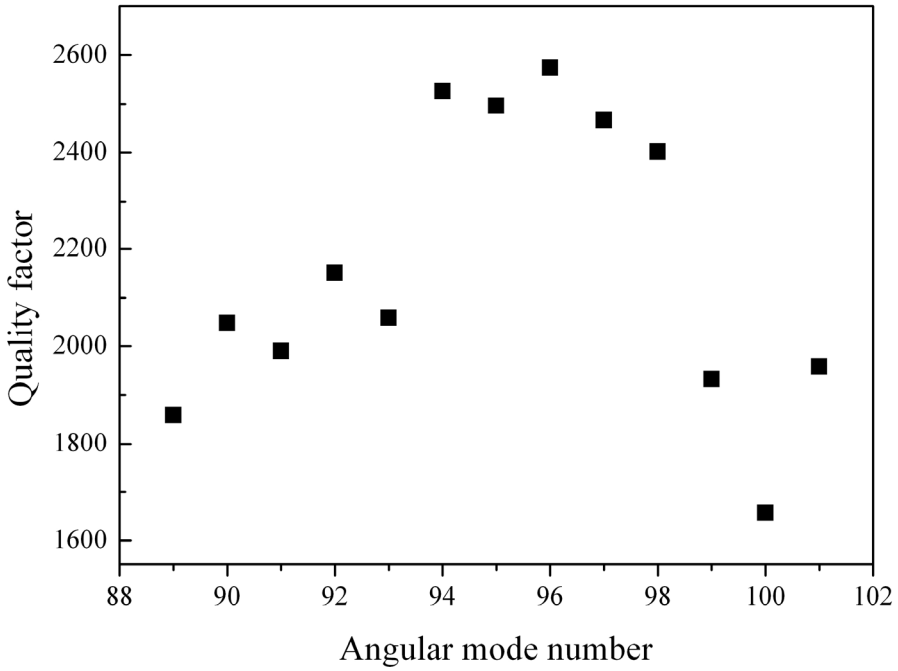



Fig. 2. Calculated quality factor of WGMs.

With knowledge of the quality factor, it is possible to estimate the average photon lifetime in the relevant mode: $\tau_n = Q_n/\omega_n$. For the WGM peak with $n = 92$ the $\tau$ value was estimated to be around 3.7 ps, whereas the average time for the peak with $n = 96$ increases up to 5.8 ps.

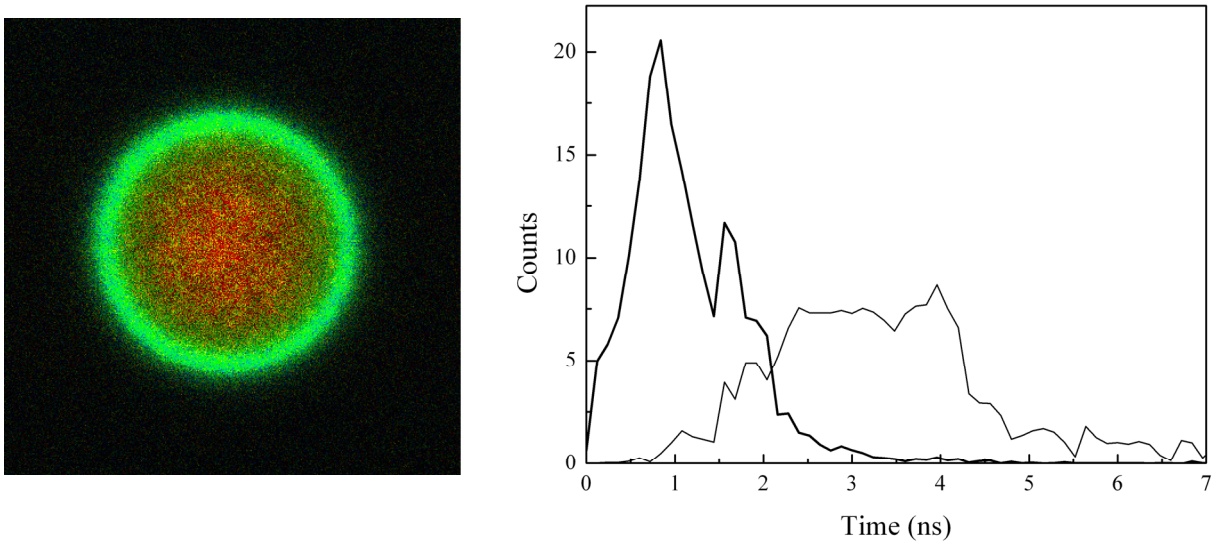



Fig. 3. Fluorescence lifetime image of an single microsphere with J-aggregate shell (left panel) and corresponding PL lifetime histogram (right panel).

To gain a better insight into the spatial distribution of PL lifetime in single microsphere, the PL dynamics were evaluated from fluorescence lifetime imaging, that is, maps of two-dimensional in-plane variations of the PL decay times (Fig. 3). Each pixel in the

FLIM image gives the lifetime at a particular position in space ($x$, $y$), while monitoring the entire PL spectrum. The lifetime image of the single microsphere with shell of J-aggregates (Fig. 3) clearly demonstrates the distribution of emitting species over the microsphere cross section, showing that the dominant emission is at the rim of the sphere. The lifetime histogram shows lifetime distributions that consist of two maxima centred at 0.7 and 4 ns. The longer component arises from emission of MF, whereas the short component is characteristic for emission of J-aggregates [8].

## Conclusions

We sucsessfully developed an active whispering-gallery microcavities integrated with thin shell of cyanine organic dye molecules in a J-aggregate state. Results of high-resolution micro-photoluminescence spectroscopy confirm strong interaction of J-aggregates with cavity modes, and demonstrate the distribution of emitting species at the rim of microsphere. Further investigations and utilization of such photonic structures can, in principle, lead to high-performance devices that would benefit from the functional diversity and flexibility of organic compounds and strong enhancement of linear and nonlinear optical processes in whispering-gallery microresonators.

## Acknowledgments

The authors would like to thank Prof. Rainer Hillenbrand for his helpful assistance.

## References

1. J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, S. Fan. Photonic crystals: putting a new twist on light. Nature. 1997. Vol. 386. No. 6621. P. 143–149.
2. K. J. Vahala. Optical microcavities. Nature. 2003. Vol. 424. No. 6950. P. 839–846.
3. A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, D. Strekalov, V. S. Ilchenko, L. Maleki. Optical hyperparametric oscillations in a whispering-gallery-mode resonator: Threshold and phase diffusion. Phys. Rev. A. 2005. Vol. 71. No. 3. P. 033804-1/10.
4. F. C. Spano, S. Mukamel. Nonlinear susceptibilities of molecular aggregates: Enhancement of $\chi(3)$ by size. Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. No. 5783. P. 5783–5801.
5. Y. P. Rakovich, L. Yang, E. M. McCabe, J. F. Donegan, T. Perova, A. Moore, N. Gaponik, A. Rogach. Whispering gallery mode emission from a composite system of CdTe nanocrystals and a spherical microcavity. Sem. Sci. Technol. 2003. Vol. 18. No. 11. P. 914–918.
6. C. F. Bohren, D. R. Huffman. Absorption and scattering of light by small particles. New York: Wiley. 1983. P. 313–323.
7. C. C. Lam, P. T. Leung, K. Young. Explicit asymptotic formulas for the positions, width and strength of resonances in Mie scattering. J. Opt. Soc. Am. B. 1992. Vol. 9. No. 9. P. 1585–1592.
8. M. van Burgel, D. A. Wiersma, K. Duppen. The dynamics of one-dimensional excitons in liquids. J. Chem. Phys. 1995. Vol. 102. No. 1. P. 20–33.

# Полностью оптический модулятор лазерного излучения

В. В. Станкевич, М. В. Ермоленко, О. В. Буганов, С. А. Тихомиров, С. В. Гапоненко

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

В работе представлена концепция полностью оптического модулятора лазерного излучения. На примере многослойных структур ZnS/ZnSe и GaAs/$Al_xO_y$ продемонстрированы возможные реализации концепции модулятора для длин волн 800 и 1500 нм. Для структур GaAs/$Al_xO_y$ продемонстрированы результаты оптимизации эффективности и количества слоев в структуре.

**Ключевые слова:** оптический модулятор, гетероструктура, сверхбыстрый нелинейный отклик.

## Введение

Одной из задач лазерной техники является проблема выделения коротких лазерных импульсов из непрерывного излучения и синхронизации двух лазерных источников, работающих в различных областях спектра.

Для решения данной задачи можно использовать электрооптические устройства, принцип работы которых заключается в том, что в кристалле активного вещества под действием электрического поля происходит вращение плоскости поляризации проходящего сквозь этот кристалл света [1, 2]. Такие конструкции электрооптических модуляторов являются достаточно эффективными, позволяют получить большую глубину модуляции и при этом практически безынерционны. Однако они недостаточно компактны и требуют источников высокого напряжения. Использование наноразмерных структур позволяет устранить эти недостатки. Устройство, предложенное в патенте [3], построено на использовании квантового эффекта Штарка, и представляет собой сложную многослойную структуру, содержащую квантовый слой AlGaAs, в котором под действием приложенного внешнего электрического поля происходит смещения края полосы поглощения. Электрооптические устройства позволяют эффективно осуществлять модуляцию света, однако, когда требуется синхронизация двух лазеров, работающих в различных частях спектра, наиболее рациональным решением представляются полностью оптические устройства, где один из двух лазеров является в то же время и модулирующим.

Для скоростных модуляторов более перспективно использование нелинейных эффектов в полупроводниковых соединениях. В патенте [4] представлено устройство в виде планарного волновода с градиентным распределением примеси по длине. Модулирующее излучение направляется на волновод сверху, перпендикулярно направлению распространения сигнального излучения. Падающее излучение генерирует высокую концентрацию носителей в зоне проводимости, что приводит к изменению показателя преломления полупроводника. Время срабатывания данного устройства составляет ~ 100 пс. Устройство, представленное в патенте [5], представляет собой структуру из квантовых слоев, содержащую *s*–*i*–*n* (surface–intrinsic–*n*+-doped) полупроводник, в котором под действием падающего излучения наводится электрическое поле. В данном модуляторе также используется квантовый эффект Штарка, однако смещение края поглощения в квантовом слое происходит под действием лазерного излучения.

Предлагаемая в данной статье концепция модулятора заключается в том, что модулятор представляет собой многослойную структуру, в которой при воздействии лазерного излучения показатель преломления изменяется в нескольких слоях активного нелинейного материала, что позволяет получить существенное изменение отражения

или пропускания при сравнительно небольшом изменении показателя преломления. Нелинейный эффект, возникающий в активном слое гетероструктуры, является быстропротекающим (время релаксации ~ 3 пс), что позволяет работать с короткими импульсами излучения и на высокой частоте повторения.

**Результаты**

Рассматриваемое устройство изготовлено в виде периодической многослойной гетероструктуры, один из компонентов которой является сильным нелинейным материалом. Активный нелинейный компонент выбирают таким образом, чтобы длина волны излучение модулирующего лазера попадала в область поглощения полупроводникового лазера. В зависимости от требуемой спектральной области это могут быть материалы из группы полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$, $A^{III}B^{V}$, например ZnSe, GaAs. Второй элемент многослойной гетероструктуры выбирается исходя из условия технологической совместимости с активным нелинейным компонентом, а также прозрачности для излучения обоих лазерных источников. Чередование и толщины слоев структуры выбираются таким образом, чтобы на длине волны излучения синхронизуемого лазера отражение за счет интерференции было близко к 100 %, а рядом с этой длиной волны был узкий, близкий к 100 % пик пропускания. Таким образом, при возбуждении структуры синхронизующим лазером пик пропускания будет замещать полное отражение.

Рассматриваемые в качестве примера модулятора структуры на основе ZnSe и GaAs, как было показано в статьях [6, 7], обладают характерным временем нелинейного отклика ~ 3 пс. В качестве примера реализации модулятора представлены многослойные гетероструктуры на основе ZnS/ZnSe. Данная пара полупроводниковых материалов обладает малой разницей постоянных кристаллической решетки, что позволяет выращивать методом газофазной эпитаксией структуры с большим количеством слоев и высоким коэффициентом отражения/пропускания. Существенная разница величин запрещенных зон этих материалов позволяет осуществлять возбуждение только подрешетки ZnSe излучением второй гармоники Ti: Sapphire лазера. Изменение показателя преломления ZnSe при уровнях накачки указанных в [8] составляет 0,03–0,05 по абсолютной величине. Как показывают расчеты (рис. 1), на 56-слойной структуре изменение пропускания на длине волны ~ 1,5 мкм достигает практически 100 %. На рис. 1 приведены спектры отражения, а также дифференциальный спектр отражения для 40-слойной структуры на длине волны ~ 800 нм.

В качестве второго примера материалов для оптического модулятора использованы GaAs и $Al_xO_y$. Так как данные материалы обладают большой разницей показателей преломления, то многослойная структура может содержать меньшее количество слоев, по сравнению со структурой, состоящей из слоев с малой разницей показателей преломления. Малое количество слоев является технологически более предпочтительным. В данной паре нелинейным материалом выступает арсенид галлия, который, как и селенид цинка, обладает быстрой релаксацией e-h плазмы (единицы пикосекунд). При возбуждении первой гармоникой Ti: Sapphire лазера подрешетки GaAs подрешетка $Al_xO_y$ остается в невозбужденном состоянии. Произведя расчеты аналогичные вышеописанным, было получено, что для 16-слойной структуры и уровне возбуждения, при котором концентрация свободных носителей приводит к изменению показателя преломления -0,1, можно получить близкое к 100 % изменение пропускания/отражения (рис. 2). В результате поиска структуры с минимальной шириной линии и максимальной модуляцией отражения/пропускания при минимальном количестве слоев (рис. 3) было установлено, что структуры типа

$(AB)_4(BA)_4$ и $A(BA)_4(AB)_4A$ (где A – слой GaAs, B – слой $Al_xO_y$) обладают наиболее оптимальными свойствами.

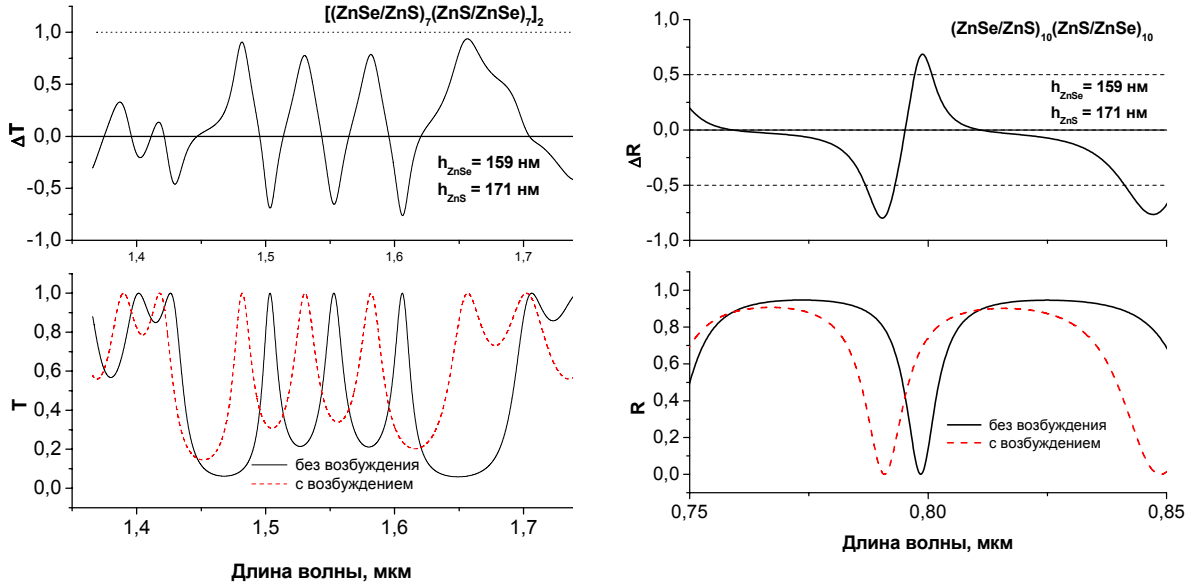



Рис. 1. Дифференциальный спектр пропускания (верхняя панель) и спектры пропускания с возбуждением и без него (нижняя панель). Параметры структуры указаны в верхней части рисунка.

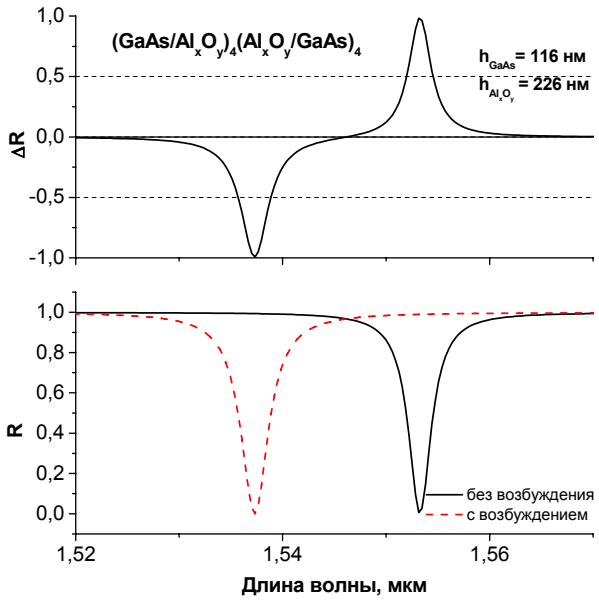



Рис. 2. Дифференциальный спектр пропускания (верхняя панель) и спектры пропускания с возбуждением и без него (нижняя панель).

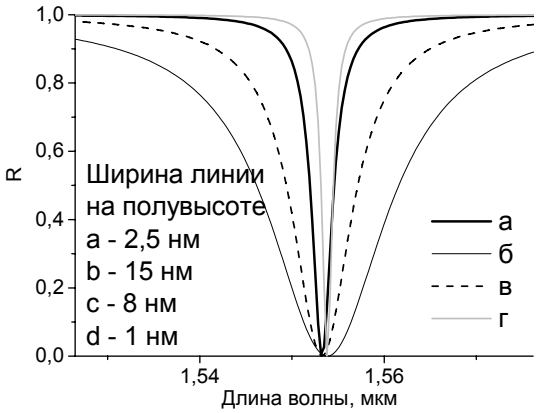



Рис. 3. Спектры отражения следующих структур: (а) $(AB)_4(BA)_4$, (б) $(BA)_4(AB)_4$, (в) $B(AB)_4(BA)_4B$, (г) $A(BA)_4(AB)_4A$

**Заключение**

В работе представлена концепция полностью оптического модулятора лазерного излучения. На примере многослойных структур ZnS/ZnSe и $GaAs/Al_xO_y$ продемонстрированы возможные реализации концепции модулятора для длин волн 800

и 1500 нм. Для структур $GaAs/Al_xO_y$ продемонстрированы результаты оптимизации эффективности и количества слоев в структуре.

Приведенные данные показывают, что данная разработка может найти применение в областях, где требуется наличие получение коротких лазерных импульсов из непрерывного лазерного излучения, а также при необходимости синхронной подачи импульсов двух различных лазерных источников. Подобные задачи могут возникнуть при конструировании установок для дистанционного зондирования атмосферы (двулучевые лидары), лазерной гравировки, спектроскопических исследований в криминалистике, медицине, биологии.

**Литература**


1. Optical modulators and apparatus including such modulators: pat. 43335939 Patent US / J. E. Stovell, J. Aughton, A. Yi; Crosfield Electronics Limited – № 139627; fil. 14.04.1980; publ. 22.06.
2. Electro-optical modulator: pat. 3958862 Patent US / M. Scibor-Rylski; № 479399; fil. 14.06.1974; publ. 25.05.1976.
3. Coupled quantum-well electro-optical modulator: pat. 5105301 Patent US / D. Campi; Centro Studi e Laboratori Telecommunicazioni S.p.A. – № 450621; fil. 14.12.1989; publ. 14.04.1992.
4. All-optical modulator with a channel waveguide: pat. 4875515 Patent US / R.J.F. Normandin; Canadian Patents and Development Ltd. – № 228473; fil. 05.08.1988; publ. 19.09.1989.
5. All optical multiple quantum well optical modulator: pat. 5323019 Patent US / M. Dutta, H. Shen; The United State of America as represented by the Secretary of the Army. – № 52408; fil. 20.04.1993; publ. 21.06.1994.
6. V. V. Stankevich, M. V. Ermolenko, O. V. Buganov, S. A. Tikhomirov, S. V. Gaponenko, P. I. Kuznetsov, G. G. Yakushcheva. Nonlinear Bragg structures based on ZnSe/ZnS superlattice. Appl. Phys. B. 2005. Vol. 81. P. 257–263.
7. M. V. Ermolenko, O. V. Buganov, S. A. Tikhomirov, V. V. Stankevich, S. V. Gaponenko, A. S. Shulenkov. Ultrafast all-optical modulator for 1.5 μm controlled by Ti: Al2O3 laser. Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 073113-1–073113-3.
8. M. V. Ermolenko, S. A. Tikhomirov, V. V. Stankevich, O. V. Buganov, S. V. Gaponenko, P. I. Kuznetsov, G. G. Yakushcheva. Ultrafast nonlinear absorption and reflection of ZnS/ZnSe periodic nanostructures. Photonics and Nanostructures–Fundamentals and Applications. 2007. Vol. 5. P. 101–105.


## All-optical modulator of laser emission


V. V. Stankevich, M. V. Ermolenko, O. V. Buganov, S. A. Tikhomirov, S. V. Gaponenko

*B. I. Stepanov Institute of Physics, NASB, Minsk 220072, Belarus*



The concept of all-optical modulator of laser emission was demonstrated. By the example of ZnS/ZnSe and $GaAs/Al_xO_y$ multilayer structures the possibility of realization of this concept was shown at wavelength 800 and 1500 nm. For structures based on $GaAs/Al_xO_y$ results of optimization of efficiency and number of layers was demonstrated.



**Keywords:** optical modulator, heterostructure, nonlinear optical response.

# Пространственное распределение силы света и силы излучения светоизлучающих и лазерных диодов

С. В. Никоненко, Е. В. Луценко, А. В. Данильчик, В. А. Ждановский, В. З. Зубелевич, А. А. Липлянин, Н. В. Ржеуцкий

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

Представлены новые измерительные возможности прошедшей метрологическую аттестацию установки «Простор ЛД-СИД» созданной в Институте физики НАН Беларуси. Показано, что именно пространственное распределение силы света и излучения, наиболее полно характеризуют полупроводниковые источники как когерентного, так и некогерентного излучения.

**Ключевые слова:** лазерный диод, светодиод, пространственное распределение, мощность, сила света, усредненная сила света, неопределенность.

## Введение

В последние десятилетия достигнут существенный прогресс в развитии твердотельных источников излучения, таких как лазерные (ЛД) и светоизлучающие диоды (СИД). Их мощность с каждым годом увеличивается, что инициирует их широкое применение в различных областях промышленности, науки и медицины. Качество и безопасность созданных на основе ЛД и СИД изделий, во многом, определяются точностью измерения их характеристик. Пространственное распределение плотности мощности ЛД и силы света СИД являются одним из важнейших характеристик, которые необходимо учитывать при конструировании, производстве и техническом обслуживании изделий, созданных на их основе.

## 1. Измерение пространственного распределения интенсивности излучения ЛД и СИД

Хотя СИД и ЛД относятся к твердотельным источникам излучения, стандартизованные методы измерения характеристик и параметров их излучения имеют существенные отличия. В настоящее время в международной метрологической практике при аттестации лазерной техники действуют международные стандарты ИСО 13694 и ИСО 11146, в которых, однако, не в полной мере учитываются особенности измерения пространственного распределения излучения полупроводниковых лазеров с большой расходимостью [1–4]. Фактически, данные стандарты регламентируют требования только для источников лазерного излучения с углом расходимости менее 30 мрад, в то время как углы расходимости излучения полупроводниковых лазеров составляют от 1° до 90°. В отношении СИД основным документом, в котором определены фотометрические и радиометрические величины, характеризующие СИД и методы их измерений, является рекомендации Международной комиссии по освещению (МКО) [5]. Как правило, СИД не является точечным источником излучения, поскольку измерение фотометрических и радиометрических величин проводятся обычно на относительно небольших расстояниях (ближне-полевое условие). Кроме того, как первичные, так и вторичные оптические компоненты СИД оказывают существенное влияние на пространственное и спектральное перераспределение излучения. Так как универсальной геометрии измерений, применимой к большому числу типов СИД, не существует, то их корректное сравнении является проблемой. Для разрешения этой проблемы МКО рекомендовало новую характеристику излучения СИД, называемую усредненной силой света или усредненной энергетической силой света, которая определяется как сила света $I_{\mathrm{LED\,A(B)}}$

в стандартных условиях A и B. Оба условия включают использование приемника с круговой апертурной диафрагмой площадью 100 мм$^2$ (диаметр 11.3 мм). Расстояние от СИД до плоскости апертурной диафрагмы фотометра или радиометра для условия A составляет 316 мм, для условия B – 100 мм, что соответствует телесному углу 0.001 ср для условия A, и 0.01 ср для условия B. Соответствующие плоские углы равны 2º и 6.5º.

В настоящее время в ведущих национальных метрологических центрах в области оптической радиометрии применяют метод детекторного подхода при создании эталонов и системы обеспечения единства измерений. Т. е. передача размеров единиц осуществляется с помощью эталонов сравнения – детекторов. При реализации детекторного подхода для измерения характеристик излучения СИД следует применять калиброванный фотометр с индексом спектрального рассогласования $f_1'$ не хуже 3 % [5]. Для измерения пространственного распределения силы света $I_{\mathrm{LED\ v}}$ рекомендуется [5] применять гониофотометрический метод, который реализован на данной установке. Этот метод позволяет также измерить пространственное распределение мощности излучения ЛД, СИД и пересчитать ее в пространственное распределение силы излучения.

## 2. Установка «Простор ЛД-СИД»

В Институте физики НАН Беларуси в 2010 г. с учетом рекомендаций [5, 6] создана установка «Простор ЛД-СИД», состоящая из гониометрической системы, фотометрического блока (включающего в себя как фотометр, так и радиометр), блока системы питания, контроля температуры ЛД и СИД. Установка обеспечивает измерение пространственного распределения силы света СИД и СИД осветителей, измерение пространственного распределения силы излучения ЛД и СИД, а также измерение усредненной силы света СИД.

При проведении метрологической аттестации установки «ПРОСТОР ЛД-СИД» были установлены следующие основные метрологические характеристики: спектральный диапазон измерения мощности излучения от 350 до 1100 нм; диапазон воспроизведения угла поворота от –110° до +110°; относительная расширенная неопределенность ($k = 2$) воспроизведения угла поворота $U_{\varphi,\theta} = 0{,}08\%$; относительная расширенная неопределенность ($k = 2$) воспроизведения расстояния от источника до входной апертуры приемника $U_l = 0{,}04\ \%$; относительная расширенная неопределенность измерений пространственного распределения мощности излучения в диапазоне от 300 мкВт до 300 мВт $U_{E_{\sigma\varphi,\theta}} = 3{,}4\ \%$, в диапазоне от 300 нВт до 30 мкВт $U_{E_{\sigma\varphi,\theta}} = 9{,}2\ \%$ (прослеживаемость до первичного эталона ВНИИОФИ, Россия); диапазон измерения силы света от 0,01 до 60 кд; относительная суммарная стандартная неопределенность измерений пространственного распределения силы света $U_{I_{\mathrm{v}}\varphi,\theta} = 1{,}04\ \%$ (прослеживаемость до первичного эталона PTB, Германия).

## 3. Экспериментальные исследования пространственного распределения силы света и силы излучения светоизлучающих и лазерных диодов

В качестве испытуемых образцов были выбраны СИД различных производителей: № 1 – LXML-PWN2, № 2 – LXML-PM01, № 3 – NS6W083BT, № 4 – P2KW, № 5 – LuxeonStar и № 6 – NoName China. Основные результаты исследований представлены на рис. 1 и в табл. 1. Естественно, если пространственное распределение излучения СИД имеет форму, заметно отличную от сферической, то должна наблюдаться существенная разница в измеренных значениях $I_{\mathrm{LED\ A(B)}}$.

Табл. 1. Средние значения $I_{\mathrm{LED\,A(B)}}$ и их СКО испытуемых образцов СИД.

| № СИД | $\bar{I}_{\mathrm{LED\,A}}$, кд | $\bar{s}_{\mathrm{A}}\%(\bar{I}_{\mathrm{LED\,A}})$,% | $I_{\mathrm{LED\,B}}$, кд | $\bar{s}_{\mathrm{B}}\%(\bar{I}_{\mathrm{LED\,B}})$,% | $\bar{I}_{\mathrm{LED\,A}}/\bar{I}_{\mathrm{LED\,B}}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 31,2528 | 0,002 | 32,5680 | 0,002 | 0,9596 |
| 2 | 3,9547 | 0,002 | 3,9476 | 0,003 | 1,0018 |
| 3 | 30,2539 | 0,004 | 30,5730 | 0,002 | 0,9896 |
| 4 | 195,3368 | 0,000 | 205,9031 | 0,000 | 0,9487 |
| 5 | 5,5446 | 0,002 | 5,8737 | 0,001 | 0,9440 |
| 6 | 5,5462 | 0,003 | 5,6260 | 0,004 | 0,9858 |

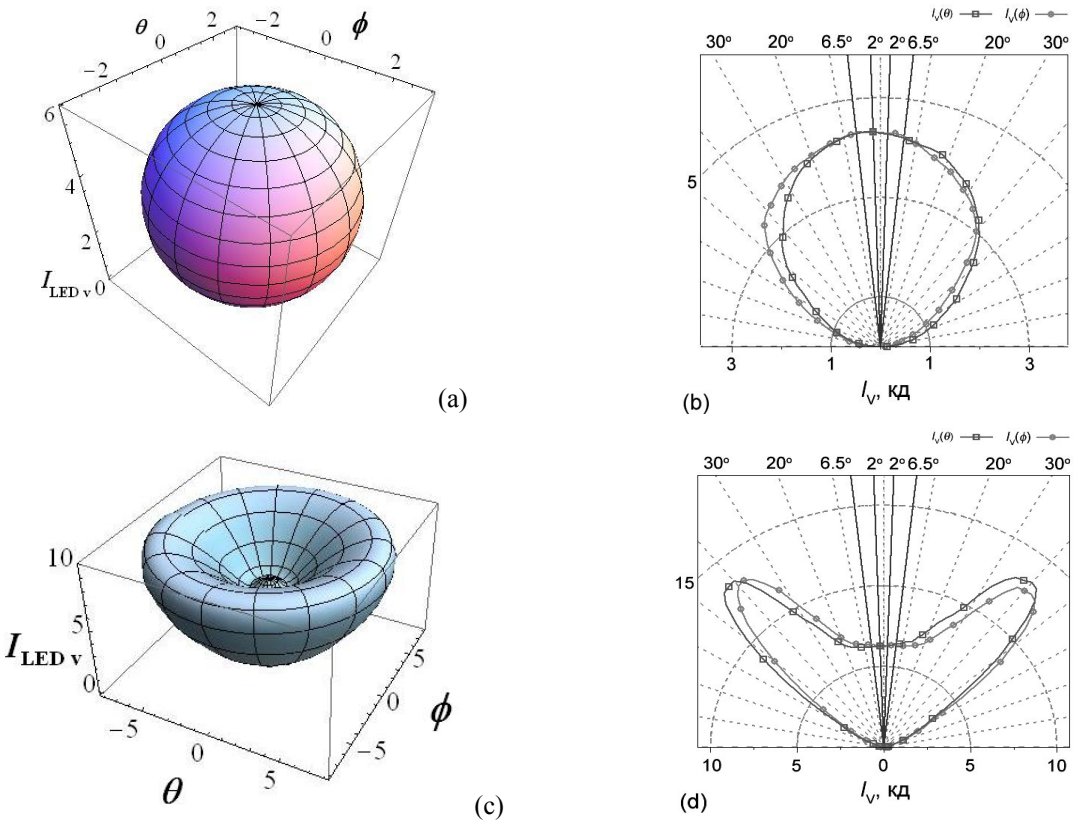



Рис. 1. Пространственное распределение силы света СИД (a, c) и ее угловые распределения в двух взаимоперпендикулярных плоскостях (b, d) для СИД № 1 (a, b) и № 5 (c, d).

Однако, как видно из таблицы, даже при очень сильном отличии пространственного распределения от сферического (рис. 1), значения усредненной силы света отличаются не сильно (до 6 %). Это связано в основном с тем, что в узком угловом диапазоне, определяемом условиями A или B, интенсивность излучения СИД слабо зависит от угла. Таким образом, как показывают результаты измерений, условия A и B не характеризуют излучение с пространственным распределением, характерным для современных СИД, применяемых в светотехнических устройствах. Введение условий A и B, по-видимому, было обусловлено тем, что в 1997 г. [1], когда эти условия были впервые приняты, абсолютное большинство СИД представляло из себя 3, 5 и 10 мм пластиковые светодиоды с узкой индикатрисой силы излучения. Поэтому, для объективной характеризации оптического излучения СИД было бы необходимо провести дополнительные измерения для больших улов раствора, при которых отличия между индикатрисами силы света проявились бы более значимо. Однако такие

измерения не представляются целесообразными, поскольку угловое распределение силы света более точно отражает характеристики излучения. Кроме этого, бóльшие расстояния от источника излучения до фотометрической головки, при определении пространственного распределения силы света СИД (около 2 м) ближе к условиям стандартной калибровки фотометров [3]. Это позволяет избежать ошибок, связанных с увеличением угла падения излучения на диффузор фотометра и соответствующих спектральных погрешностей.

**Заключение**

Таким образом, представлены новые измерительные возможности прошедшей метрологическую аттестацию установке «Простор ЛД-СИД» созданной в Институте физики НАН Беларуси. Показано, что именно пространственное распределение силы света и излучения, наиболее полно характеризуют полупроводниковые источники как когерентного, так и некогерентного излучения.

**Литература**


1. СТБ ИСО 13694-2004. Оптика и оптические приборы. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний распределения плотности мощности (энергии) лазерного излучения.
2. СТБ ИСО 11146-1-2006. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения ширин, углов расходимости и параметров качества пучка. Часть 1. Стигматические пучки и пучки с простым астигматизмом.
3. СТБ ИСО 11146-2-2006. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения ширин, углов расходимости и параметров качества пучка. Часть 2. Пучки с общим астигматизмом.
4. СТБ ИСО 11146-3-2006. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения ширин, углов расходимости и параметров качества пучка. Часть 3. Собственная и геометрическая классификация лазерных пучков, преобразование и методы испытаний.
5. CIE 127:2007 Technical report CIE. Measurement of LEDs. 2nd edition Publication. Vienna, CIE Central Bureau, 2007.
6. ГОСТ ИСО 11554-2007. Оптика и фотоника. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения мощности, энергии и временных характеристик лазерного излучения.


## Spatial distribution of luminous and radiant intensity of LED and laser diodes


S. V. Nikanenka, E. V. Lutsenko, A. V. Danilchyk, V. A. Zhdanovskii, V. Z. Zubialevich, A. A. Liplianin, M. V. Rzheutski

*B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus*
*Nezalezhnasci Ave. 68, 220070 Minsk, Belarus*
*e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by*



New measuring possibilities of certified setup «Prostor LD-LED» created in B I. Stepanov Institute of Physics are presented. It is shown, that namely spatial distribution of luminous and radiant intensity most fully characterizes the semiconductor sources of both coherent and non-coherent radiation.



**Keywords:** laser diode, LED, spatial distribution, power, luminous intensity, uncertainty.

# Влияние дизайна *p*-области на свойства InGaN/GaN светодиодов зеленого диапазона

А. В. Сахаров [а, б], А. Е. Николаев [а, б], В. В. Лундин [а, б], С. О. Усов [б], В. С. Сизов [а], А. Ф. Цацульников [а, б], М. А. Яговкина [а], Д. Ю. Казанцев [а], Б. Я. Бер [а], С. Ю. Карпов [в]

[а] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, 194021 С.-Петербург, Россия; e-mail: val.beam@mail.ioffe.ru*
[б] *НТЦ микроэлектроники РАН, Политехническая ул., 26, 194021 С.-Петербург*
[в] *ООО «Группа СТР» – ООО «Софт-Импакт», пр. Энгельсьса, 27, 194156 С.-Петербург*

Исследовано влияние содержания алюминия и уровня легирования магнием в барьерном слое для электронов (EBL) на свойства светодиодов диапазона длин волн 540–580 нм. Обнаруженное резкое изменение длины волны излучения при изменении содержания алюминия или концентрации магния может быть связано с сильным изменением электрического поля в EBL.

**Ключевые слова:** светодиод, нитрид галлия, газофазная эпитаксия, легирование.

## Введение

Прогресс в создании светодиодов на основе нитридов III группы в течение последних двух десятилетий позволил создать высокоэффективные источники света излучающие в ближнем УФ, синем, и зеленом диапазонах. Теоретически, система материалов InGaAlN позволяет реализовать излучение во всем видимом диапазоне спектра (и в ближнем ИК диапазоне), но на данный момент эффективное излучение получено только до длин волн 550–560 нм. Стоит отметить, что дизайн активной области светодиодных структур желто-зеленого диапазона во многом унаследован от светодиодов синего диапазона, это пассивный слой InGaN (или несколько ям InGaN, или сверхрешетка InGaN/GaN) над которым выращены одна или несколько активных квантовых ям (КЯ) InGaN. После КЯ обычно выращивается тонкий GaN барьер и AlGaN барьерный слой для электронов (electron blocking layer, EBL).

Существует достаточно большое количество работ посвященных светодиодам синего диапазона в которых было показано (как теоретически, так и экспериментально), что EBL необходим для эффективной работы светодиода при больших плотностях тока [1–3] так как он препятствует утечке электронов в *p*-слой, хотя были позже появились работы в которых необходимость EBL ставилась под сомнение [4]. Влияние EBL на свойства длинноволновых светодиодов на основе нитридов III группы на данный момент исследовано слабо.

В данной работе было исследовано влияние содержания алюминия в AlGaN барьерном слое для электронов и его легирования на эффективность светодиодов, излучающих в желто-зеленом диапазоне спектра.

## 1. Эксперимент

Эпитаксиальные структуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на сапфировых подложках ориентации (0001). Азот, водород и их смеси использовались в качестве несущих газов. Аммиак, триметилгаллий (ТМГ), триэтилгаллий (ТЭГ), триметилиндий (ТМИ), триметилалюминий (ТМА), моносилан и биспентациклодиенил магния использовались в качестве соединений−источников.

Светодиодная структура состояла из буферного слоя GaN: Si толщиной около 4 мкм, трех периодов пассивной сверхрешетки InGaN/GaN, образованной конвертацией InGaN при прерываниях роста, низкотемпературного слоя GaN толщиной 20 нм, одной активной InGaN КЯ толщиной 3 нм, барьерного слоя GaN толщиной 5 нм, барьерного

слоя для электронов (Al)GaN:Mg толщиной 12 нм и контактного слоя GaN: Mg толщиной 180 нм. Детали эпитаксиального роста подробнее описаны в [5].

Выращенные структуры исследовались методами фотолюминесценции (ФЛ), электролюминесценции (ЭЛ) вторичной ионной масс-спектроскопии (ВИМС) и рентгеновской дифрактометрии.

## 2. Результаты и обсуждение

В первой серии исследованных структур изменялся поток TMA при росте EBL от 0 до 50 стандартных $см^3$/мин. Как видно из табл. 1, при увеличении потока TMA происходит насыщение содержания Al в EBL, что связано с паразитными реакциями в газовой фазе реактора. С точки зрения получения максимальной эффективности существует некоторый оптимальный поток TMA (аналогично ситуации с светодиодами синего диапазона), но, что более интересно наблюдается резкое изменение длины волны излучения при увеличении потока TMA выше 2,5 $см^3$/мин (рис. 1) не наблюдавшееся для светодиодов синего диапазона.

Проведенное моделирование зонной структуры светодиода показало, что возможной причиной резкого изменения длины волны излучения при росте состава AlGaN EBL является перестройка зонной диаграммы (инвертирование электрического поля в спейсоре, разделяющем КЯ и EBL), зависящая, прежде всего, от уровня p-легирования в EBL. При увеличении концентрации алюминия резко растет энергия активации магния, который является глубокой примесью, что приводит к падению концентрации дырок. Дополнительным свидетельством этого процесса является увеличение рабочего напряжения светодиодов при токе 10 мА при увеличении потока TMA.

Табл. 1. Описание 1-й серии исследованных структур.

| № | TMA, $см^3$/мин | Al, % | λ @ 10 mA | QE @ 10 mA |
|---|---|---|---|---|
| A1 | 0 | 0 | 539 | 0,85 |
| A2 | 2.5 | 6 | 542 | 1,09 |
| A3 | 5 | 11 | 565 | 2,09 |
| A4 | 15 | 17 | 565 | 1,97 |
| A5 | 20 | 18.5 | 571 | 1,75 |
| A6 | 30 | 21.5 | 574 | 1,49 |
| A7 | 50 | 24.5 | 575 | 1,55 |

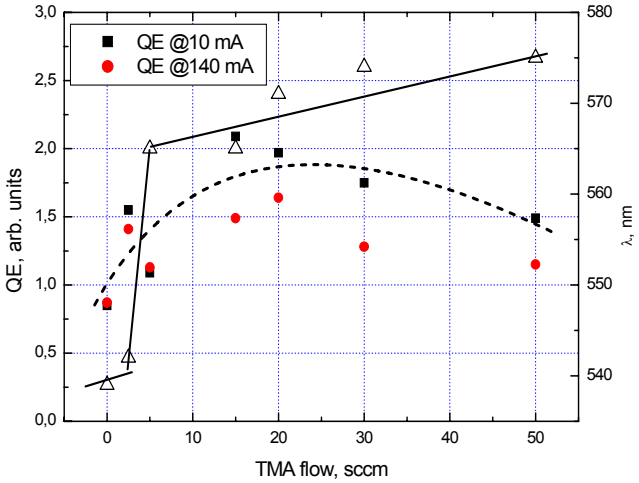



Рис. 1. Зависимость внешней квантовой эффективности (сплошные символы) и длины волны (открытые символы) излучения от потока TMA.

Для экспериментальной проверки результатов полученных при моделировании зонной структуры светодиода была выращена вторая серия образцов, в которых алюминий в EBL отсутствовал и изменялся только уровень легирования магнием в EBL (табл. 2). Концентрация Mg определялась по данным ВИМС.

На рис. 2 представлены профили распределения магния и индия для образцов B1 и B5. Профиль по магнию в основном определяется обратной диффузией. Хорошо видно, что концентрация магния в активной яме отличается почти на порядок, что может служить одним из объяснений падения эффективности излучения (рис. 3).

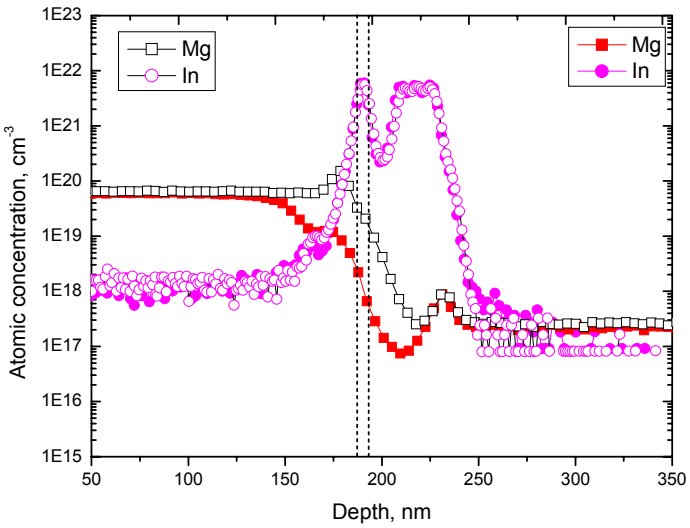



Рис. 2. Профили распределения магния и индия для образцов B5 (сплошные символы) и B1 (открытые символы) измеренные вторичной ионной масс спектроскопией.

Аналогичный эффект наблюдался и для синих светодиодов [6]. Наиболее интересно, что и в этом случае имеет место скачкообразное изменение длины волны при концентрации примеси $\sim 3\times10^{19}$ см$^{-3}$, что служит подтверждением правильности модельных расчетов.

Табл. 2. Описание 2-й серии исследованных структур.

| № | Быстрый рост | Mg, см$^{-3}$ | λ @ 10 mA | QE @ 10 mA |
|---|---|---|---|---|
| A1/B1 | нет | $10*10^{19}$ | 539 | 0,85 |
| B2 | нет | $5.0*10^{19}$ | 537 | 1 |
| B3 | да | $2.5*10^{19}$ | 557 | 1,5 |
| B3 | нет | $2.5*10^{19}$ | 557 | 2,3 |
| B4 | да | $1.2*10^{19}$ | 558 | 2,2 |
| B5 | нет | $1.2*10^{19}$ | 558 | 3,4 |

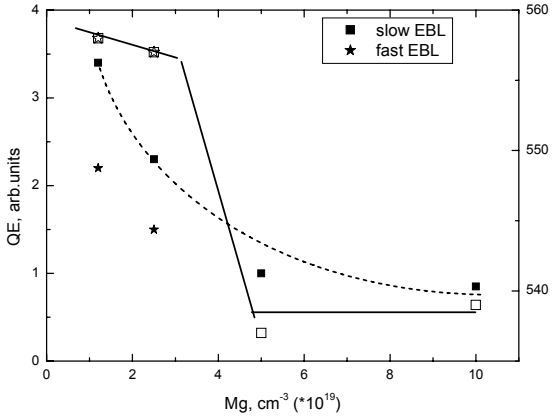



Рис. 3. Зависимость внешней квантовой эффективности (сплошные символы) и длины волны (открытые символы) излучения от концентрации Mg в EBL.

**Заключение**

Таким образом, продемонстрировано что дизайн *p*-области светодиодов длинноволнового зеленого диапазона может оказывать существенное влияние не только на эффективность, но и на длину волны излучения при номинально идентичной активной области.

**Благодарности**

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ, Федерального агентства по образованию, и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

**Литература**

1. E. F. Schubert, *Light-Emitting Diodes.* Cambridge University Press, Cambridge, (2003) (Е. Ф. Шуберт, *Светодиоды*, под. ред. А. Э. Юновича, ФИЗМАТЛИТ 2008).
2. M. F. Schubert, S. Chhajed, J. K. Kim, E. F. Schubert, D. D. Koleske, M. H. Crawford, S. R. Lee, A. J. Fischer, G. Thaler, and M. A. Banas, Appl. Phys. Lett. **91**, 231114 (2007).
3. X. Ni, X. Li, J. Lee, S. Liu, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç, and A. Matulionis, J. Appl. Phys. **108**, 033112 (2010).
4. Sang-Heon Han, Dong-Yul Lee, Sang-Jun Lee, Chu-Young Cho, Min-Ki Kwon, S. P. Lee, D. Y. Noh, Dong-Joon Kim, Yong Chun Kim, and Seong-Ju Park, Appl. Phys. Lett. **94**, 231123 (2009).
5. W. V. Lundin, A. E. Nikolaev, A. V. Sakharov, E. E. Zavarin, G. A. Valkovskiy, M. A. Yagovkina, S. O. Usov, N. V. Kryzhanovskaya, V. S. Sizov, P. N. Brunkov, A. L. Zakgeim, A. E. Cherniakov, N. A. Cherkashin, M. J. Hytch, E. V. Yakovlev, D. S. Bazarevskiy, M. M. Rozhavskaya, and A. F. Tsatsulnikov, J. Crystal Growth, **315** (1), 267 (2011).
6. K. Köhler, A. Perona, M. Maier, J. Wiegert, M. Kunzer, and J. Wagner, Phys. stat. sol. (a) **203** (7), 1802 (2006).

## Influence of *p*-type layers design on properties of green InGaN/GaN LEDs

A. V. Sakharov [a,b], A. E. Nikolaev [a,b], W. V. Lundin [a,b], S. O. Usov [b], V. S. Sizov [a], A. F. Tsatsul'nikov [a,b], M. A. Yagovrina [a], D. Yu. Kazantsev [a], B. Ya. Ber [a], S. Yu. Karpov [c]

[a] *Ioffe Institute, Polytechnicheskaya Str. 26, 194021 St. Petersburg, Russia*
*e-mail: val.beam@mail.ioffe.ru*
[b] *Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center of RAS, Polytechnicheskaya Str. 26, 194021 St. Petersburg, Russia*
[c] *STR-Group – Soft-Impact, Ltd., 27 Engels Ave., 194156 St. Petersburg, Russia*

The influence of the Al content and Mg doping level in electron blocking layer on the performance of InGaN light emitting diodes with an emission wavelength of 540–580 nm has been investigated. Threshold-like dependence of emission wavelength on the Mg doping level was found, possibly due to strong change of electric field in EBL.

**Keywords:** LED, GaN, MOVPE, doping.

# Портативный оптический анализатор содержания воды в нефти на основе светодиодов и широкополосного фотодиода в средней инфракрасной области спектра (1.6–2.4 мкм)

Ю. П. Яковлев, Н. Д. Стоянов, С. С. Молчанов, К. В. Калинина

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, лаборатория инфракрасной оптоэлектроники, С.-Петербург, Россия; e-mail: yakovlev@iropt0.ioffe.ru*

Мы предлагаем новый метод измерения содержания воды в нефти на основе светодиодов и широкополосных фотодиодов в средней инфракрасной области спектра (1.6–2.4 мкм). Для развития этого метода мы исследовали спектры поглощения чистой воды, нефти, а также смеси воды с нефтью с различной концентрацией воды, используя девять светодиодов, излучающих в спектральном диапазоне 1.6–2.4 мкм. [1] (рис. 1, *a*, *b*). Согласно рис. 1, вода имеет сильные абсорбционные полосы в диапазонах 1.85–2.05 мкм и 2.4–2.6 мкм, а нефть – в диапазонах 1.65–1.87 мкм и 2.24–2.47 мкм. Таким образом, существует область спектра от 1.6 до 2.5 мкм, в которой поглощение инфракрасного излучения водой и поглощение нефтью имеет большое различие.

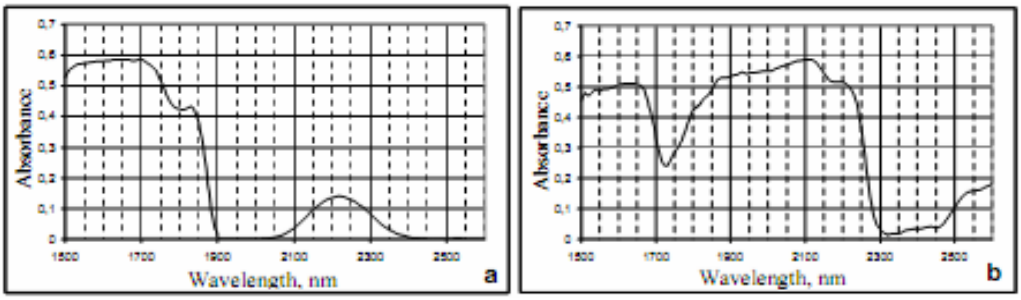



Рис. 1. Оптическая плотность в ИК-диапазоне: (*a*) воды, (*b*) нефти.

Излучение на длине волны 1.9 мкм (светодиод LED 19) сильно поглощается водой (рис. 1, *a*), в то время как излучение на длине волны 1.65 мкм (светодиод LED 16) поглощается нефтью (рис. 1, *b*). Различие в величине поглощения излучения этих светодиодов может быть использовано для определения концентрации воды в нефти.

При этом интенсивность излучения, проходящая через водно-нефтяную эмульсию, в большой степени зависит от рассеивания света на границе раздела двух фаз (капли воды в нефти). Поэтому, чтобы компенсировать эти эффекты, необходим третий источник излучения (опорный). Светодиод LED 22 с максимумом полосы излучения 2.20 мкм был выбран для этой цели, так как поглощение излучения на этой длине волны практически соизмеримо для образцов нефти и воды.

Оптическая ячейка для сенсора воды в нефти была разработана на основе трехэлементной мозаики, содержащей три светодиода с максимумами излучения 1.65 мкм, 1.94 мкм и 2.2 мкм (опорный светодиод), а также широкополосный фотодиод, работающего в спектральном диапазоне 1.3–2.4 мкм [2] (рис. 2).

Мы построили калибровочную кривую по результатам измерения концентрации воды в нефти, которая была получена по результатам поглощения излучения всех трех светодиодов в водно-нефтяной эмульсии разного состава (рис. 3, *a*). Опираясь на результаты исследования оптической ячейки, был создан пилотный образец сенсора воды в нефти, обеспечивающий прямое измерение воды в нефти, (рис. 3, *b*). Этот портативный прибор позволяет измерять содержание воды в нефти в диапазоне 0–80 % с точностью 2–3 %.

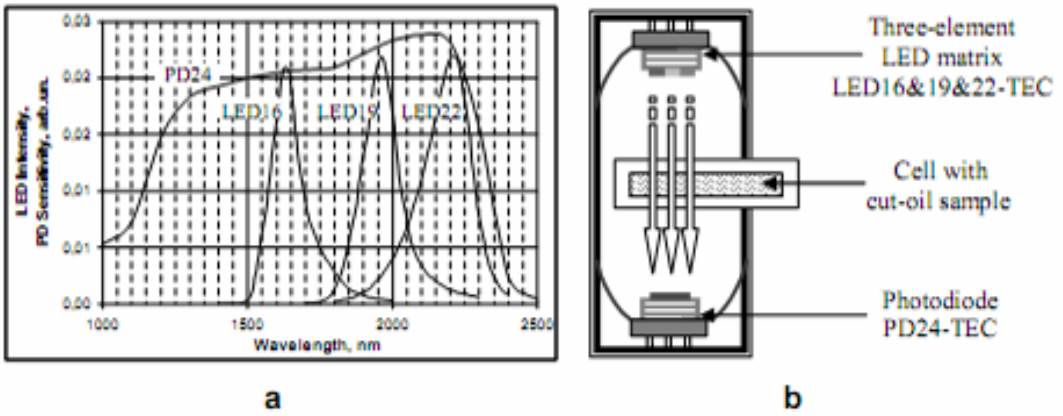



Рис. 2. Спектры излучения светодиодов трехэлементной светодиодной матрицы и спектральная чувствительность фотодиода (*а*) и схема оптической ячейки (*б*).

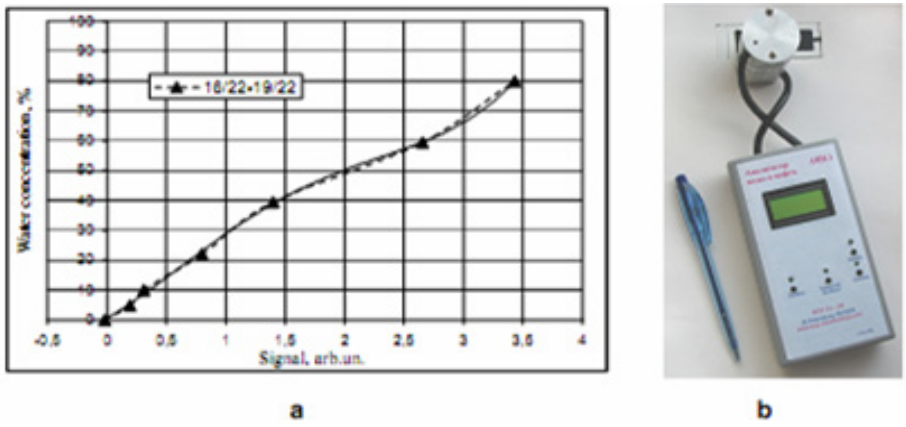



Рис. 2. Калибровочная кривая оптической ячейки портативного сенсора воды в нефти (*а*) и его внешний вид (*б*).

**Литература**

1. N. D. Stoyanov, B. E. Zhurtanov, A. P. Astakhova, A. N. Imenkov, Yu. P. Yakovlev "High Efficient LEDs of 1.6−2.4 μm spectral range for medical diagnostics and ecological monitoring". Semiconductors, 2003, Vol. 37, no. 8, pp. 996–1009.
2. I. A. Andreev, N. D. Il'inskaya, E. V. Kunitsyna, M. P. Mikhailova, Yu. P. Yakovlev. "Large area GaInAsSb/ GaAlAsSb photodiodes for the 0.9−2.4 μm spectral range". Semiconductors, 2003, Vol. 37, no. 8, pp. 974–979.

## Portable optical sensor of water in oil based on mid-IR (1.6-2.4 μm) light emitting diodes and wideband photodiode

Yu. P. Yakovlev, N. D. Stoyanov, S. S. Molchanov, K. V. Kalinina

*Ioffe Physical Technical Institute, 194021 St.-Petersburg, Russia*
*e-mail: yakovlev@iropt0.ioffe.ru*

We propose a novel technique for measuring water in oil based on mid-infrared (1.6 -2.4 μm) light emitting diodes (LEDs) and wideband Photodiode (1.2–2.4 μm). This sensor allows detection of water in oil in the range of water concentration 0–80 % with an error 2–3 %.

**Keywords:** optical sensor, water in oil, mid-IR light emitting diode.

# Светодиодная линейка с непосредственным жидкостным охлаждением

Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, А. В. Данильчик, В. Н. Павловский, В. З. Зубелевич

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь; a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by*

Создан стенд для непосредственного жидкостного охлаждения светодиодных кристаллов. Измерены КПД и мощность оптического излучения линейки светодиодов с активным жидкостным охлаждением в зависимости от тока инжекции. Максимальная оптическая мощность излучения достигала 4.5 Вт при токе инжекции 2 А. Достигнуто тепловое сопротивление линейки светодиодов с водяным охлаждением кристаллов менее 2 К/Вт.

**Ключевые слова:** светодиод, жидкостное охлаждение, тепловое сопротивление.

## Введение

Понижение теплового сопротивления мощных светодиодов (СД) до единиц К/Вт является основным условием, при котором возможно получение мощных световых потоков в течение длительного срока службы СД. Так как тепловое сопротивление светодиодов с активным охлаждением потоком жидкости [1, 2] непосредственно светодиодного кристалла значительно меньше, чем у обычных светодиодов с пассивным охлаждением, такие устройства перспективны для получения мощных световых потоков, например, достаточных для накачки активных лазерных сред. Несмотря на высокие значения тока инжекции, необходимые для получения высокой интенсивности, низкое тепловое сопротивление таких светодиодов позволит увеличить срок службы, а также уменьшить вызванное перегревом падение квантовой эффективности. Мы предполагаем, что использование линейки светодиодов с непосредственным охлаждением потоком жидкости позволит достичь значительных плотностей оптической мощности, достаточных для накачки активных лазерных сред.

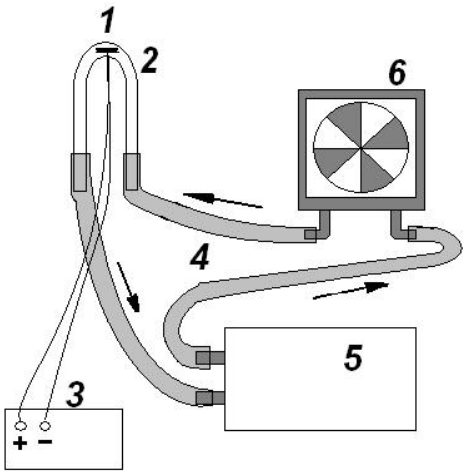
## 1. Методика эксперимента

На рис. 1 приведена схема установки для непосредственного жидкостного охлаждения светодиодных кристаллов. На грань (площадку) 15×2 мм медной пластины размерами 12×5×2 мм методом поверхностного монтажа были посажены соединенные электрически последовательно три светодиода марки Rebel LXML-PB01-0023 [3]. Для охлаждения непосредственно кристаллов были удалены силиконовые линзы светодиодов. Изготовленная таким образом линейка светодиодов 1 помещалась в стеклянную трубку 2, с циркулирующим в ней потоком жидкости. Для поддерживания температуры жидкости на уровне комнатной температуры, жидкость пропускалась через радиатор 6, охлаждавшийся вентилятором. Принудительная циркуляция жидкости осуществлялась насосом 5.

Питание светодиодов осуществлялось непрерывным током до 2 А. Исследовались два режима работы созданного макета: с использованием в качестве охлаждающей жидкости деионизованной воды и этилового спирта. Для контроля величин перегрева активной области светодиодов использовался метод, основанный на сравнении положений измеренных спектров электролюминесценции при постоянном токе с положениями спектров электролюминесценции при возбуждении короткими импульсами тока в зависимости от температуры [2]. При этом импульсы тока, прикладываемые к светодиоду, имели длительность 1 мкс и частоту повторения 1 кГц.

## 2. Результаты и обсуждение

Светодиоды Rebel LXML-PB01-0023 излучают в синей области спектра, и их основные параметры можно найти на сайте производителя [3]. На рис. 2 представлена зависимость положения спектра электролюминесценции такого светодиода от его температуры, задаваемой внешним нагревателем, при импульсном токе величиной 2 А. Смещение спектра на 1 нм соответствует изменению температуры на 27.7 °С.




*1* – светодиоды, 2 – стеклянная трубка, 3 – источник тока, 4 – шланги, 5 – насос, 6 – радиатор

Рис. 1. Схема стенда с жидкостным охлаждением светодиодных кристаллов.

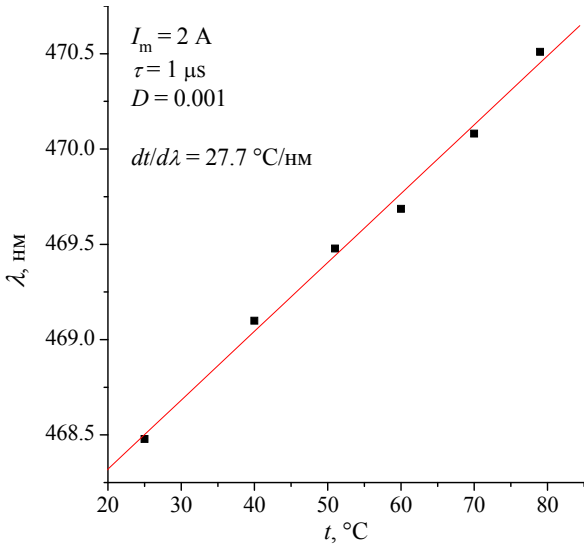



Рис. 2. Зависимость положения спектра ЭЛ от температуры при импульсном токе величиной 2 А.

На рис. 3 *а*, *б* приведены спектры электролюминесценции исследуемой светодиодной линейки при непрерывном и импульсном возбуждении током величиной 2 А при использовании в качестве охлаждающей жидкости деионизированной воды и этилового спирта соответственно.

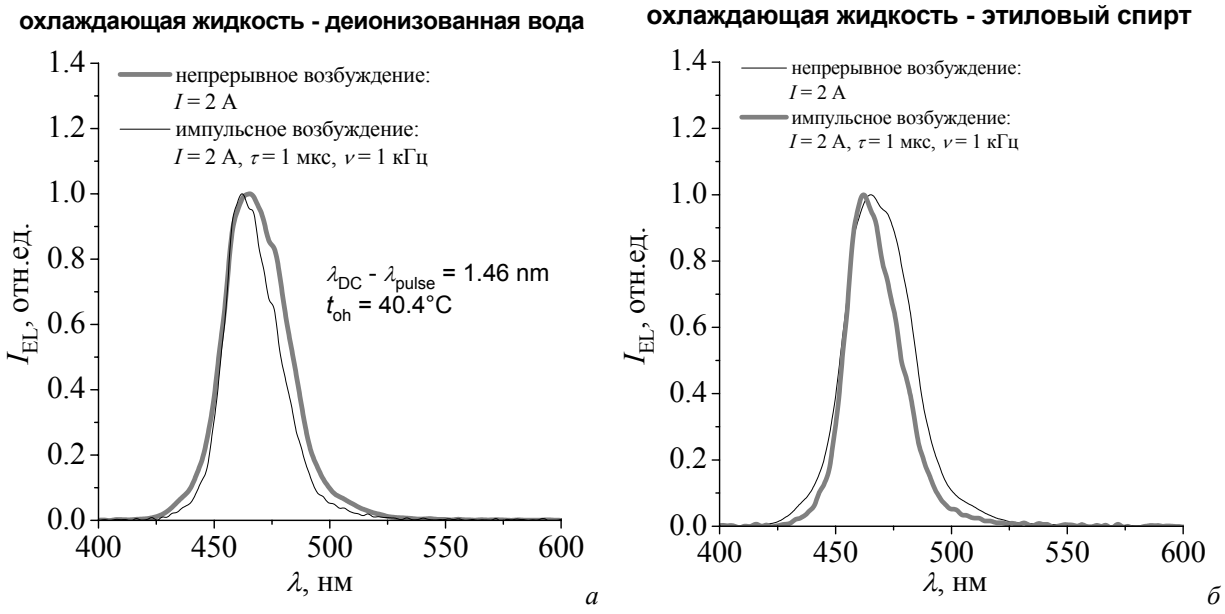



Рис. 3. Спектры электролюминесценции светодиодной сборки при непрерывном и импульсном возбуждении при охлаждении деионизованной водой (а) и спиртом (*б*).

При использовании деионизованной воды разность положений спектров ЭЛ при непрерывном и импульсном токах $\lambda_{DC} - \lambda_{pulse} = 1.46$ нм, соответственно температура перегрева активной области $t_{перегр} = 40.4$ °C. При охлаждении светодиодной линейки этиловым спиртом разность положений спектров ЭЛ при непрерывном и импульсном составила $\lambda_{DC} - \lambda_{pulse} = 1.83$ нм, что соответствует температуре перегрева активной области $t_{перегр} = 50.7$ °C. На рис. 4 представлены результаты измерений КПД и мощности оптического излучения светодиодного модуля с активным охлаждением деионизованной водой в зависимости от тока инжекции. Максимальная оптическая мощность излучения превысила 4.5 Вт при токе инжекции 2 А. Максимальное значение КПД, которое составляет 40 %, получено при токе инжекции 0.15 А, и 20 % – при токе инжекции 2 А. Следовательно, при охлаждении деионизованной водой при токе 2 А и измеренном перегреве светодиода можно оценить общее полное тепловое сопротивление светодиодного модуля, которое составляет менее 2 К/Вт. При использовании в качестве охлаждающей жидкости этилового спирта перегрев составляет 50 °C. В этом случае, общее полное тепловое сопротивление светодиодного модуля составляет ~ 2 К/Вт.

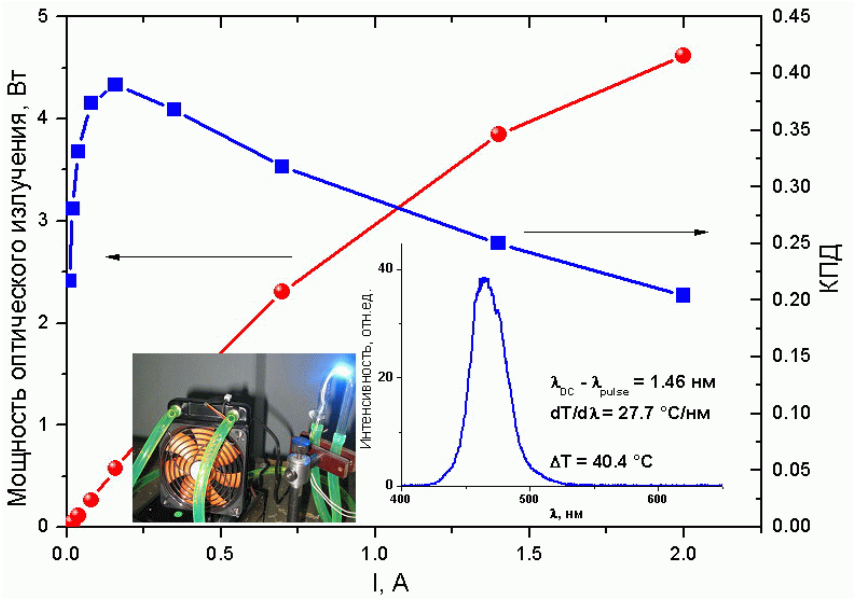



Рис. 4. КПД и мощность оптического излучения светодиодного модуля с активным охлаждением деионизованной водой в зависимости от тока инжекции.
Вставки: фотография стенда и спектр излучения при токе 2 А.

**Заключение**

Разработан и изготовлен макет светодиодного модуля с активным жидкостным охлаждением трех светодиодных кристаллов, излучающий в синей области спектра. Достигнуто тепловое сопротивление менее 2 К/Вт светодиода с активным жидкостным охлаждением кристалла. Низкое тепловое сопротивление позволяет обеспечить значительно бóльшие по сравнению с паспортными плотности тока инжекции и, соответственно, увеличить оптическую мощность излучения при сохранении длительного срока службы.

Максимальная оптическая мощность излучения превышала 4.5 Вт при токе инжекции 2 А, притом что заявленный производителем рабочий ток составляет всего 350 мА. КПД достигает максимального значения, равного 40 % при токе инжекции 0.15 А, и 20 % при токе 2 А. По температурному смещению спектров излучения

показано, что перегрев активной области при токе инжекции 2 А составляет 40 °С, при использовании в качестве хладагента деионизированной воды.

**Литература**


1. Y. Laia, N. Corderoa, F. Barthelb, F. Tebbeb, J. Kuhnb, R. Apfelbeckb, and D. Würtenbergerb Liquid cooling of bright LEDs for automotive applications. Appl. Thermal Engineering. 2009. Vol. 29, Nos. 5–6. P. 1239–1244.
2. E. V. Lutsenko, A. V. Danilchyk, M. V. Rzheutski, V. N. Pavlovskii, and G. P. Yablonskii. Active region overheating temperature of commercial and active liquid cooled LEDs. Annual proc. Technical Univ. of Varna. 2010 / Int. Scientific and Appl. Conf. “Opto-Nano Electronics and Renewable Energy Sources”, 2010. Proc., ISSN 1312-1839, St. Constantine and Helena Resort, Varna, Bulgaria. 21–25 Sept. 2010. P. 38–42.
3. http://www.philipslumileds.com/uploads/265/DS68.pdf.


## Light emitting diodes array with direct liquid cooling


E. V. Lutsenko, M. V. Rzheutski, A. V. Danilchyk, V. N. Pavlovskii, V. Z. Zubialevich

*B. I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus, 68Nezalezhnasti Ave., 220072 Minsk, Belarus; e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by*



Rack for direct liquid cooling of light emitting diode (LED) crystals was created. Efficiency and optical power of LED array emission was measured at active liquid cooling in dependence of injection current. Maximal optical power of emission reached 4.5 W at injection current of 2 A. Thermal resistance of LED array with direct liquid cooling of the crystal lower than 2 K/W was reached.



**Keywords:** light emitting diode, direct liquid cooling, thermal resistance, optical power.

# Температурные зависимости спектральных параметров белых светодиодов

Е. В. Луценко [а], Н. В. Ржеуцкий [а], А. В. Данильчик [а], В. З. Зубелевич [а], В. Н. Павловский [а], Ю. В. Трофимов [б], В. С. Поседько [б], С. И. Лишик [б], В. И. Цвирко [б]

[а] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь; e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by*
[б] *Государственное предприятие «ЦСОТ НАН Беларуси», Минск, Беларусь*

Исследованы спектры электролюминесценции мощных светодиодов холодного, нейтрального и теплого оттенков белого света. Установлены величины токов инжекции, при которых эффективность светодиодов достигает максимума. Определено влияние температуры на величину оптимального тока. Установлены зависимости цветовой коррелированной температуры и индекса цветопередачи от температуры теплоотводящего основания при номинальном и оптимальном токах.

**Ключевые слова:** спектры электролюминесценции, индекс цветопередачи.

## Введение

Большинство светодиодов (СД) белого свечения создается на основе гетероструктур InGaN/GaN, излучающих в фиолетовой-синей ($\lambda = 440 \div 465$ нм) или ультрафиолетовой ($\lambda = 380-400$ нм) областях, за счет покрытия различными люминофорами. Изменяя состав и количество люминофора, можно получить светодиоды с цветовой коррелированной температурой (ЦКТ) от теплого до холодного оттенков белого света. Важным параметром белых СД является индекс цветопередачи, комфортное значение которого для человека должно составлять 80–100 %. Недостаточно эффективный отвод тепла от светодиода может привести к перегреву активного слоя, изменению положения и формы спектра электролюминесценции, что в итоге повлияет как на цветовую температуру, так и на индекс цветопередачи. Представляет значительный интерес определение влияния температуры теплоотвода на цветовые характеристики белых светодиодов как при номинальном токе инжекции 350 мА, так и при токе, при котором эффективность излучения белых светодиодов максимальна.

## 1. Методика эксперимента

Исследованы зависимости квантовой эффективности светодиодов Rebel и Nichia холодного (PWC1-0080), натурального (PWN1-0080) [1] и теплого белого (NS6L083) [2] свечения от тока инжекции, температуры теплоотвода, напряжения прямого смещения, спектры электролюминесценции при номинальном рабочем токе и при токах, соответствующих максимальной эффективности электролюминесценции.

Спектры электролюминесценции регистрировались монохроматором, оснащенным ПЗС линейкой с разрешающей способностью не хуже 0.5 нм. Сбор излучения осуществлялся с помощью оптического волокна. Температура теплоотвода светодиодов задавалась элементом Пельтье PE-127-14-253, управляемым термоконтроллером 5235 TECSource, при изменении тока от - 2.35 А (- 40°С) до + 0.6 А (+ 40°С).

Индекс цветопередачи и цветовая коррелированная температура определялись из спектров электролюминесценции по стандартной методике, утвержденной Международной комиссией по освещению (CIE) в 1964 г. [3].

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости тока инжекции, соответствующего максимальной эффективности светодиодов Nichia NS6L083, Rebel PWC1-0080 и Rebel PWN1-0080 от температуры теплоотвода. Видно, что светодиод Rebel PWC1-0080 имеет оптимальный ток, соответствующий максимальной эффективности, больший, чем остальные при всех температурах. Таким образом, по этому параметру светодиод Rebel PWC1-0080, имеющий максимальную эффективность при токах большей величины, ближе к эксплутационным характеристикам светодиода, работающего при номинальных токах. Кроме того, измерения показывают, что падение квантовой эффективности излучения с увеличением тока инжекции у него происходит медленнее, чем у остальных светодиодов.

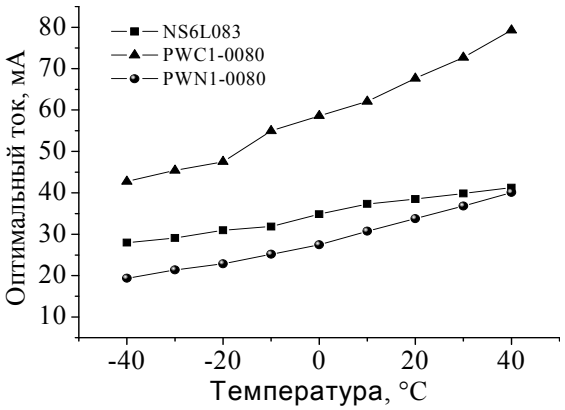



Рис. 1. Зависимости значений оптимального тока светодиодов Nichia NS6L083, Rebel PWC1-0080 и PWNC1-0080 в диапазоне температур –40–+40°C.

Спектры излучения светодиодов холодного, нейтрального и теплого белого свечения при рабочем токе 350 мА при различных температурах представлены на рис. 2 а, б и 3 а. На рисунках виден различный вклад в общее излучение, вносимый синей полосой излучения гетероструктуры и длинноволновой полосой люминофора. Холодное белое свечение в светодиоде Rebel PWC1-0080 получается за счет преобладания по интенсивности синей полосы излучения над полосой люминофора (максимум при ~ 535 нм).

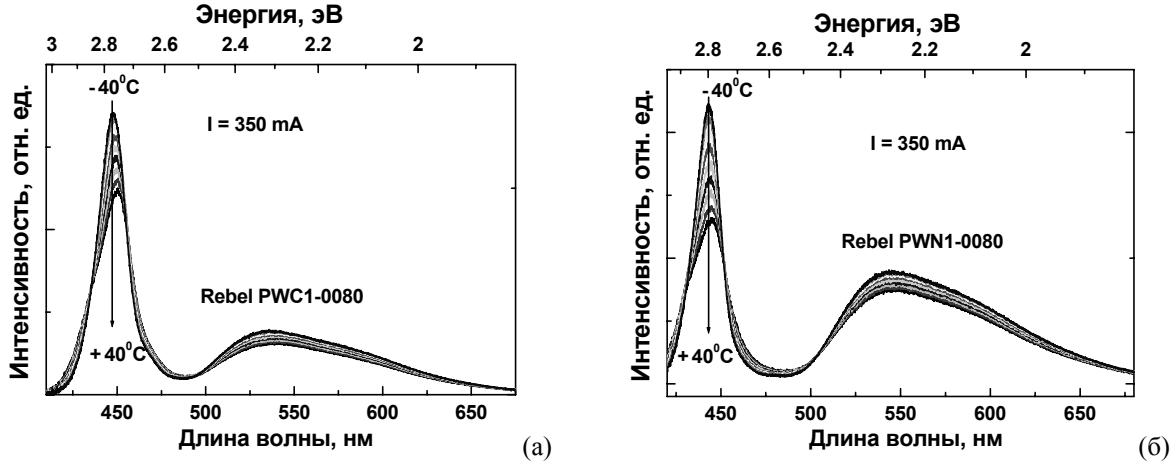



Рис. 2. Спектры излучения светодиодов Rebel PWC1-0080 (а) и Rebel PWNC1-0080 (б) в диапазоне температур -40 ÷ +40°C при токе $I$ = 350 мА.

В светодиоде Rebel PWN1-0080 нейтрального белого свечения (рис. 2 б) возрастает вклад более длинноволновой полосы излучения люминофора с максимумом около 545 нм. У светодиода Nichia NS6L083 теплого белого свечения вклад полосы более длинноволнового люминофора (максимум при 580 нм) еще больше.

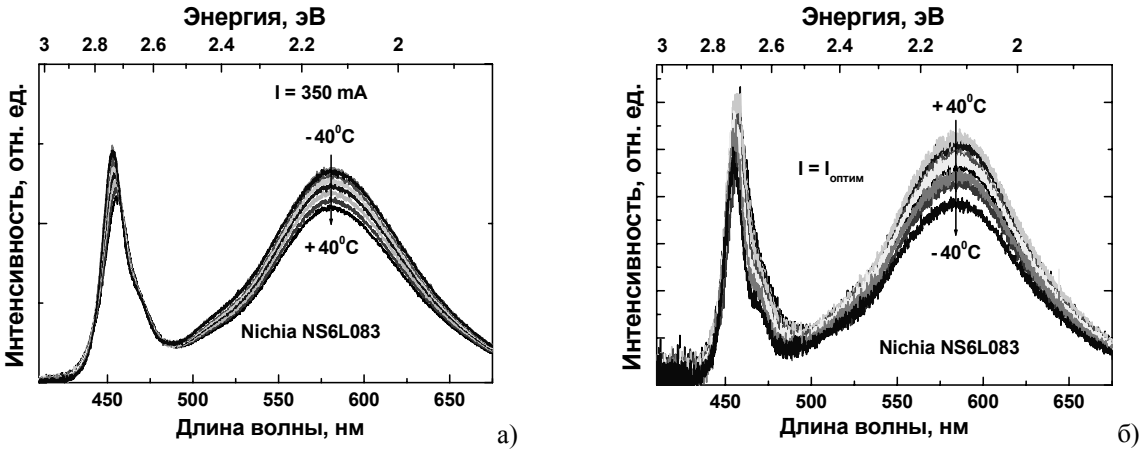



Рис. 3. Спектры излучения светодиода Nichia NS6L083 в диапазоне температур –40–+40°С при токе $I$ = 350 мА (а) и при токе, соответствующем максимальной эффективности (б).

Также были измерены спектры излучения этих светодиодов при токах, соответствующих максимальной эффективности, в диапазоне температур – 40–+ 40°С. Соответствующие спектры для светодиодов холодного, нейтрального и теплого свечения приведены на рис. 3 б, 4 а, б. Видно, что с повышением температуры интенсивность излучения при оптимальном токе увеличивается. Это обусловлено возрастанием величины оптимального тока при повышении температуры. Несмотря на падение эффективности при повышении температуры, интенсивность излучения увеличивается, поскольку вклад от возрастания тока преобладает.

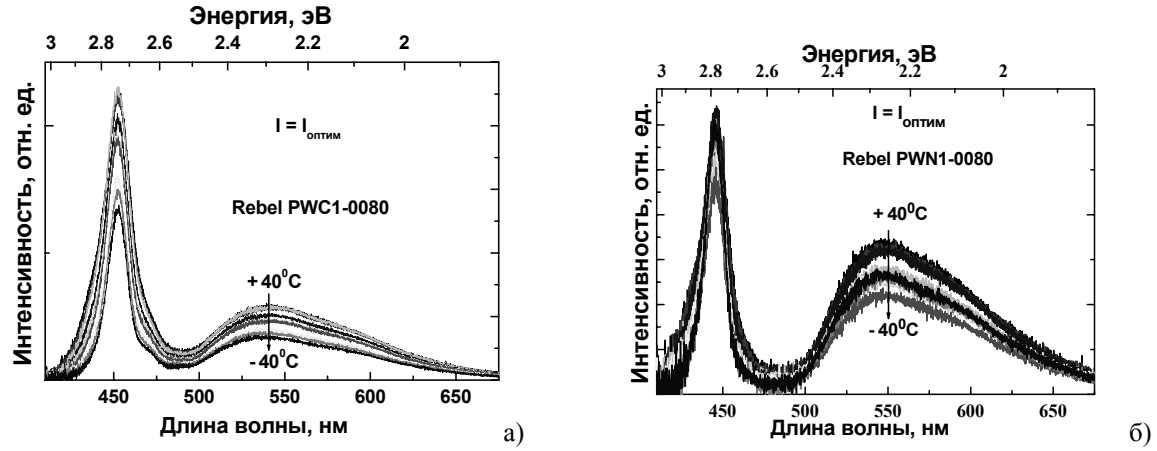



Рис. 4. – Спектры излучения светодиодов Rebel PWC1-0080 (а) и Rebel PWN1-0080 (б) в диапазоне температур -40 ÷ +40°С при токе, соответствующем максимальной эффективности.

Расчет цветовых температур и индексов цветопередачи белых светодиодов показывает незначительное изменение этих параметров для трех исследуемых образцов светодиодов различных оттенков белого света в диапазоне температур светодиодов -40–+40°С. Незначительный рост цветовой температуры с ростом внешней

температуры происходит у всех СД. Это может быть объяснено небольшим уширением спектров электролюминесценции светодиодов, как видно из рис. 2–4, обусловленным ростом температуры. Индекс цветопередачи изменяется в пределах 62–66 для светодиодов Rebel и в пределах 69–70 для светодиода Nichia.

**Заключение**

Получены зависимости тока, при котором достигается максимальная эффективность белых светодиодов холодного, нейтрального и теплого оттенков белого света от температуры. Показано, что при повышении температуры теплоотвода происходит увеличение цветовой температуры светодиода, обусловленное тепловым уширением спектра люминесценции излучающей области, как при номинальном токе, так и при токе, при котором светодиоды имеют максимальную эффективность.

**Литература**

1. http://www.philipslumileds.com/uploads/28/DS64.pdf.
2. http://www.all-tronic.com/pdf/NS6L083.pdf.
3. http://www.cie.co.at/index.php/index.php?i_ca_id=462.

## Temperature dependencies of spectral parameters of white LEDs

E. V. Lutsenko [a], M. V. Rzheutski [a], A. V. Danilchyk [a], V. N. Pavlovskii [a], V. Z. Zubialevich [a], J. V. Trofimov [b], V. S. Posedko [b], S. I. Lishik [b], V. I. Tsvirko [b]

*[a] B. I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus, 68 Nezaleznasti Ave., 220072 Minsk, Belarus; e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by*
*[b] Center of LED and Optoelectronic Technologies of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus*

Electroluminescence spectra of high-power LEDs of cold, neutral and warm white light were investigated. Injection current values were established at which efficiency of LEDs reaches a maximum. Influence of temperature on a value of the optimal current was determined. Dependences of correlated color temperature and color rendering index on temperature of heat-removing base were established at nominal and optimal currents.

**Keywords:** electroluminescence spectra, color rendering index.

# Исследование влияния влагозащитных покрытий на светотехнические параметры светодиодов

Ю. В. Трофимов, В. С. Поседько, Е. Ф. Острецов, В. И. Цвирко, Л. Н. Сурвило

*Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Беларуси, Минск, Беларусь;*
*e-mail: senso@inel.bas-net.by*

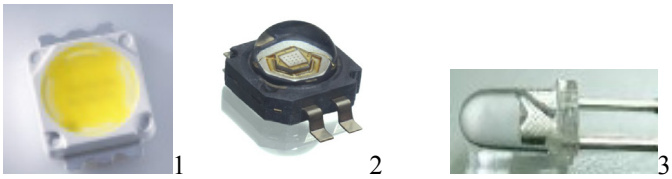
Приведены результаты исследований влияния традиционных влагозащитных покрытий на светотехнические параметры светодиодов. Получены сравнительные угловые зависимости силы света и цветовой температуры для белых светодиодов различного конструктивного исполнения при использовании акрилового, акрилово-уретанового УФ-отверждаемого, полиуретанового лаков и полипараксилилена.

**Ключевые слова:** светодиод, светодиодный модуль, влагозащитное покрытие, светотехнические параметры, цветовая температура.

Для предохранения электронных модулей на печатных платах от воздействия влаги и агрессивных сред традиционно используются различные влагозащитные покрытия, но при нанесении на светодиод они могут вызывать изменение его светотехнических характеристик. Поэтому сплошное нанесение защитных полимерных покрытий на светодиодные модули следует применять весьма осторожно, обязательно контролируя при этом оптические параметры светового излучения.

Для проведения исследований были выбраны светодиоды NS3W183 (Nichia) с плоской заливкой без линзы; Luxeon K-2 White (Philips Lumileds) с силиконовой линзой; NSPL500S (Nichia) в стандартном 5 мм корпусе-линзе T1-3/4.

Все светодиоды являются источниками белого цвета свечения и изготовлены с использованием люминофорных технологий. Фотографии исследуемых светодиодов приведены на рис. 1.



1 2 3

светодиоды: 1 – NS3W183; 2 – Luxeon K-2; 3 – NSPL500S

Рис. 1. Конструктивное исполнение исследованных светодиодов.

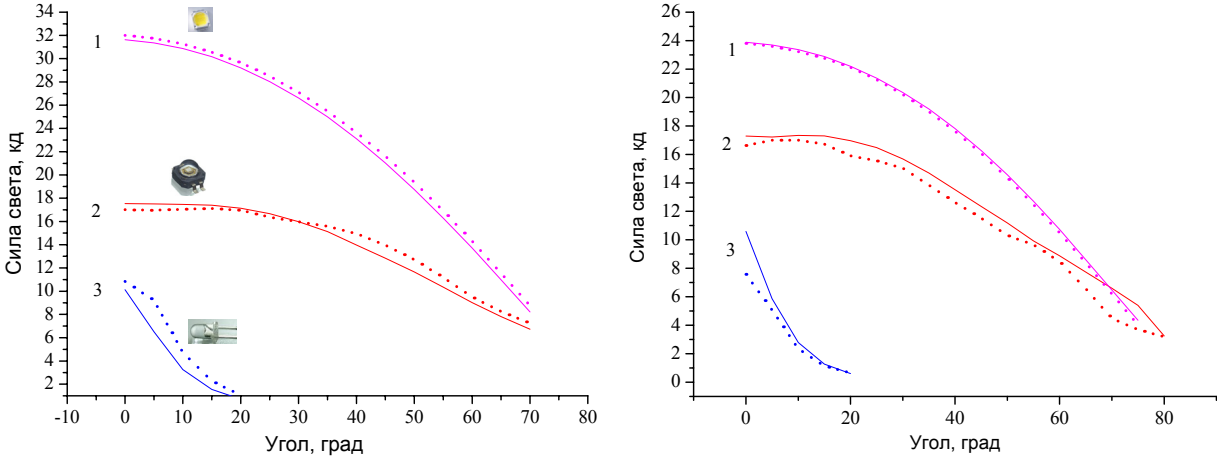
В качестве влагозащитных покрытий использовались: акриловый и полиуретановый лаки Cramolin PLASTIK, Германия; акрилово-уретановый УФ-отверждаемый лак 13116; полипараксилилен.

Полиуретановый и акриловый лаки наносились пульверизацией (толщина слоя 45–50 мкм и 25–30 мкм, соответственно, сушка на воздухе при комнатной температуре), а УФ-отверждаемый лак 13116 (толщина слоя 8–10 мкм) – методом полива. Защитный слой полипараксилилена (~ 10 мкм) формировался методом вакуум-пиролитической полимеризации на экспериментальной установке в Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН.

Световые характеристики светодиодов и полимерных покрытий исследовались с помощью сканирующего спектрометра SPECTRO 320 и гониофотометра LEDGON 100 (Instrument Systems).

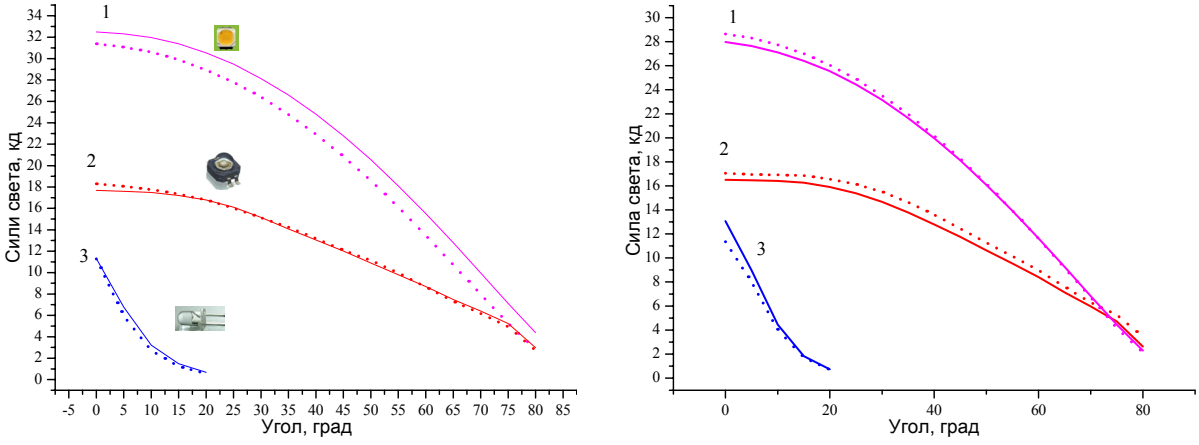
На рис. 2 и 3 представлены сравнительные угловые зависимости силы света для различных типов светодиодов при однослойном нанесении полимерных покрытий. На

всех рисунках характеристики светодиодов без защитного покрытия представлены сплошной линией, а после его нанесения – пунктирной линией, нумерация кривых соответствует нумерации светодиодов на рис. 1.




а) б)

Рис. 2. Угловая зависимость силы света для различных типов светодиодов при защите акриловым лаком (а) и УФ-отверждаемым лаком 13116 (б).




а) б)

Рис. 3. Угловая зависимость силы света для различных типов светодиодов при защите полиуретановым лаком (а) и полипараксилиленом (б).

Из приведенных зависимостей видно, что при однослойном нанесении защитного покрытия характер распределения силы света существенно не изменяется, при этом суммарный световой поток может не только уменьшаться, но и увеличиваться.

Проводились исследования влияния акрилового и полиуретанового лаков на распределение силы света и цветовые параметры светодиодов при многослойном нанесении. На рис. 4–7 приведено изменение спектральной плотности мощности излучения светодиода NS3W183, угловых распределений цветовой температуры и силы света при послойном нанесении акрилового и полиуретанового лаков, а также их спектры диффузного пропускания.

Нанесение каждого слоя полимера связано с двумя механизмами преобразования оптического сигнала светодиода. Во-первых, полимер играет роль дополнительного светофильтра, уменьшающего суммарный световой поток и изменяющего его цветовые параметры в соответствии с характеристикой пропускания

полимера. Во-вторых, каждый наносимый слой полимера изменяет конфигурацию выходной линзы. В результате изменяется угловое распределение и величина силы света, а также цветовая температура вследствие перераспределение излучения между синей и желто-зеленой областями спектра. При этом в зависимости от типа покрытия цветовая температура излучения может, как уменьшаться, так и увеличиваться, а величина этого изменения зависит от толщины полимера и кривизны сформированной оптической поверхности.

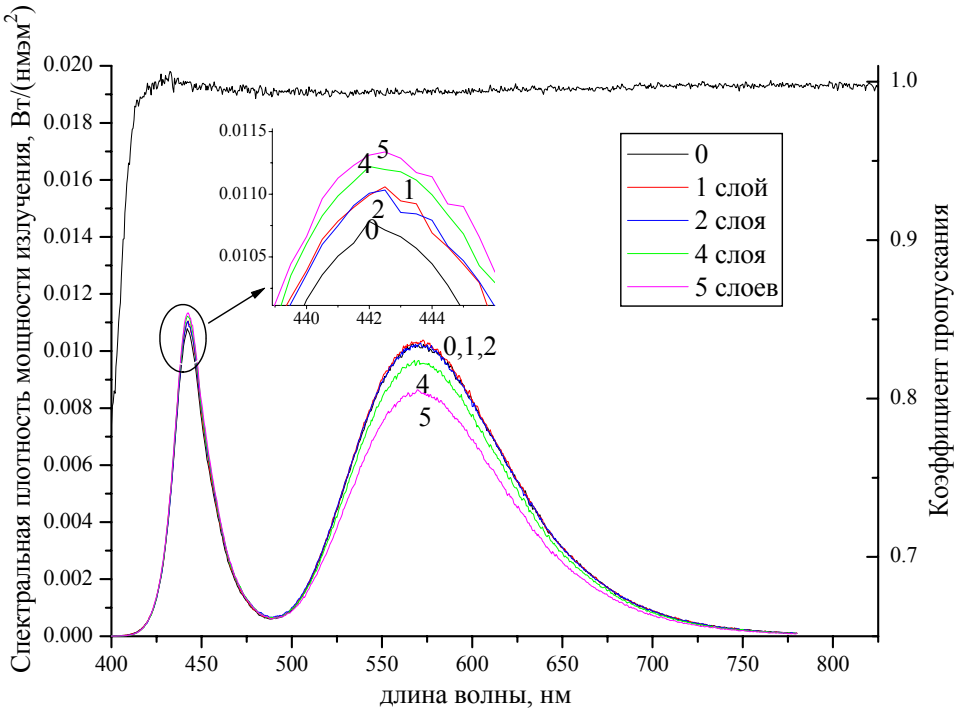



Рис. 4. Изменение спектральной плотности мощности излучения светодиода NS3W183 при послойном нанесении акрилового лака и его спектр диффузного пропускания.

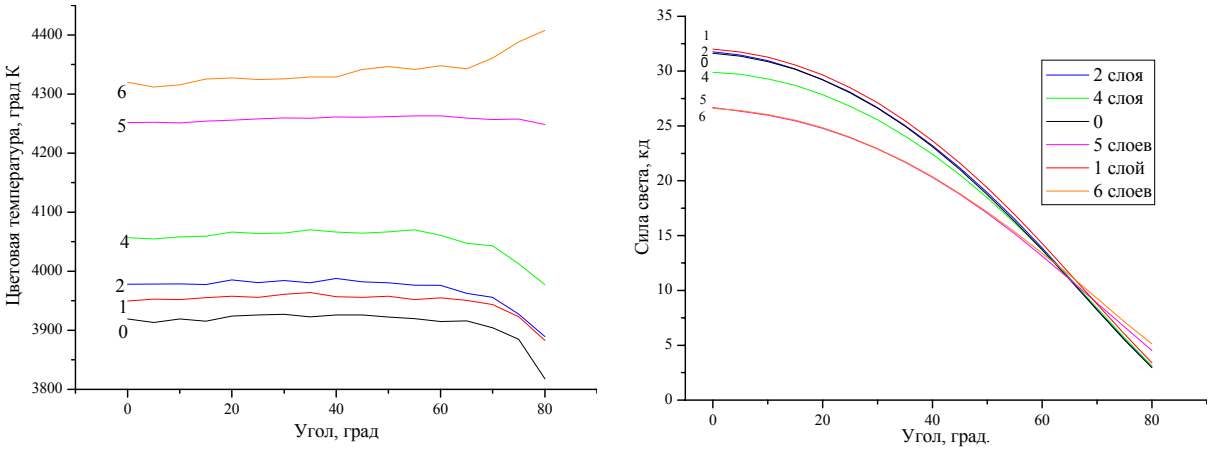



Рис. 5. Угловая зависимость цветовой температуры и силы света светодиода NS3W183 при послойном нанесении акрилового лака.

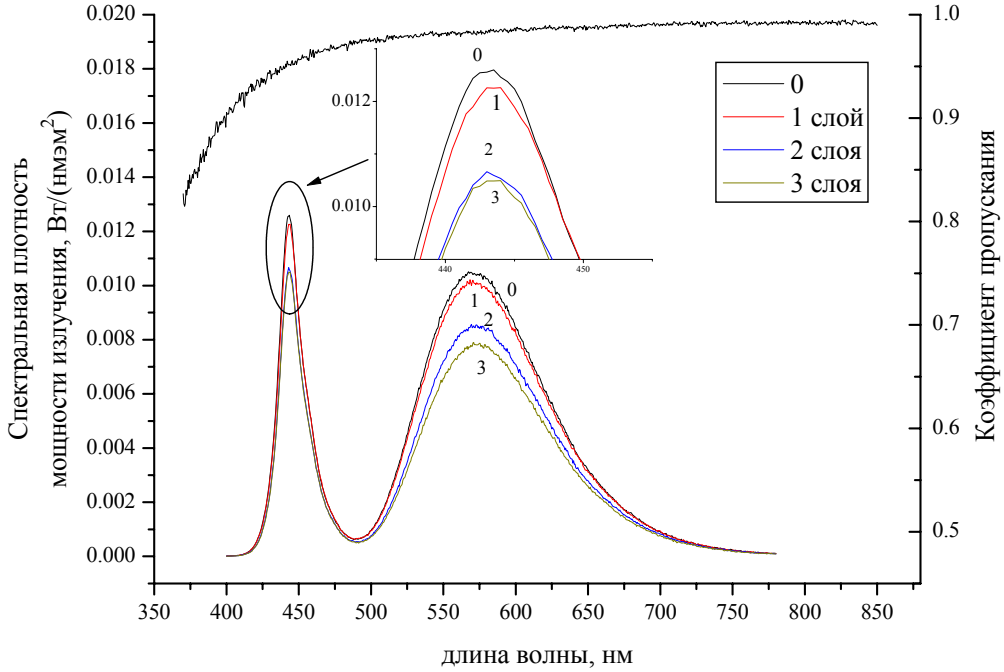



Рис. 6. Изменение спектральной мощности излучения светодиода NS3W183 при послойном нанесении полиуретанового лака и его спектр диффузного пропускания.

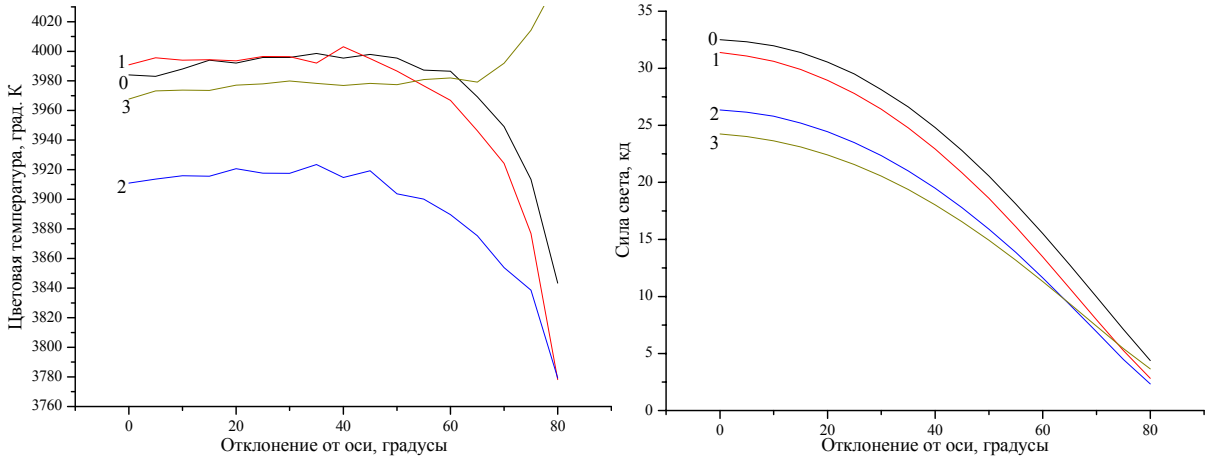



Рис. 7. Угловая зависимость цветовой температуры и силы света светодиода NS3W183 при послойном нанесении полиуретанового лака.

# Influence research of waterproof coatings on lighting parameters of LEDs

Yu. V. Trofimov, V. S. Posedko, E. F. Ostretsov, V. I. Tsvirko, L. N. Survilo

*The Republican Scientific and Production Unitary Enterprise «Center of LED and Optoelectronic Technologies of National Academy of Sciences of Belarus»*

The results of influence researches of traditional waterproof coatings on LED lighting parameters are presented. Comparative angular dependences of light intensity and color temperature for white LEDs of a various design are received at use of acrylic, acrylic-urethane, polyurethane varnishes and polyparaxylilen.

**Keywords:** light-emitting diode, light-emitting diode module, waterproof coating, lighting parameters, color temperature.

# Высокочувствительный фотоприемник УФ-диапазона на основе гетероструктуры AlGaN/GaN, выращенной на кремниевой подложке

Е. В. Луценко [а], Н. В. Ржеуцкий [а], А. Г. Войнилович [а], В. Н. Павловский [а], C. Mauder [б], H. Kalisch [б], M. Heuken [б, в]

[а] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь; тел. +375(017)2840419, e-mail: m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by*
[б] *GaN Device Technology, RWTH Aachen University, Aachen, Germany*
[в] *AIXTRON SE, Herzogenrath, Germany*

В работе исследовались характеристики фотоприемника ультрафиолетового диапазона, изготовленного на основе гетероструктуры AlGaN/GaN, выращенной на кремниевой подложке. Измерялись статические вольтамперные характеристики в зависимости от уровня возбуждения, а также частотные зависимости фототока при разных величинах напряжения смещения. При уровне возбуждения $10^{-7}$ Вт/см$^2$ излучением с длиной волны 325 нм было достигнуто значение фоточувствительности $4.2 \cdot 10^7$ А/Вт. При возбуждении фотоприемника переменным оптическим сигналом с частотой 1 кГц и уровнем возбуждения 2.8 мВт/см$^2$ значение фоточувствительности составило 865 А/Вт.

**Ключевые слова:** GaN, гетероструктура, ультрафиолетовый фотоприемник, фототок, фоточувствительность.

## Введение

Высокочувствительные фотоприемники ультрафиолетового диапазона широко востребованы в качестве датчиков, применяющихся в системах безопасности, промышленной и измерительной аппаратуре. Полупроводниковые гетероструктуры с двумерным электронным газом на гетерогранице AlGaN/GaN позволяют обеспечить высокие значения чувствительности фотоприемников на их основе [1–3], поскольку в них обеспечивается эффективное разделение разноименных носителей заряда и большие значения времени жизни электронов, локализованных на гетерогранице. Кроме того, процесс изготовления таких фотоприемников может быть интегрирован с процессом производства полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов [1]. В работе мы исследуем характеристики фотоприемника на основе гетероструктуры AlGaN/GaN, выращенной на кремниевой подложке. Преимуществом такого варианта изготовления фотоприемника является дешевизна и технологичность подложки.

## 1. Эксперимент

Гетероструктура AlGaN/GaN была выращена в реакторе фирмы AIXTRON методом осаждения металлорганических соединений из газовой фазы. На кремниевой подложке выращивались согласующие слои AlGaN, затем растились слой GaN толщиной ~ 1 мкм и барьерный слой $Al_{0.3}GaN_{0.7}N$ толщиной 17 нм. Структура металл-полупроводник-металл формировалась осаждением на поверхности образца полосковых контактов (стока и истока) шириной 100 мкм и расстоянием между контактами 45 мкм. Контакты формировались методом магнетронного и термического напыления и представляли собой многослойную структуру Ti/Al/Mo/Au, которая затем отжигалась в атмосфере азота при температуре 825°C в течение 15 с.

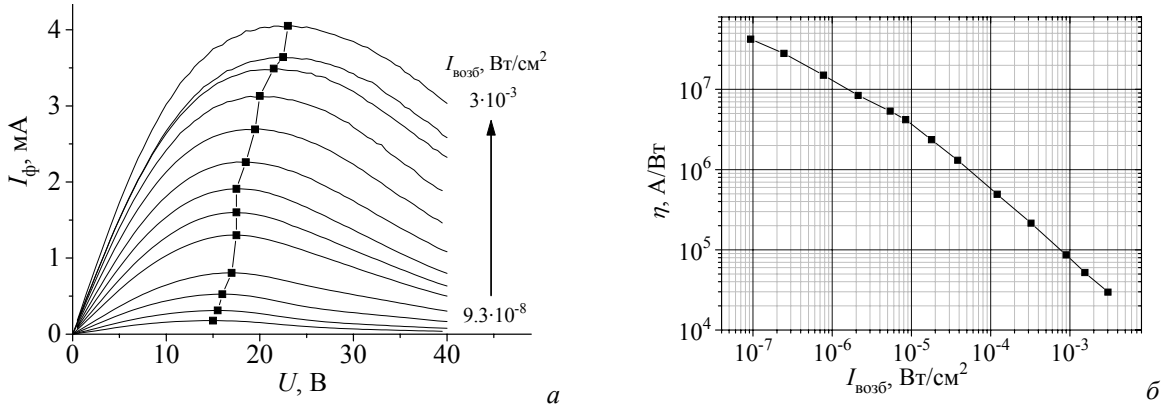
Измерение статических вольтамперных характеристик производилось с помощью цифрового источника-измерителя KEITHLEY 2601A. Переменный фототок измерялся мультиметром Agilent 34411A. Модуляция интенсивности оптического излучения при частотных измерениях осуществлялась механическим прерывателем. Для оптического возбуждения фотоприемника использовалось излучение HeCd-лазера ($\lambda_{изл}$ = 325 нм), плотность мощности которого контролировалась калиброванным

фотодиодом Thorlabs PM120. Изменение интенсивности возбуждающего излучения осуществлялось с помощью градиентного ослабителя и набора нейтральных фильтров. Все измерения проводились при комнатной температуре.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1, *а* приведены зависимости фототока от напряжения смещения при изменении уровня оптического возбуждения от $9.3\cdot10^{-8}$ до $3\cdot10^{-3}$ Вт/см$^2$. Как видно из рисунка, при увеличении напряжения смещения фототок увеличивается до некоторой величины, а затем наблюдается его падение с дальнейшим возрастанием напряжения. Увеличение фототока с увеличением напряжения смещения объясняется уменьшением времени дрейфа фотоиндуцированных электронов, а дальнейшее его насыщение и падение по-видимому обусловлено сужением проводящего канала при больших величинах смещения. Положение максимума фототока (отмечены точками) при увеличении интенсивности возбуждения в указанном интервале уровня возбуждения смещается от 15 до 23 В, что обусловлено меньшим сужением проводящего канала при повышенной концентрации электронов.

На рис. 1, *б* приведена зависимость максимальной чувствительности фотоприемника от уровня оптического возбуждения. Наибольшее значение фоточувствительности $4.2\cdot10^7$ А/Вт было измерено при минимальном уровне возбуждения $9.3\cdot10^{-8}$ Вт/см$^2$. При увеличении уровня возбуждения на четыре с половиной порядка фоточувствительность уменьшается на три порядка. Уменьшение чувствительности фотоприемника обусловлено экранированием встроенного электрического поля, разделяющего разноименные носители заряда, неравновесными носителями заряда, что приводит к уменьшению времени жизни электронов, локализованных на гетерогранице AlGaN/GaN.




*а* *б*

Рис. 1. Зависимости фототока от напряжения смещения при разных уровнях возбуждения (*а*) и зависимость максимальной фоточувствительности от уровня возбуждения (*б*).

На рис. 2 приведены частотные зависимости чувствительности фотоприемника при разных уровнях возбуждения и напряжении смещения 20 В. С увеличением частоты фоточувствительность падает, причем более сильное падение наблюдается для случая низкого уровня оптического возбуждения, что обусловлено бóльшими значениями времени жизни носителей заряда. При фиксированной частоте оптического сигнала 20 Гц фоточувствительность падает с увеличением уровня возбуждения, в то время как на фиксированных частотах выше 300 Гц наблюдается обратная ситуация. На более высоких частотах модуляции фоточувствительность возрастает с увеличением уровня возбуждения, что связано с уменьшением времени жизни электронов с

увеличением интенсивности возбуждения.

При частоте оптического сигнала 100 Гц фоточувствительность достигает значений $3..4\cdot10^3$ А/Вт при уровне возбуждения $2.7\cdot10^{-4}...2.8\cdot10^{-3}$ Вт/см$^2$.

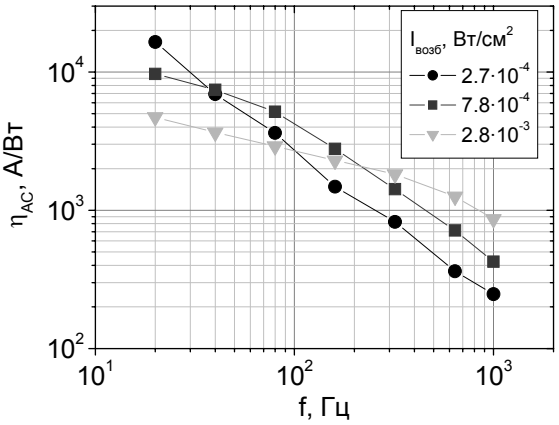



Рис. 2. Частотные зависимости чувствительности фотоприемника при разных $I_{возб}$ и напряжении смещения 20 В.

**Заключение**

Был изготовлен макет фотоприемника на основе гетероструктуры AlGaN/GaN с двумерным электронным газом на гетерогранице, выращенной на кремниевой подложке. Благодаря наличию встроенного электрического поля в направлении роста структуры происходит разделение разноименных носителей заряда, вследствие чего время жизни электронов увеличивается, и достигаются высокие значения фоточувствительности. Для изготовленного фотоприемника при уровне возбуждения $9.3\cdot10^{-8}$ Вт/см$^2$ было получено значение фоточувствительности по постоянному току $4.2\cdot10^7$ А/Вт. Для переменного оптического сигнала с частотой 100 Гц фоточувствительность достигает $4\cdot10^3$ А/Вт при уровне возбуждения $7.8\cdot10^{-4}$ Вт/см$^2$.

**Литература**


1. T. M. Kuan, S. J. Chang, Y. K. Su, C. H. Ko, J. B. Webb, J. A. Bardwell, Y. Liu, H. Tang, W. J. Lin, Y. T. Cherng, W. H. Lan. High optical-gain AlGaN/GaN 2 dimensional electron gas photodetectors. Jpn. J. Appl. Phys. 2003. Vol. 43, No. 42. P. 5563–5564.
2. S. Subramanian, D. Schulte, L. Ungier, P. Zhao, T. K. Plant, J. R. Arthur. A high-gain, modulation-doped photodetector using low-temperature MBE-grown GaAs. IEEE Electron Device Lett. 1995. Vol. 16, No. 1. P. 20–22.
3. M. A. Khan, M. S. Shur, Q. Chen, J. N. Kuznia, C. J. Sun. Gated photodetector based on GaN/AlGaN heterostructure field effect transistor. Electron. Lett. 1995. Vol. 31, No. 5. P. 398-400.


## High sensitive AlGaN/GaN UV photodetector grown on silicon substrate


E. V. Lutsenko [a], M. V. Rzheutski [a], A. G. Vainilovich [a], V. N. Pavlovskii [a], G. P. Yablonskii [a], C. Mauder [b], H. Kalisch [b], M. Heuken [b,c]

[a] *Stepanov Institute of Physics, NASB, Minsk 220072, Belarus*
[b] *GaN Device Technology, RWTH Aachen University, Aachen, Germany*
[c] *AIXTRON SE, Herzogenrath, Germany*



AlGaN/GaN heterostructure with two dimensional electron gas (2DEG) grown on silicon substrate was used for fabrication of UV photodetector. Big lifetime of 2DEG localized at AlGaN/GaN heterointerface caused high sensitivity of the photodetector. DC photoresponsivity achieved a value of $4.2\times10^7$ A/W at excitation density of $10^{-7}$ W/cm$^2$ ($\lambda_{exc}$ = 325 nm). AC photoresponsivity at $f$ = 1 kHz ($2.8\times10^{-7}$ W/cm$^2$) achieved a value of 865 A/W. An increase of excitation density results in decrease of lifetime of 2DEG leading to decrease of photoresponsivity and weaker sensitivity drop with increasing of frequency.



**Keywords:** GaN, heterostructure, UV photodetector, photocurrent, photoresponsivity.

# Надежный омический контакт к гетероэпитаксиальным структурам на основе арсенида галлия

В. М. Кравченко, А. В. Кравченко

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

Исследовано формирование омических контактов на основе Ge/Ag/Ni металлизации к гетероэпитаксиальным структурам *n*+GaAs/GaAlAs/GaInAs/GaAs. Получены омические контакты с удельным поверхностным сопротивлением $2{,}1\cdot10^{-7}$ Ом·см$^2$ (0.05 Ом·мм) при быстром термическом отжиге галогеновыми лампами в течение 25 с. Проведены сравнительные испытания традиционных контактов на основе золота Au:Ge/Ni и разработанных контактов на основе серебра Ge/Ag/Ni. Показано, что традиционные контакты, на основе золота, отожженные при температуре 250°C в среде осушенного азота деградируют значительно быстрее, чем контакты на основе серебра. Так после одного часа отжига удельное контактное сопротивление золотых контактов увеличилось в 2–3 раза, тогда как серебряные контакты увеличили удельное контактное сопротивления только на 20 % после отжига в течении 150 час.

**Ключевые слова:** омический контакт, гетероэпитаксиальная структура, Ge/Ag/Ni металлизация, отжиг, термостабильность.

## Введение

Развитие современной микро- и оптоэлектроники обусловлено широким применением гетероэпитаксиальных структур на основе полупроводниковых соединений $A^{III}B^{V}$ с очень тонкими (< 100 нм) рабочими слоями. Формирование надежного омического контакта к таким слоям является сложной технической задачей.

Обычно применяемый Au:Ge/Ni омический контакт хотя и продемонстрировал отличное удельное контактное сопротивление, однако подвержен деградации при температурах более 200 ºС. Низкая термическая стабильность таких контактов приводит к ухудшению их параметров как в процессе изготовления полупроводниковых приборов (например, при формировании пассивации, обычно требующей температуру подложки более 200 ºС), так и в процессе их эксплуатации. Последнее обстоятельство особенно характерно для приборов с высокой рассеиваемой мощностью. Таким образом, актуальной задачей является разработка термостабильных омических контактов к гетероэпитаксиальным структурам *n*+GaAs/GaAlAs/ GaInAs/GaAs.

Как было показано ранее [1] ответственным за нестабильность Au:Ge/Ni контактов является золото. Поэтому для повышения термостабильности омических контактов рядом авторов [2–4] были исследованы металлизации, не содержащие золото. В настоящей работе мы исследовали процесс формирования омического контакта на основе Ge/Ag/Ni, а также провели сравнительные испытания на термостабильность разработанных и традиционных Au: Ge/Ni омических контактов.

## 1. Эксперимент

В работе использовали выращенные молекулярно-лучевой эпитаксией структуры *n*+GaAs/GaAlAs/GaInAs/GaAs для псевдоморфных транзисторов, с *n*+GaAs контактным слоем толщиной 100 нм. Исследование удельного контактного сопротивления омических контактов проводилось методом линии передачи (МЛП) [5]. Тестовые структуры МЛП изготавливались с применением фотолитографии для пространственного ограничения тестовой структуры путем формирования мезаизоляции в перекисно-амиачном травителе. Затем методом «взрывной»

фотолитографии формировали топологию омических контактов МЛП тестовой структуры. Нанесения слоев Ge/Ag/Ni (60/40/30 нм) и (60/40/100 нм) проводили методом электронно-лучевого испарения в вакууме при давлении остаточных газов не хуже $3 \cdot 10^{-6}$ мм. рт. ст. при комнатной температуре подложки. Толщина осажденных слоев и скорость осаждения контролировались с помощью кварцевых микровесов.

Быстрый термический отжиг (БТО) исследуемых образцов осуществляли в вакуумной камере при давлении остаточных газов не хуже $1 \cdot 10^{-5}$ мм. рт. ст. с помощью четырех галогенных ламп КГ 220–500 соединенных параллельно-последовательно так, чтобы их суммарная мощность была 1000 Вт. Расстояние между лампами и обрабатываемым образцом было равно 3 см, что обеспечивало высокую однородность теплового поля. Образцы располагали на кварцевом поддоне рабочей стороной вниз. Таким образом, ИК-излучение от галогенных ламп вводилось через обратную сторону GaAs пластины (GaAs прозрачен в ИК-области) и поглощалось непосредственно металлизацией омического контакта. Измерение характеристик контактного сопротивления проводили на измерителе характеристик полупроводниковых приборов Л2-56. Сравнительные испытания на долговременную стабильность традиционных Au: Ge(88:12)/Ni (100/50 нм) и разработанных Ge/Ag/Ni контактов проводили в термостате в среде очищенного и осушенного азота при температуре 250 ºС.

## 2. Обсуждение результатов

На рис. 1 показана зависимость контактного сопротивления и изменение поверхностного сопротивления Ge/Ag/Ni металлизации от времени БТО.

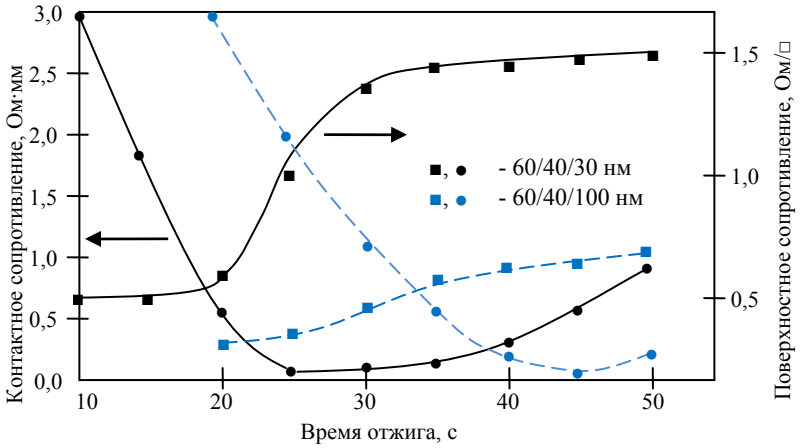



Рис. 1. Зависимость контактного сопротивления и изменение поверхностного сопротивления Ge/Ag/Ni металлизации от времени БТО.

Как видно из рисунка минимум удельного контактного сопротивления 0,05 Ом·мм ($2{,}1 \cdot 10^{-7}$ Ом·см$^2$) достигается при времени отжига 25 с для металлизации (60/40/30 нм) и 45 с для металлизации (60/40/100 нм). Столь низкое удельное контактное сопротивление в системе *n*+GaAs/Ge/Ag/Ni можно объяснить образованием гетероэпитаксиального перехода сильнолегированного мышьяком узкозонного германия к *n*+GaAs. В то же время следует отметить рост в два раза поверхностного сопротивления металлизации с 0,5 Ом/□ до 1,0 Ом/□. Последнее можно объяснить взаимодиффузией атомов германия, серебра и никеля в процессе отжига. Рост удельного контактного сопротивления с увеличением времени отжига более 25 с вероятней всего связан с распадом GaAs соединения в приконтактной области, что визуально подтверждается появлением осадка мышьяка на кварцевом поддоне, при

времени отжига более 40 с, повторяющим топологический рисунок контактных областей. Кроме этого, следует отметить рост контрастности осадка с увеличением времени отжига.

В случае более толстой металлизации омического контакта (60/40/100 нм) минимальное контактное сопротивление достигается при 45 с. Это можно объяснить более высокой теплоемкостью контактной металлизации, что естественно, приводит к увеличению времени экспозиции для получения необходимой температуры на границе раздела подложка–пленка. В тоже время вариант омического контакта с металлизацией (60/40/100 нм) более предпочтителен, поскольку характеризуется в два раза меньшим поверхностным сопротивлением (0,6 Ом/□ против 1,2 Ом/□).

Сравнительные испытания традиционного контакта на основе золота и разработанного серебряного показали (рис. 2), что при отжиге тестовых МЛП структур при $T = 250$ ºС в среде азота традиционные контакты деградируют гораздо быстрее серебряных. Так, после одного часа отжига удельное контактное сопротивление золотых контактов увеличилось в 2–3 раза, тогда как серебряные контакты увеличили удельное контактное сопротивления только на 20 % после отжига в течении 150 час. Линейная зависимость контактного сопротивления от корня квадратного времени отжига свидетельствует о том, что ухудшение контактного сопротивления вызвано взаимной диффузии элементов контактной металлизации и эпитаксиальных слоев.

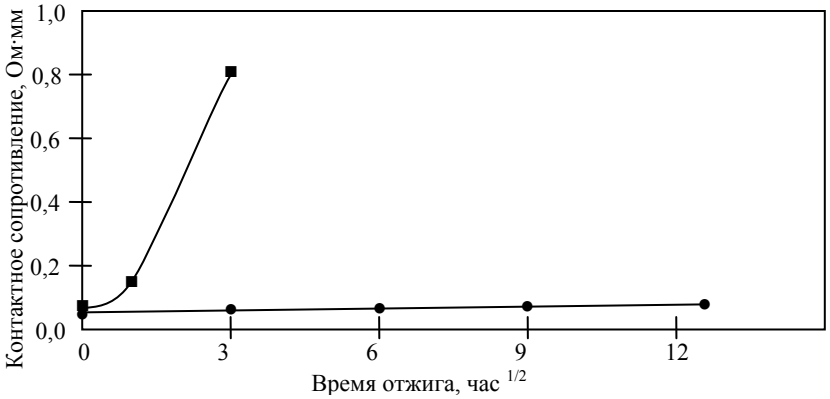



Рис. 2. Зависимость контактного сопротивления традиционного контакта (■)Au: Ge/Ni и разработанного (●)Ge/Ag/Ni от корня квадратного времени отжига.

Высокую термическую стабильность разработанных контактов на основе серебра можно объяснить более высокой температурой эвтектики сплава Ag: Ge чем сплава Au: Ge (651 ºС против 360 ºС), что приводит к более высокой температуре формирования омического контакта исследованной системы и обуславливает их высокую термодинамическую стабильность.

**Заключение**

Проведенные исследования показали перспективность применения Ge/Ag/Ni контактов в мощных полупроводниковых приборах на основе гетероэпиаксиальных структур. Кроме того, контакты на основе серебра образуются без вплавления в GaAs, что характерно для контактов на основе золота, поэтому не возникает технологических трудностей при формировании омических контактов Ge/Ag/Ni к тонким и сверхтонким *n*+GaAs слоям характерным для транзисторов с высокой подвижностью электронов и другим современным полупроводниковым приборам.

**Литература**

1. Y. C Shih, M. Murakami, E. L. Wilkie, and A. C. Callegari. Effects of interfacial microstructure on uniformity and thermal stability of Au-NiGe ohmic contact to *n*-type GaAs. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. No. 2. P. 582–590.
2. E. D. Marshall, B. Zhang, L. C Wang, P. F. Jiao. W. X. Chen T. Sawada, and S. S. Lau. Nonalloyed ohmic contacts to *n*-GaAs by solid-phase epitaxy of Ge. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62, No. 3. P. 942–947.
3. K. Tanahashi, H. J. Takata, A. Otuki, and M. Murakami. Thermally stable nongold Ohmic contacts to n-type GaAs. I. NiGe contact metal. J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72. No. 9, P. 1183–1190.
4. V. Chabasseur-Molyneux, J. E. F. Frost, M. J. Tribble, M. P. Grimshaw. D. A. Ritchie, A. C. Churchill, G. A. C. Jones, and M. Pepper. Low temperature operation of Ge-Ag ohmic contacts to a high mobility two dimensional electron gas. J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. No. 9, P. 5883–5885.
5. H. H. Berger. Models for contacts to planar devices. Solid-State Electron. 1972. Vol. 15. P. 145–158.

## Reliable ohmic contact to heteroepitaxial structures based on gallium arsenide

V. M. Kravchenko, A. V. Kravchenko

*B. I. Stepanov Institute of Physics, Minsk, Belarus;*
*e-mail: omni.nt@gmail.com*

The formation of ohmic contact on the base of Ge/Ag/Ni metallization to heteroepitaxial structure of *n*+GaAs/GaAlAs/GaInAs/GaAs has been investigated. The value of surface contact resistance of $2.1\times10^{-7}$ Ohm cm$^2$ (0.05 Ohm mm) was obtained after the rapid thermal annealing with halogen lamps during 25 s. Comparative tests on the thermal stability of the traditional contacts based on gold, Au: Ge/Ni, and the ones developed on the base of silver Ge/Ag/Ni were carried out. It was shown that the traditional contacts based on gold and annealed at $T$ = 250 °C in the nitrogen environment degrade much faster than those based on silver. In this way after one hour of annealing the contact resistivity increased by 2–3 times, while that for the silver contacts increased on 20 %, after 150 h of annealing.

**Keywords**: ohmic contact, heteroepitaxial structure, Ge/Ag/Ni metallization, annealing, thermal stability.

# Твердотельные zigzag лазеры с диодной накачкой

М. С. Леоненя, И. С. Манак

*Белорусский государственный университет, Минск*

Проанализированы преимущества диодной накачки твердотельных лазеров на высокоэффективных активных средах. Рассмотрены конструктивные особенности твердотельных zigzag лазеров на основе плоской усеченной призмы. Установлены диапазоны углов, при которых реализуется конструкция лазера с небольшим поперечным размером пучка выходного излучения, что позволяет заметно увеличить плотность выходной мощности. Показано, что система диодной накачки хорошо сочетается с планарной геометрией твердотельного zigzag лазера на основе плоской усеченной призмы.

**Ключевые слова:** диодная накачка, активная среда, твердотельный лазер, zigzag лазер, трехзеркальный резонатор.

## Введение

Твердотельные лазеры представляются наиболее универсальными источниками когерентного излучения среди всех лазерных систем благодаря возможности варьирования в широких пределах выходных энергетических характеристик, таких как средняя и пиковая мощность, длительность и частота повторения импульсов, длина волны излучения [1]. В качестве активных сред часто используются кристаллы или стекла, легированные редкоземельными ионами ($Nd^{3+}$, $Er^{3+}$, $Ho^{3+}$, $Ce^{3+}$, $Tm^{3+}$, $Pr^{3+}$, $Gd^{3+}$, $Eu^{3+}$, $Yb^{3+}$, $Sm^{2+}$, $Dy^{3+}$, $Tm^{2+}$) [1, 2]. Инверсная населенность в твердотельных лазерах создается оптической накачкой лампами вспышками, дуговыми лампами и полупроводниковыми источниками накачки [1]. Повышения компактности, эффективности и качества пучка выходного излучения твердотельных лазеров можно добиться использованием высокоэффективных активных сред, совершенствованием системы накачки и конструкции лазерного резонатора.

## 1. Твердотельные zigzag лазеры в форме плоской усеченной призмы

Решение задач достижения компактности и повышения эффективности твердотельных лазерных систем может быть реализовано в лазерах с активным элементом (АЭ) в форме плоской усеченной призмы и зигзагообразным ходом луча в трехзеркальном оптическом резонаторе (zigzag лазеры) (рис. 1) [3].

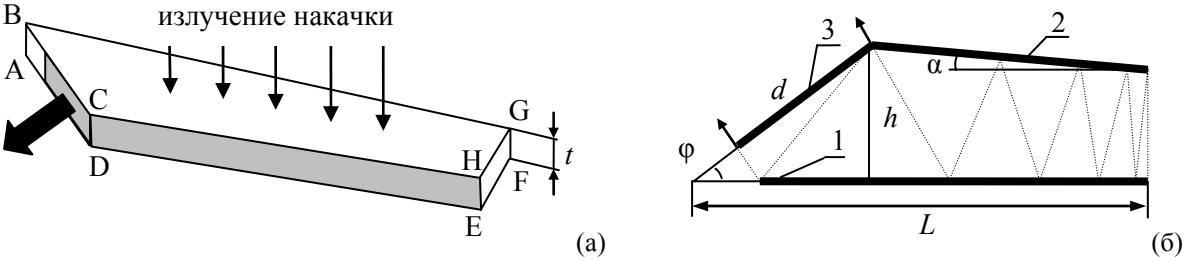



Рис. 1.Лазер с активным элементом в форме плоской усеченной призмы (а) и оптическая схема трёхзеркального резонатора лазера (б): 1 и 2 – высокоотражающие зеркала, 3 – выходное зеркало.

Zigzag лазеры с активным элементом в форме плоской усеченной призмы высокотехнологичны. АЭ вырезается из кристалла или стекла и соответствующим образом обрабатывается. Грань *BCHG* активного элемента используется для накачки активного вещества (рис. 1 а), а на грань *ADEF* наносится высокоотражающее

покрытие на длине волны излучения накачки от линеек или матриц лазерных диодов, что обеспечивает более однородную по всему объему накачку и повышает ее эффективность [4].

Оптический трехзеркальный резонатор zigzag лазера на основе плоской усеченной призмы образован зеркалами 1, 2 и 3, частично или полностью нанесенными на грани *ABGF*, *CDEH* и *ABCD* соответственно (рис. 1 б). Высокоотражающие зеркала 1 и 2 образуют между собой угол α и обеспечивают зигзагообразный ход излучения в резонаторе. Выходное полупрозрачное зеркало 3 образует с зеркалом 1 угол φ. Излучение, распространяющееся в АЭ перпендикулярно зеркалу 3, поочередно отражается от зеркал 1 и 2 до тех пор, пока угол падения на одно из зеркал не становится равным нулю. В этот момент происходит отражение излучения и самовоспроизведение пути его распространения к зеркалу 3 в обратном направлении вплоть до выхода части излучения через это зеркало [5].

Число возможных отражений оптического луча в такой системе определяется как $N = 1 + \varphi / \alpha$. Отсюда легко получить требование, налагаемое на углы α и φ плоской усеченной призмы: $\varphi \geq \alpha$ и $\varphi / \alpha = n$, где $n$ – целое число. При значениях угла $0{,}1° \leq \varphi \leq 30°$ ширина выходного зеркала, а следовательно и ширина пучка выходного излучения $d$ меньше поперечных (высота $h$) и продольных (длина $L$) размеров АЭ. При распространении лазерного луча практически ортогонально оси кристалла можно получить длину траектории $l$ одного прохода излучения по такому резонатору, намного превышающую длину $L$. Это достигается при высоких значениях числа отражений $N$, реализуемых при $0{,}1º \leq \alpha \leq 5º$ и $0{,}1° \leq \varphi \leq 45°$. Таким образом, при значениях углов $0{,}1° \leq \varphi \leq 30°$, $0{,}1º \leq \alpha \leq 5º$ конструкция лазера характеризуется высоким отношением $l/L$, небольшой апертурой пучка выходного излучения и компактными размерами.

## 2. Диодная накачка твердотельных лазеров

Наиболее эффективными источниками накачки твердотельных лазеров являются светодиоды или лазерные диоды [1, 2]. Полупроводниковые лазерные диоды обладают с практической точки зрения рядом достоинств: экономичностью, малой инерционностью, компактностью, простотой устройства, высокой надежностью и позволяют легко перестраивать длину волны излучения путем изменения компонентного состава полупроводника. Лазерные диоды генерируют выходные мощности до значений порядка 10 Вт, однако они не могут равномерно возбудить протяженный объем АЭ. Для увеличения выходной мощности полупроводниковые лазеры или светодиоды группируются в одномерные массивы – линейки, или двухмерные массивы – матрицы. В результате выходная мощность непрерывного излучения с одного сантиметра длины линейки лазерных диодов достигает 50 Вт/см с эффективностью порядка 40 – 50 % (рис. 2) [2].

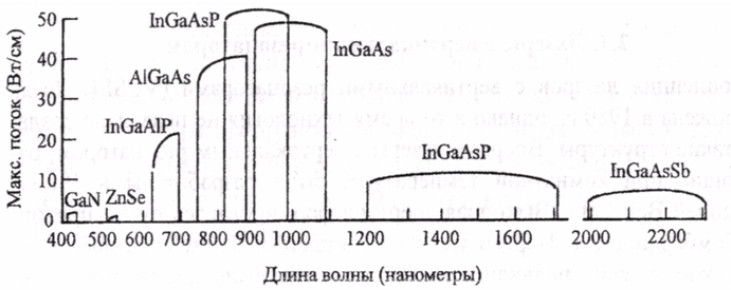



Рис. 2. Спектральные диапазоны работы лазерных диодов на полупроводниках типа $A^3B^5$ и соответствующие максимальные мощности.

Отметим, что система накачки в виде линеек или матриц полупроводниковых источников излучения хорошо сочетается с планарной геометрией zigzag лазера на основе плоской усеченной призмы.

Твердотельные лазеры с диодной накачкой обладают большими преимуществами по сравнению с твердотельными лазерами с ламповой накачкой. Прежде всего, это связано с высокой направленностью и малыми размерами излучающей области диода по сравнению с ламповыми источниками накачки, что позволяет создавать компактные лазерные системы. Кроме того, увеличивается эффективность накачки, так как по сравнению с лампами-вспышками полупроводниковые источники имеют узкую спектральную полосу излучения, что позволяет обеспечить практически идеальное согласование их спектров излучения с узкими полосами поглощения активного вещества. Полное соответствие спектров поглощения активной среды и излучения светодиодов и лазерных диодов позволяет минимизировать подводимую энергию, расходуемую на нагрев, и тем самым уменьшить влияние термооптических эффектов на качество пучка выходного излучения [1]. Срок службы и надежность твердотельных лазеров с диодной накачкой значительно выше, чем у систем с ламповой накачкой, так как матрицы лазерных диодов обладают временем жизни порядка $10^4$ ч в непрерывном режиме и генерируют порядка $10^9$ импульсов излучения, а лампы-вспышки могут воспроизводить $10^8$ импульсов и работать непрерывно в течение 500 ч [1]. Таким образом, твердотельные лазеры с диодной накачкой характеризуются высоким коэффициентом полезного действия (> 10 %), длительным сроком службы и лучшей стабильностью излучения.

### 3. Лазерные активные среды

Большинство твердотельных лазеров излучает в спектральном диапазоне от 400 нм до 3 мкм [1]. В качестве активного элемента твердотельных лазеров наиболее эффективными являются кристаллы или стекла, активированные ионами редких земель, например $Nd^{3+}$, $Er^{3+}$, $Yb^{3+}$.

Наиболее распространенным классическим лазером, излучающим в ближней инфракрасной области спектра (1,064 мкм), является лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом $Nd^{3+}$: $Y_3Al_5O_{12}$ (Nd: YAG). В спектре поглощения $Nd^{3+}$ имеется широкая полоса на длине волны ~ 0,8 мкм и возможно идеальное согласование спектра поглощения ионов $Nd^{3+}$ и излучения $Ga_{1-x}Al_xAs$–матрицы (рис. 2). Кристаллы YAG прозрачны в очень широкой спектральной области (0,2–5 мкм), механически прочны, обладают высокой теплопроводностью. Высокоэффективными активными средами, легированными ионами неодима, представляются кристаллы $Nd^{3+}$: $YVO_4$ и $Nd^{3+}$: $LiYF_4$ [1, 6]. Кристалл ванадата иттрия с неодимом $Nd^{3+}$: $YVO_4$ (Nd: YVO) обладает в 6 раз более широкой полосой поглощения в области 808 нм по сравнению с Nd: YAG, что уменьшает требования к стабильности спектра излучения накачки, и коэффициентом поглощения примерно в 4 раза выше, чем в Nd: YAG при той же концентрации неодима. Кристалл литий-иттриевого фторида с неодимом $Nd^{3+}$: $LiYF_4$ (Nd: YLF) имеет преимущества по сравнению с алюмоиттриевым гранатом при реализации диодной накачки, так как у него время жизни возбужденного лазерного уровня в два раза больше чем у Nd: YAG [1, 6].

Твердотельные лазеры на ионах $Er^{3+}$ представляют большой интерес благодаря генерации в безопасных для зрения областях спектра (1,54 мкм и 2,9 мкм) [1]. Спектр поглощения ионов $Er^{3+}$ лежит в области ~ 0,97 мкм. Кристаллы YAG, высоколегированные ионами $Er^{3+}$ (до 50 %), генерируют в области 2,9 мкм с эффективностью при диодной накачке в 4–5 %. В фосфатных стеклах с $Er^{3+}$, генерирующих на длине волны 1,54 мкм, используется канал сенсибилизации (ионы

$Yb^{3+}$) для повышения эффективности до 2,7 % при диодной накачке [1].

Лазеры на основе Yb: YAG генерируют по трехуровневой схеме генерации на 1,03 мкм [1]. Ионы $Yb^{3+}$ имеют единственную, но сильную полосу поглощения в области 0,9 – 1,02 мкм. Интенсивные линии поглощения $Yb^{3+}$ можно эффективно использовать для лазерной диодной накачки вблизи 0,98 мкм излучением InGaAs–матрицы (рис. 2).

**Заключение**

Твердотельные zigzag лазеры на основе плоской усеченной призмы с диодной накачкой представляют практический интерес благодаря возможности повышения компактности и эффективности преобразования подводимой энергии в излучение. Использование диодной накачки позволяет повысить коэффициент полезного действия, стабильность и надежность лазерной системы. Нанесение высокоотражающего покрытия на грань, противоположную той, через которую осуществляется накачка от матрицы лазерных диодов, обеспечивает более однородную по всему объему накачку и повышает ее эффективность. В качестве активных сред могут быть использованы кристаллы или стекла, активированные редкоземельными ионами $Nd^{3+}$, $Er^{3+}$, $Yb^{3+}$ генерирующие на длинах волн, широко применяемых в различных приложениях.

**Литература**


1. W. Koechner. Solid-State Laser Engineering. 6 ed. Springer. 2006. 766 p.
2. А. Н. Дрозд, И. С. Манак. Твердотельные лазеры с диодной накачкой. Полупроводниковые лазеры: Сб. науч. статей. Вып. 2. Мн.: БГУ. 2003. С. 96–160.
3. Патент РБ №6244, 30.06.2004. Твердотельный лазер / Л. Н. Орлов, Я. И. Некрашевич, Г. И. Желтов, В. В. Жуковский.
4. Заявка на полезную модель и20110051 Респ. Беларусь. 27.01.11. Твердотельный источник лазерного излучения / В. В. Жуковский, И. С. Манак, М. С. Леоненя.
5. I. S. Manak, W. Wojcik, V. V. Zukowski, M. S. Leanenia Разработка твердотельных slab-лазеров. Przeglad Elektrotechniczny (Electrical Review). 2010. No. 7. P. 261–263.
6. Н. В. Кулешов, А. С. Ясюкевич. Активные среды твердотельных лазеров: уч.-метод. пособие по дисциплинам «Твердотельные лазерные системы» и «Теория и расчет лазеров». Мн.: БНТУ. 2010. 134 с.


## Diode-pumped solid-state zigzag lasers


M. S. Leanenia, I. S. Manak

*Belarusian State University, Minsk, Belarus*



Considered the advantages of diode pumping of solid-state lasers with high-performance active medium. Described the design features of solid-state zigzag lasers based on a flat truncated prism. Identified the range of the angles under which zigzag laser with small output beam transverse size can be obtained that significantly increases the output power density. Shown that the diode pumping system well combines with the zigzag geometry of the solid laser based on the flat truncated prism.



**Keywords**: diode pumping, active medium, solid-state laser, zigzag laser, three-mirror resonator.

# Нестационарная спектроскопия глубоких уровней монокристалла сегнетоэлектрика – полупроводника $TlGaSe_2$

А. П. Одринский [а], V. Grivickas [б], V. Bikbajevas [б], E. G. Samadli [в]

[а] *Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь;*
*e-mail: odra@mail333.com*
[б] *Institute of Materials Science and Applied Research, Vilnius University, Vilnius, Lithuania*
[в] *Institute of Physics Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

Набор электрически активных дефектов образцов $TlGaSe_2$ из различных технологических партий исследован методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней с использованием фотовозбуждения. Показана идентичность регистрируемых на образцах дефектов. Обсуждается сверх «гигантская» величина эффективного сечения захвата дефекта, регистрируемого в окрестности температуры фазового перехода.

**Ключевые слова:** слоистые сегнетоэлектрики-полупроводники, собственные дефекты $TlGaSe_2$, глубокие уровни, фотоэлектрическая релаксационная спектроскопия, PICTS.

## Введение

Значительная анизотропия физических свойств слоистых монокристаллов делает их перспективными для ряда применений в оптоэлектронике. Но в сегнетоэлектриках-полупроводниках весьма проблематичен контроль, в частности изучение электрически активных дефектов, интересных и с точки зрения теории фазовых переходов (ФП) [1]. На данных объектах методы исследования, развитые в материаловедении для полупроводниковой электроники, сталкиваются с проблемой неконтролируемой электрической активности внутренних полей, обусловленных доменной структурой. Мы применили фотоэлектрическую релаксационную спектроскопию (PICTS [2] – разновидность DLTS [3], использующую фотовозбуждение полупроводника) в исследовании собственных дефектов $TlGaSe_2$.

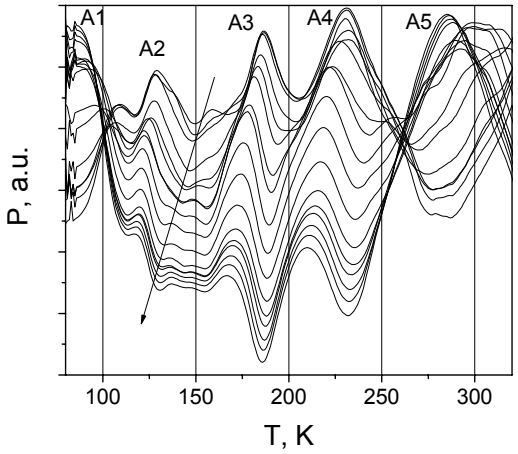
## 1. Описание эксперимента

Выращенные методом Бриджмена—Стокбаргера специально не легированные монокристаллы $TlGaSe_2$ из разных технологических партий обладали проводимостью *p*-типа при удельном сопротивлении L1 $\rho = 2\cdot10^6$ Ом см, L3 – $1{,}3\cdot10^6$ Ом см, Az1 – $3\cdot10^6$ Ом см, Az3 – $2{,}8\cdot10^6$ Ом см. Образцы типично имели размеры 2×4×0,3 мм. Омические контакты формировались пайкой индием на торцевых поверхностях образца. Качество контактов оценивали по линейности вольтамперной характеристике. Световое возбуждение с $h\nu < E_g$ падало перпендикулярно поверхности кристалла – плоскости скола, и соответствовало плотности потока фотонов $\sim 10^{14}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$. При регистрации данных проводилось поточечное накопление и усреднение кинетики релаксации (64 реализации), содержащей 2000 отсчетов, расположенных через фиксированный интервал времени $\Delta t = 6{,}3\ 10^{-5}$ с. Регистрация проводилась в процессе нагрева образца со скоростью ~ 2 К/мин в диапазоне температур 78–330 К, с шагом 1 К.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведен типичный набор спектров, с хорошо различимыми пиками, отмеченными на рисунке как A1–A5. В спектрах остальных образцов при соответствующих температурах также отслеживаются аналогичные пики. Смещение температурного положения пика в наборе спектров обнаруживает наличие перезарядки дефектов, регистрируя зависимость характеристического времени релаксации от

температуры (см. рис. 2). В таблице представлены значения энергии термоактивации перезарядки $E_a$ и эффективного сечения захвата $\sigma_t$ совместно с областью температур регистрации перезарядки $\Delta T$, по данным, полученным при возбуждении с $h\nu = 1{,}8$ эВ. Отметим, что область $\Delta T$ для A2 включает температуру ФП из пара – в несоразмерную сегнетоэлектрическую фазу 120 К, а для A1 из несоразмерной в соразмерную сегнето-фазу 107 К. Обнаруженные дефекты следует сопоставить неконтролируемым технологическим примесям либо собственным дефектами. В таблице наиболее стабильным параметром является $\Delta T$, послужившее основанием для предварительного сопоставления пиков перезарядке идентичных дефектов. В то же время величина $\sigma_t$ наиболее критична. На образцах L1 и Az3 оценка в рамках DLTS анализа эффективного сечения захвата для A2, регистрируемого в области ФП, различается на четыре порядка и для L1, L3 и Az1 имеет сверх «гигантскую» величину, согласно [4], определяющей «гигантское» $\sigma_t \sim 10^{-12}$–$10^{-15}$ см$^2$ центра, притягивающего носители заряда. Критерием регистрации идентичного дефекта принято считать совпадение графиков Аррениуса. На рис. 2 заметно, что для A4 точки группируются в некоторой относительно компактной области графика. Для A2 соответствующая область увеличивается сопоставимо с изменением масштаба $\sim \Delta T/T$, если не учитывать отдельные наборы данных образца Az3, где зависимость имеет точку перегиба (см. рис. 2). Различие наклона линейных участков, может указывать на участие в перезарядки дефекта нескольких механизмов, по аналогии с подобной зависимостью наблюдавшейся для термодоноров в кремнии [5], получившей объяснение участием в перезарядке наряду с тепловой эмиссией также термоактивации координатно-конфигурационной перестройки дефекта.




Спектры нормированы по высоте максимального пика и сглажены усреднением по 10-ти температурным точкам

Рис. 1. PICTS спектры образца L1, стрелкой отмечено увеличение соответствующего спектру характеристического времени релаксации 1,5–15 мс.

Для систематизации результатов мы применили методику [6] к данным, характеризующимся явно выраженной линейной зависимостью графика Аррениуса. Результаты анализа представлены на рис. 3, где пары значений ($E_a$, $\sigma_t$) отмечены $h\nu$ использовавшегося фотовозбуждения, звездочкой отмечены также точки, соответствующие повторению цикла регистрации данных без промежуточного прогрева образца.

Таблица. Обнаруженные дефекты.

| Дефект | Параметры | Образец | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | **L1** | **L3** | **Az1** | **Az3** |
| **A1** | $\Delta T$, K | 100-115 | 81-106 | 93-117 | 91-115 |
| | $E_a$, eV | 0,12 | 0,10 | 0,11 | 0,13 |
| | $\sigma_t$, cm$^2$ | $3{,}8\ 10^{-18}$ | $3{,}9\ 10^{-17}$ | $9{,}4\ 10^{-18}$ | $9{,}6\ 10^{-17}$ |
| **A2** | $\Delta T$, K | 120-130 | 122-142 | 121-132 | 122-138 |
| | $E_a$, eV | 0,36 | 0,3 | 0,32 | 0,27 |
| | $\sigma_t$, cm$^2$ | $6{,}9\ 10^{-09}$ | $1{,}2\ 10^{-11}$ | $1{,}6\ 10^{-10}$ | $3{,}86\ 10^{-13}$ |
| **A3** | $\Delta T$, K | 152-166 | 152-181 | 142-168 | 173-196 |
| | $E_a$, eV | 0,30 | 0,33 | 0,26 | 0,42 |
| | $\sigma_t$, cm$^2$ | $4{,}5\ 10^{-14}$ | $2{,}4\ 10^{-13}$ | $5{,}8\ 10^{-15}$ | $9{,}2\ 10^{-12}$ |
| **A4** | $\Delta T$, K | 208-243 | 214-239 | 210-243 | 209-234 |
| | $E_a$, eV | 0,41 | 0,48 | 0,42 | 0,44 |
| | $\sigma_t$, cm$^2$ | $3{,}4\ 10^{-14}$ | $4{,}0\ 10^{-13}$ | $2{,}7\ 10^{-14}$ | $1{,}6\ 10^{-13}$ |
| **A5** | $T$, K | 305-327 | 307-328 | 301-325 | 293-324 |
| | $E_a$, eV | 0,71 | 0,58 | 0,72 | 0,68 |
| | $\sigma_t$, cm$^2$ | $1{,}3\ 10^{-12}$ | $9{,}1\ 10^{-14}$ | $9{,}0\ 10^{-13}$ | $7{,}8\ 10^{-13}$ |

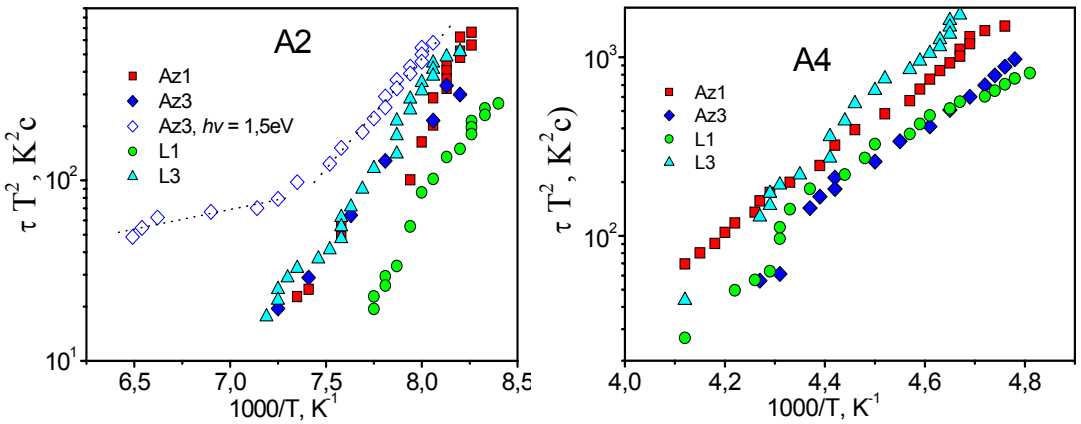



Рис. 2. Зависимость от температуры характеристического времени перезарядки A2 и A4 с учетом $T^2$ коррекции при возбуждении с $h\nu$ = 1,8 эВ. Для A2 приведен образец зависимости при возбуждении с $h\nu$ = 1,5 эВ.

Хорошее соответствие пар значений ($E_a$, $\sigma_t$) линейной зависимости свидетельствует об идентичности обнаруженных дефектов [6]. Для A4 вариацию можно объяснить влиянием частичного перекрытия соседними пиками, что характерно для более широких пиков, регистрируемых в высокотемпературной части спектров. Диапазон вариации оценки $\sigma_t$, составляющий два порядка для наборов данных регистрируемых на отдельном образце и три порядка – на наборе образцов, хорошо сопоставим с результатами DLTS исследования низкоомного CdS [6]. Для A2 регистрируемого в низкотемпературной части спектров, диапазон вариации $\sigma_t$ на отдельном образце составляет три порядка, что также отмечалось для некоторых дефектов [6] и сопоставимо с экспериментально установленным фактом существования дефектов, характеризующихся в рамках формализма DLTS (использующего модель перезарядки, учитывающую только тепловую эмиссию) «зависимым от температуры сечением захвата» [7]. Особенности регистрации A2 [8] позволяют утверждать, что в данном случае величина $\sigma_t$ носит чисто феноменологический характер и смещение оценки следует сопоставить изменению энтропии при перезарядке дефекта [7].

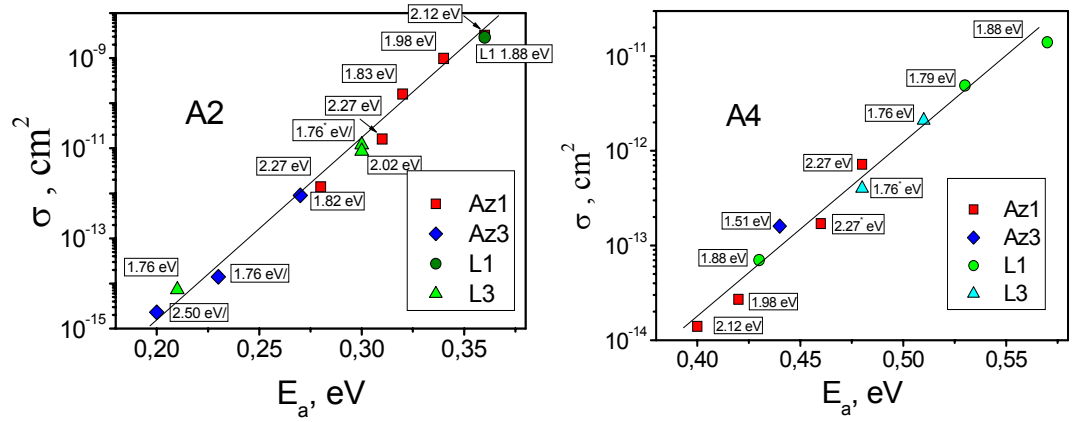



Рис. 3. Диаграмма величины эффективного сечения захвата и энергии термоактивации перезарядки A2 и A4, полученных при анализе различных наборов данных регистрации изменения с температурой релаксации фотоотклика.

**Заключение**

На монокристаллах $TlGaSe_2$ из различных технологических партий прослежен набор идентичных дефектов. Обнаружено смещение оценки величины эффективного

сечения захвата A2, регистрируемого в окрестности температуры фазового перехода, что можно объяснить наличием дополнительного механизма перезарядки дефекта.

Работа выполнена в рамках совместного белорусско-литовского проекта (№ Ф11ЛИТ-008, № ТАР-10055).

**Литература**

1. Фридкин В. М., Сегнетоэлектрики – полупроводники. М., Наука. 1976.
2. Hurter Ch., Boilou M., Mitonneau A., Bois D. Deep-level spectroscopy in high-resistivity materials. Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 32. P. 821.
3. Lang D. V. Deep level transient spectroscopy a new method to characterize traps in semiconductors. J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45, No. 7. P. 3023–3032.
4. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977.
5. Ткачев В. Д., Макаренко Л. Ф., Маркевич В. П., Мурин Л. И. Перестраивающиеся термодоноры в кремнии. ФТП. 1984. Т. 18, № 3. С. 526–531.
6. Истратов А. А., Вывенко О. Ф. Глубокие центры в монокристаллах сульфида кадмия: новый метод сравнения данных DLTS, полученных различными наблюдателями. ФТП. 1995. Т. 29, № 4. С. 654–664.
7. Mooney P. M. Defects identification using capacitance spectroscopy. In: Identification of Defects in Semiconductors. Ser. Semiconductors and Semimetals, Vol. 51B, ed. M. Stavola, London, 1999. P. 102.
8. Одринский А. П. Нестационарная спектроскопия альфа центров Рывкина. ФТП. 2011. Т. 45, № 7. С. 886–889.

## Deep level transient spectroscopy of $TlGaSe_2$ ferroelectrics-semiconductor single crystal

A. P. Odrinsky [a], V. Grivickas [b], V. Bikbajevas [b], E. G. Samadli [c]

[a] *Institute of Technical Acoustics, National Academy of Sciences of Belarus, Vitebsk, Belarus; e-mail: odra@mail333.com*
[b] *Institute of Materials Science and Applied Research, Vilnius University, Vilnius, Lithuania*
[c] *Institute of Physics Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

The set of electrically active defects of $TlGaSe_2$ samples from various technological parties is investigated by photoinduced current transient spectroscopy. Identity of defects that detected on the set of samples is shown. The huge value of apparent capture cross sections of defect that's detected in a vicinity of phase transition temperature is discussed.

**Keywords:** layered ferroelectrics-semiconductors, $TlGaSe_2$ native defects, deep levels, photoinduced current transient spectroscopy, PICTS.

# Нестационарная фотолюминесценция квантовых точек GaN/AlN

И. А. Александров [a, *], К. С. Журавлев [a], А. К. Гутаковский [a], Е. В. Луценко [б], Г. П. Яблонский [б]

[a] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия*
[*] *e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru*
[б] *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

Проведено исследование нестационарной фотолюминесценции квантовых точек GaN/AlN. Наблюдается сильное изменение кривой затухания вдоль спектра, соответствующее увеличению излучательного времени жизни с высотой КТ из-за пространственного разделения электрона и дырки встроенным электрическим полем. Проведен расчет закона затухания фотолюминесценции ансамбля квантовых точек GaN/AlN при импульсном возбуждении. Показано, что флуктуации формы КТ приводят к существенному отличию закона затухания фотолюминесценции от экспоненциального.

**Ключевые слова:** квантовые точки, фотолюминесценция.

## Введение

Низкоразмерные структуры на основе нитридов металлов третьей группы (AlN, GaN, InN) представляют большой интерес благодаря возможности их практического применения. В частности, структуры с GaN квантовыми точками (КТ) пригодны в качестве активных областей светодиодов и лазерных диодов ультрафиолетового и видимого диапазона и инфракрасных фотоприемников. Особенностями GaN КТ в матрице AlN являются большие разрывы зон проводимости и валентной зоны и встроенное электрическое поле напряженностью порядка 5 МВ/см [1]. Это поле приводит к уменьшению энергии основного перехода вследствие квантового эффекта Штарка. Большие разрывы зон приводят к ограничению движения носителей заряда, что препятствует их переходу на центры безызлучательной рекомбинации. Это делает КТ GaN/AlN перспективными для создания светоизлучающих приборов в УФ и видимом диапазоне. В данной работе была исследована нестационарная фотолюминесценция (ФЛ) КТ GaN/AlN.

## 1. Условия эксперимента

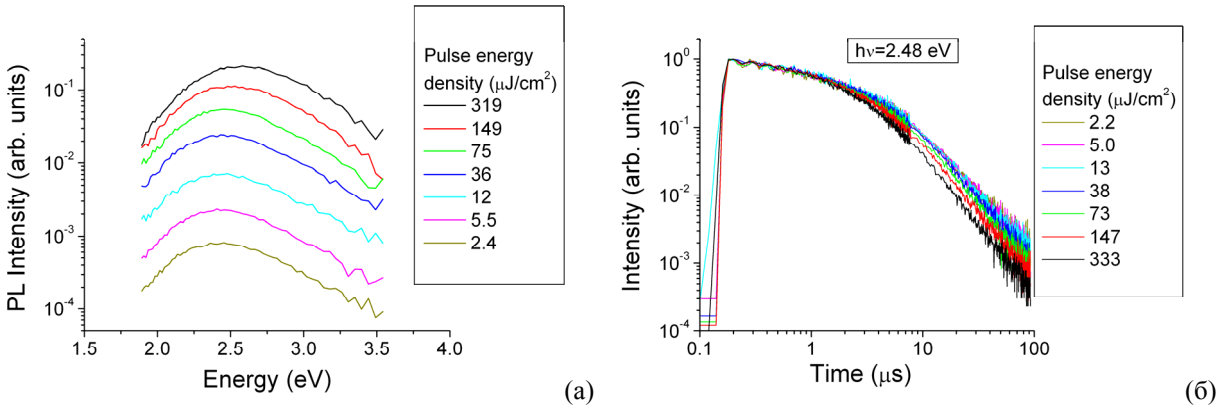
Структуры с КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2]. На сапфировой подложке выращивался буферный слой AlN толщиной около 200 нм, затем на поверхности AlN выращивались трехмерные островки GaN, которые покрывались слоем AlN толщиной около 10 нм. Эта процедура повторялась несколько раз для получения многослойных структур. Возбуждение ФЛ производилось импульсным азотным лазером с частотой повторения импульсов 1 кГц, длительностью импульса 7 нс и энергией кванта 3,68 эВ. Диаметр лазерного пятна на образце составлял около 1 мм. Плотность энергии в импульсе варьировалась от 0,9 до $3 \cdot 10^2$ мкДж/см$^2$. Оценив количество электрон-дырочных пар, генерируемых за импульс в одной КТ, по формуле

$$N \sim \frac{P S_{QD} \alpha h_{QD}}{\nu S \hbar\omega}, \qquad (1)$$

где $P$ – средняя мощность возбуждающего излучения на образце, $S_{QD}$ – площадь КТ, $\alpha$ – коэффициент поглощения, $h_{QD}$ – высота КТ, ν – частота импульсов, $S$ – площадь лазерного пятна, $\hbar\omega$– энергия кванта лазерного излучения, получим $N \sim 0.03$–$9$ в использованном диапазоне мощностей возбуждения.

## 2. Результаты

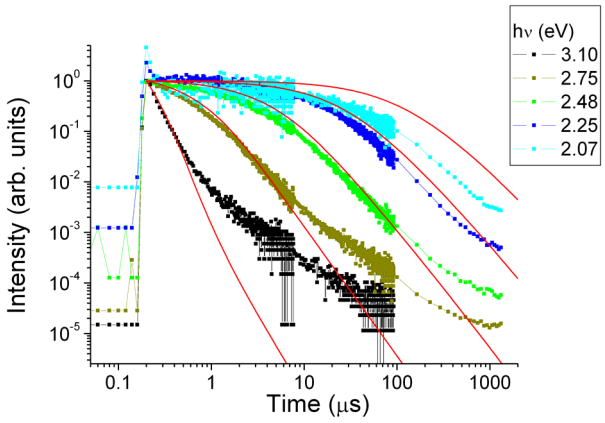
Форма спектра и кривых затухания ФЛ не зависят от мощности возбуждения при плотности энергии в импульсе ниже 30 мкДж/см$^2$ (рис. 1). При дальнейшем увеличении мощности наклон кривой затухания начинает увеличиваться, и максимум время-интегрированного спектра ФЛ начинает сдвигаться в область высоких энергий. Этот переход мы связываем с тем, что в квантовых точках начинает генерироваться более одной электрон-дырочной пары за импульс. При этом значение плотности мощности соответствует оценке.




(а) (б)

Рис. 1. Время-интегрированные спектры (а) и кривые затухания (б) ФЛ КТ GaN/AlN при различных мощностях возбуждения. Температура образца 5 K.

На рис. 2 показаны кривые затухания ФЛ КТ GaN/AlN в разных точках спектра при плотности энергии в возбуждающем импульсе 0.9 мкДж/см$^2$ и температуре 5 K. Наблюдается сильное изменение кривой затухания вдоль спектра, соответствующее увеличению излучательного времени жизни с высотой КТ из-за пространственного разделения электрона и дырки встроенным электрическим полем. Закон затухания остается неэкспоненциальным даже когда в КТ генерируется не более одной электрон-дырочной пары за импульс, следовательно, неэкспоненциальность закона затухания не объясняется зависимостью времени жизни от количества электрон-дырочных пар. Кривые затухания слабо меняются с температурой в диапазоне 5–300 K.




Точки – эксперимент, сплошные линии – расчет.

Рис. 2. Кривые затухания ФЛ КТ GaN/AlN в различных точках спектра.

Неэкспоненциальное затухание ФЛ может быть вызвано различием времен жизни в КТ, излучающих на одной длине волны, из-за различия формы КТ, состава или

встроенных напряжений. Для учета флуктуаций формы КТ мы провели расчет энергии основного перехода и излучательного времени жизни в КТ с различным отношением высота/диаметр. Расчет проводился методом эффективной массы с использованием полученного в [3] приближенного потенциала. Закон затухания рассчитывался суммированием вкладов КТ, излучающих на одной длине волны, по экспериментально определенному распределению КТ по размерам.

$$I(t,\hbar\omega_0) = I_0 \int\limits_{\hbar\omega=\hbar\omega_0} \rho(h,d) Exp\left(-\frac{t}{\tau(h,d)}\right) dl, \qquad (2)$$

где $\rho(h,d)$ – распределение КТ по высоте и диаметру, интегрирование производится вдоль кривой в координатах *h, d*, удовлетворяющей условию постоянства энергии основного перехода $\hbar\omega(h,d) = \hbar\omega_0$. Расчетные кривые затухания ФЛ качественно согласуются с экспериментальными (рис. 2), что подтверждает сильное влияние флуктуаций формы КТ на закон затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN.

**Заключение**

Таким образом, в работе исследована нестационарная ФЛ GaN/AlN КТ. Кривые затухания ФЛ КТ GaN/AlN в режиме одноэкситонной рекомбинации не описываются экспоненциальным законом. Предложена модель кинетики ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN учитывающая флуктуации формы КТ. Показано, что флуктуации формы КТ приводят к существенному отличию закона затухания фотолюминесценции от экспоненциального.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке российско-белорусской программы СО РАН и НАНБ, и гранта РФФИ 09-02-00974-а.

**Литература**

1. F. Widmann, J. Simon, B. Daudin, G. Feuillet, J. L. Rouvie`re, N. T. Pelekanos, G. Fishman. Phys. Rev. B **58**, R15989 (1998).
2. V. G. Mansurov, Yu. G. Galitsyn, A. Yu. Nikitin, K. S. Zhuravlev, Ph. Vennegues. Phys. Stat. Sol. C **3**, No. 6, 1548 (2006).
3. D. P. Williams, A. D. Andreev, E. P. O'Reilly, D. A. Faux. Phys. Rev. B 72, 235318 (2005).

## Transient photoluminescence of GaN/AlN quantum dots

I. A. Aleksandrov [a], K. S. Zhuravlev [a], A. K. Gutakovsky [a], E. V Lutsenko [b], G. P. Yablonskii [b]

[a] *A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia; e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru*
[b] *B.I. Stepanov Institute of Physics National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

Transient photoluminescence of GaN/AlN quantum dots has been investigated. Strong wavelength dependence of the decay curve shape has been observed that corresponds to increase of radiative lifetime with quantum dot height because of separation of electrons and holes in quantum dots by built-in electric field. The photoluminescence decay law of GaN/AlN quantum dot ensemble has been calculated. It has been shown that quantum dot shape fluctuations lead to essentially nonexponential photoluminescence decay law.

**Keywords:** quantum dots, photoluminescence.

# Нефелометрический метод измерения пыли в аспирационном воздухе и отходящих газах на цементных заводах

С. А. Лысенко, М. М. Кугейко

*Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь*
*e-mail: kugeiko@bsu.by*

На основе разработанной статистической микрофизической модели цементной пыли определен набор наиболее информативных длин волн полупроводниковых лазерных источников и углов приема рассеянного излучения относительно массовой концентрации и эффективного размера пылевых частиц. Получены полиномиальные множественные регрессии между оптическими и микрофизическими характеристиками пыли, позволяющие определять микрофизические характеристики пыли для широких диапазонов ее физико-химических свойств.

**Ключевые слова:** цементная пыль, массовая концентрация, эффективный размер, нефелометр, множественные регрессии.

## Введение

Деятельность цементных заводов неизбежно связана с интенсивным выделением газопылевых потоков в атмосферу. Высокая концентрация твердых загрязняющих веществ (пыли) в выбросах наносит огромный вред окружающей среде, ухудшает условие жизни людей, приводит к безвозвратной потере большого количества сырья и готового продукта.

Для уменьшения количества пыли в отходящих газах и аспирационном воздухе в рабочих зонах и цехах используются различные пылеулавливающие аппараты (циклоны, рукавные фильтры, электрофильтры и т. п.). В соответствии с действующими в настоящее время правилами и стандартами для контроля эффективности существующих и оценки производительности проектируемых пылеулавливающих аппаратов используется массовая концентрация пыли (МКП) в отходящих газах. Данный параметр также используется санитарно-гигиеническими и эпидемиологическими службами для количественной оценки промышленных выбросов пыли в атмосферу.

Оптические методы измерения МКП основаны на регистрации ослабления (фотометрические) или рассеяния (нефелометрические) светового потока, при его прохождении через объем с пылевыми частицами. При этом главным недостатком первого класса методов является их низкая чувствительность при измерении малых концентраций (менее 30 мг/м$^3$), а также невозможность контроля высоких концентраций (более 10 г/м$^3$) вследствие сильного ослабления светового излечения. Кроме того, данным методам свойственна резкая потеря чувствительности при измерении концентрации частиц с размером более 8.0…10.0 мкм, характерным для частиц цементной пыли.

Для измерения аэрозольных частиц в промышленных процессах гораздо более эффективными оказываются нефелометры, использующие рассеяние под малыми углами. При этом переход от коэффициента рассеяния $\beta(\theta)$ под углом $\theta$ к массовой концентрации $M$ аэрозоля осуществляется с использованием расчетного или эмпирического коэффициента $K_\theta$, связывающие данные параметры. Значение коэффициента $K_\theta$ не является строго детерминированным, а может изменяться в широких пределах в зависимости от микроструктуры аэрозоля, что приводит к необходимости перекалибровки прибора на конкретный тип аэрозоля.

Устранить влияние на результат измерения $M$ физико-химических свойств аэрозоля можно с использованием измерений рассеянного излучения под несколькими углами θ. В этом случае некоторые оценки параметров распределения аэрозольных частиц по размерам могут быть получены в результате решения обратной задачи [1].

## 1. Регрессионный метод определения размера и массовой концентрации частиц цементной пыли

Регрессионный метод решения обратных задач предполагает, что искомые микрофизические параметры (МФП) аэрозоля (в частности его массовая концентрация и эффективный размер $r_{\text{eff}}$ частиц) могут быть найдены при помощи некоторой статистической функции от измеряемых оптических характеристик аэрозоля. В настоящей работе качестве функциональной связи между МФП цементной пыли и значениями ее коэффициента направленного рассеяния $\beta(\theta_i)$ под углами $\theta_i$ использовались кубические полиномы следующего вида:

$$\ln M = a + \sum_{i=1}^{N_\theta} \sum_{k=1}^{3} b_{ik} \left[ \ln \beta(\theta_i) \right]^k , \tag{1}$$

где $N_\theta$ – число углов приема рассеянного излучения.

Численные значения коэффициентов $a$ и $b_{ik}$ получаются на основе представительной выборки оптических и микрофизических характеристик цементной пыли. Для этой цели авторами разработана статистическая микрофизической модель пыли, параметры которой рассматриваются ниже.

### 1.1 Функция распределения частиц по размерам

Спектр размеров промышленных аэрозолей дисперсионного происхождения хорошо описывается логарифмически нормальным распределением:

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma r} \exp\left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\ln(r/r_0)}{\sigma} \right)^2 \right], \tag{2}$$

где $r$ – радиус сферической частицы с эквивалентным объемом; $r_0$ – модальный радиус; σ – стандартное отклонение для $\ln r$. На основании литературных данных исследования цементной пыли, выбрасываемой в атмосферу, а также на выходе рукавных фильтров газоочистных установок (в аспирационном воздухе) выбраны следующие диапазоны вариаций параметров распределения (2): $r_0$ = 0.1…5.0 мкм, σ = 0.2…1.0.

### 1.2 Комплексный показатель преломления вещества частиц

Химический состав цемента достаточно сложен и может значительно отличаться в зависимости от применяемого сырья и способа производства клинкера. Основные составляющие цемента – это известь CaO, кремнезем $SiO_2$, оксид алюминия $Al_2O_3$ и гематит $Fe_2O_3$. Химический состав портландцемента представлен в основном известью и кремнеземом. Глиноземистый цемент, кроме оксидов кальция и алюминия, содержит в небольших количествах также оксиды железа, магния MgO, титана $TiO_2$ и др.

Спектр КПП $m(\lambda)$ цементной пыли рассчитывался как линейная комбинация спектров КПП компонентов цемента с учетом их объемных концентраций $v_i$:

$$\begin{aligned} m(\lambda) = {} & v_{\text{CaO}} m_{\text{CaO}}(\lambda) + v_{\text{SiO}_2} m_{\text{SiO}_2}(\lambda) + v_{\text{Al}_2\text{O}_3} m_{\text{Al}_2\text{O}_3}(\lambda) + \\ & + v_{\text{Fe}_2\text{O}_3} m_{\text{Fe}_2\text{O}_3}(\lambda) + v_{\text{MgO}} m_{\text{MgO}}(\lambda) + v_{\text{H}_2\text{O}} m_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) \end{aligned} . \tag{3}$$

Диапазоны вариаций объемного содержания основных составляющих портландцемента и глиноземистого цемента выбирались на основании анализа литературных данных по химическому составу цемента различных марок.

1.3 Концентрация частиц

МКП в аспирационном воздухе и отходящих газах на цементных заводах в зависимости от технологической операции и производительности оборудования изменяется на несколько порядков – $M = 0.01\ldots60$ г/м$^3$. Эффективная плотность вещества пылевых частиц, определяемая аналогично их КПП по формуле (3), в соответствии с объемными содержаниями компонент цемента и воды в составе частиц.

Расчет $\beta(\theta, \lambda)$ производился для длин волн $\lambda$ и углов $\theta$ из диапазонов $\lambda = 0.4 \div 0.9$ мкм и $\theta = 1 \div 10°$. Выбор спектрального диапазона обусловлен наличием соответствующих ему эффективных полупроводниковых лазерных источников, углового диапазона – минимальным влиянием на малоугловую индикатрису рассеяния формы и показателя преломления частиц, а также ее информативностью относительно крупных частиц, вносящих определяющий вклад в массовую концентрацию. Объем выборки характеристик цементной пыли составляет $10^3$ реализаций, причем одна половина выборки соответствует портландцементу, другая – глиноземистому цементу.

## 2. Решение обратной задачи

Для оценки информативности и выбора оптимальных (в плане точности восстановления $M$ и $r_{\text{eff}}$) длин волн и углов регистрации рассеянного излучения важно проанализировать степень взаимозависимости измеряемых спектральных и угловых значений $\beta(\theta, \lambda)$. Это означает, что необходимо определить, количество независимых компонент содержащихся в вариациях спектра, обусловленных изменениями микрофизических характеристик пыли. Такой анализ был проведен на основе рассмотрения собственных чисел ковариационной матрицы, соответствующей измерениям $\beta(\theta, \lambda)$ для $\lambda = 0.4$, 0.67 и 0.87 мкм и $\theta = 1\ldots15°$, образующих случайный вектор из 45 компонент. Оказалось, что на первые три собственные вектора ковариационной матрицы приходится 99.7 % суммарной дисперсии $\beta(\theta, \lambda)$, что говорит о возможности восстановления искомых микрофизических параметров с использованием трех измерений $\beta(\theta, \lambda)$.

Для выбора наиболее информативных относительно параметра $M$ длин волн $\lambda$ и углов $\theta$ проведен расчет коэффициентов корреляции между $\beta(\theta, \lambda)$ и $M$. Как видно из рис. 1 а, наиболее тесной корреляции соответствуют малые углы, причем с увеличением $\lambda$ этот угол также увеличивается, что качественно находится в полном соответствии с зависимостью индикатрисы рассеяния от безразмерного параметра $x = 2\pi r/\lambda$. Наиболее тесная корреляционная связь между $\beta(\theta, \lambda)$ и $M$, соответствующая $\theta = 3°$ и $\lambda = 0.87$ мкм, приведена на рис. 1 б. Использование для аппроксимации данной связи полиномиальной регрессии (1), позволяет восстанавливать $M$ со среднеквадратичной погрешностью 17.6 %.

Как было отменено выше, для восстановления параметров $M$ и $r_{\text{eff}}$ достаточно ограничиться тремя измерениями $\beta(\theta, \lambda)$ (спектральными и(или) угловыми). Оптимальный набор длин волн $\lambda_{\text{opt}}$ и углов $\theta_{\text{opt}}$ для параметров $M$ и $r_{\text{eff}}$ выбран, исходя из среднеквадратичной погрешности их восстановления при наличии 5 %-й погрешности оптических измерений: $\beta(3°, 0.87$ мкм), $\beta(5°, 0.87$ мкм) и $\beta(15°, 0.87$ мкм) – для $M$; $\beta(15°, 0.4$ мкм), $\beta(3°, 0.87$ мкм) и $\beta(5°, 0.87$ мкм) – для $r_{\text{eff}}$. На рис. 2 приведены результаты численного эксперимента по восстановлению параметров $M$ и $r_{\text{eff}}$ при 5 %-й погрешности оптических измерений.

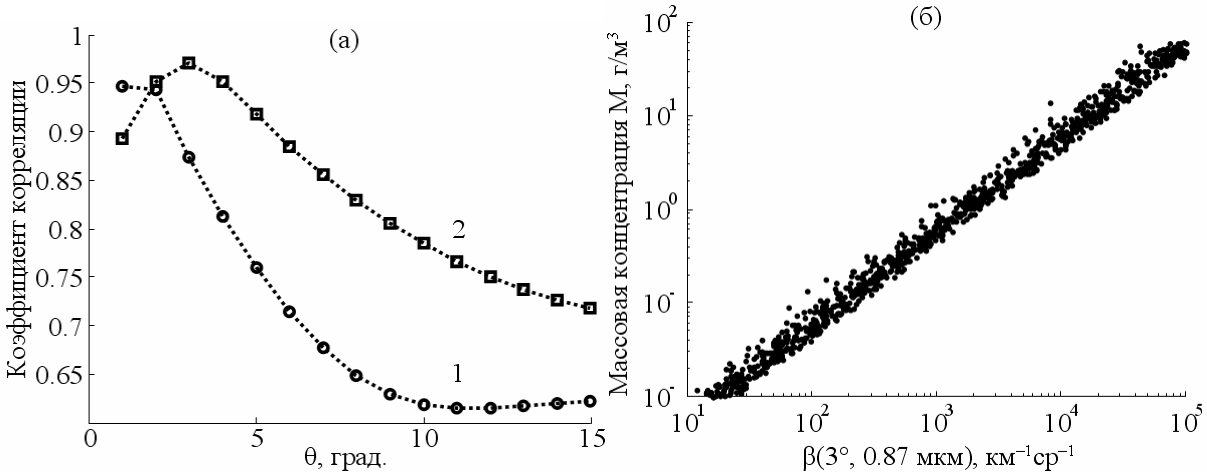



Рис. 1. Оптико-микроструктурные корреляции цементной пыли:
(а) угловые зависимости коэффициента корреляции между β(θ, 0.4 мкм) (1), β(θ, 0.87 мкм) (2) и *M*; (б) корреляционная связь между β(3°, 0.87 мкм) и *M*.

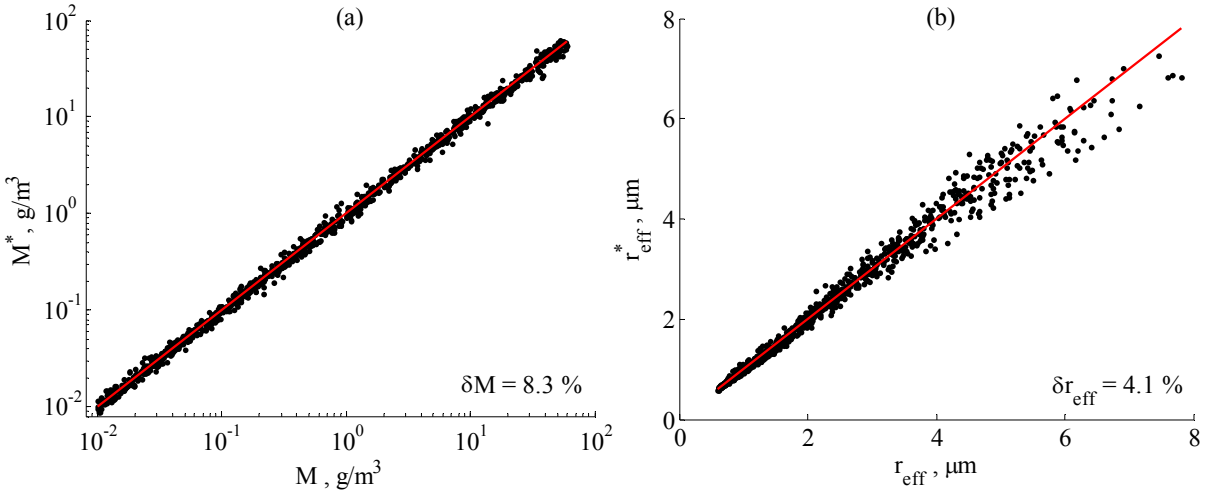



Рис. 2. Результаты восстановления *M* (а) и $r_{eff}$ (б) для модельной выборки характеристик цементной пыли.

**Заключение**

Таким образом, нефелометр, реализующий измерение направленного рассеяния под углами 3° и 5° на длине волны 0.87 мкм и под углом 15° на длинах волн 0.4 и 0.87 мкм, совместно с полученными авторами для интерпретации данных измерений полиномиальными регрессиями (1), позволит с высокой точностью осуществлять оперативный мониторинг содержания пыли в аспирационном воздухе и отходящих газах на цементных заводах.

**Литература**

1. В. Е. Зуев, И. Э. Наац. Обратные задачи оптики атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1990. 286 с.

# Диодные лазеры в инструментальной диагностике синтетических и природных драгоценных бериллов

А. И. Андреев[1], Я. В. Кривошеев[1], В. В. Некрасов[1], В. А. Никитенко[1], М. А. Рыбалко[2]

*[1]Московский государственный университет путей сообщения, Москва, Россия*
*e-mails: v.v.nekrasov@gmail.com, nikitenko@ru.ru*
*[2]Российский государственный геологоразведочный университет, Москва, Россия*

В настоящем исследовании изучена возможность применения диодных лазеров для диагностики природных и синтетических драгоценных бериллов – изумрудов, полученных разными методами – из раствора в расплаве и гидротермальным, по спектрам комбинационного (рамановского) рассеяния света. Показано, что наиболее эффективными для диагностики природных и синтетических систем являются зеленые диодные лазеры с длиной волны 532 нм. Характерным диагностическим признаком синтетических зеленых бериллов – изумрудов, вне зависимости от метода их получения, является наличие узких пиков в области 4100 см-1, проявляющихся на фоне широкого бесструктурного распределения. Этим же признаком характеризуются и розовые драгоценные бериллы – биксбиты синтетического происхождения.

**Ключевые слова:** диодные лазеры, рамановская спектроскопия, синтетические и природные изумруды и биксбиты, диагностика.

## Введение

Драгоценные камни издавна привлекали людей своей красотой и загадочностью. Каждый минерал характеризуется определенной структурой и химическим составом.

Изумруд, являющийся хромсодержащей драгоценной разновидностью минерала берилла зеленого цвета, наряду с алмазом и рубином занимает главенствующее положение среди драгоценных камней. Его достоинства, прежде всего, определяются насыщенным ярко-зеленым цветом, сочетающимся с прозрачностью и достаточно высокой твердостью. Не менее редким является красный берилл – биксбит.

## 1. Актуальность проблемы

Согласно Федеральному закону РФ «О драгоценных металлах и драгоценных камнях» изумруд относится к драгоценным камням. В природе не так часто встречаются бездефектные кристаллы в комбинации с насыщенной окраской и стоимость таких камней достаточно высока. Изумруды высоких качественно-цветовых характеристик весьма дороги. Не менее редкими и ценными являются и биксбиты.

Дороговизна всегда провоцирует появление имитации, а то и просто подделки. Возрастающий спрос на изумруды (а также биксбиты) в мире приводит к появлению на рынке, помимо природных камней, все большего числа их синтетических аналогов. Современные синтетические камни по цвету практически неотличимы, по чистоте могут даже превосходить природные камни, но ценятся они значительно ниже. Поэтому важнейшей задачей геммологии на сегодняшний день является диагностировать драгоценные камни, а именно, определить, с каким из них мы имеем дело, природным или синтетическим [1].

Не всегда просто провести границу между природными и синтетическими благородными бериллами, поскольку и те и другие обладают одинаковым химическим составом, строением кристаллической решетки и внешне не различимы. Природные камни образуются в недрах Земли под воздействием тепла и давления. Синтетические – тоже получают под действием тепла и давления, но в лабораторных условиях.

Синтетические камни, выращенные в недрах научных лабораторий менее дорогостоящие, чем драгоценные камни, добытые из недр земли. На мировом рынке

сейчас часто можно встретить синтетические изумруды и просто подделки под этот драгоценный камень. И для того, чтобы с уверенностью установить различия натурального изумруда от его искусственного аналога, необходимо провести множество тестов на сложном оборудовании [2].

## 2. Имеющийся мировой опыт решения проблемы

Применяемые методы диагностики основаны на определении оптических и физических констант с помощью различного геммологического оборудования: рефрактометров, полярископов, микроскопов и др. [3].

Постоянное усовершенствование технологий выращивания синтетических камней привело к тому, что отличить природные от синтетических зачастую не просто даже опытному геммологу. В связи с этим, специалисты вынуждены прибегать к использованию более «строгих» инструментальных методов исследования, таких как: рентгеноспектральный (микрозондовый) и рентгеноструктурный методы, спектрофотометрический анализ, использование ИК, ЭПР и рамановскую спектроскопию (спектры комбинационного рассеяния) [4].

Рамановская спектроскопия является весьма информативным методом, позволяющим диагностировать ювелирные камни и отличать их от имитаций. В реализации этого метода весьма перспективным представляется использование сравнительно недорогих диодных лазеров.

Спектры комбинационного рассеяния природных и синтетических изумрудов, полученные при возбуждении диодными лазерами различных длин волн, представленные в имеющихся в современных базах данных [5], показаны на рис. 1. Как видно, спектры изумрудов разного происхождения, полученные при возбуждении красным лазером (785 нм), отличаются лишь шириной полос, обусловленной, по-видимому, различием в характере рэлеевского рассеяния лазерного возбуждающего излучения этой длины волны природными и синтетическими системами.

Тогда как спектры, полученные при возбуждении зеленым лазером (532 нм), имеют более характерные отличия. Из рис. 1 видно, что спектры синтетических изумрудов, измеренные при таком возбуждении, имеют на фоне широких полос отчетливо выраженные узкие пики в области 4100 $см^{-1}$. Эти пики можно отнести к проявлениям собственных колебаний кристаллической решетки изумрудов.

У природных изумрудов эти пики выражены очень слабо или практически отсутствуют, что обусловлено, по-видимому, меньшим совершенством их кристаллического строения. Широкие полосы спектров при зеленом лазерном возбуждении, которые можно отнести к собственной люминесценции изумрудов, возбуждаемой длиной волны 532 нм, у природных и синтетических систем тоже отличаются. Однако эти отличия уже не столь очевидны. Из рис. 1 можно также предположить, что при возбуждении на длине волны 785 нм собственная люминесценция у изумруда практически отсутствует.

Красные разновидности драгоценных бериллов – биксбиты, синтетического и природного происхождения напротив, лучше различаются при возбуждении красными диодными лазерами с длиной волны возбуждения 780–785 нм. Однако и для этих минералов, как и для изумрудов, пики в области 4100 $см^{-1}$, наблюдающиеся при возбуждении в 532 нм, являются характерным признаком камней синтетического происхождения (см. рис. 2).

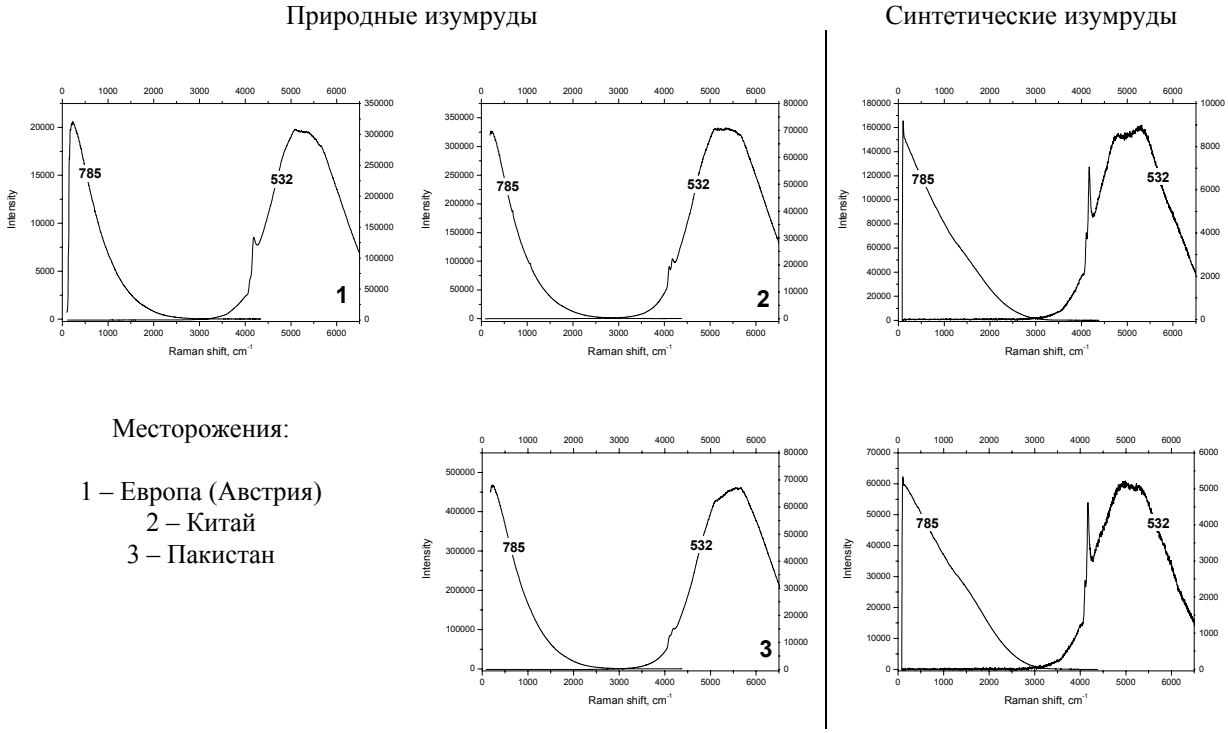



Рис. 1 Спектры комбинационного рассеяния природных (слева) и синтетических (справа) изумрудов, изученных в Геммологическом институте Америки, при диодном лазерном возбуждении длинами волн 532 и 785 нм (по данным [5]).

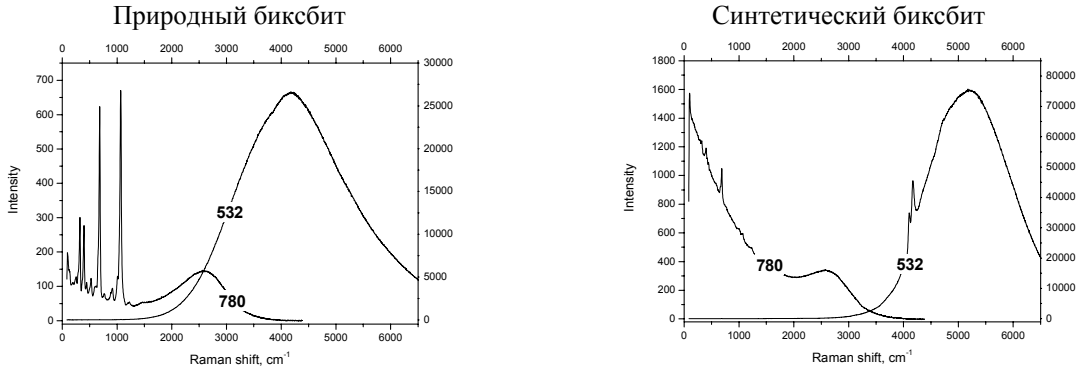



Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния природных (слева) и синтетических (справа) красных бериллов, изученных в Геммологическом институте Америки, при диодном лазерном возбуждении длинами волн 532 и 780 нм (по данным [5]).

### 3. Обсуждение результатов исследования

В данной работе с применением диодных лазеров были исследованы рамановские спектры следующих типов минералов:

– природные изумруды из месторождений Урала и Колумбии;

– синтетические изумруды российского производства (выращенные гидротермальным методом и методом синтеза из раствора в расплаве [6]).

Образцами биксбитов к моменту проведения работ авторы не располагали.

Измерения спектров комбинационного рассеяния вышеозначенных систем проводили на рамановском спектрометре фирмы Avantes mod. AvaRaman. Возбуждение

рамановских спектров осуществляли диодным лазером с длиной волны 532 нм, как наиболее эффективной для выявления характерных отличительных признаков для природных и синтетических систем. Полученные результаты приведены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, наблюдается четкая корреляция полученных результатов с данными [5], приведенными на рис. 1. Рамановские спектры синтетических камней различного происхождения, измеренные при диодном лазерном возбуждении в 532 нм, обладают тем же характерным отличительным признаком – имеют отчетливо выраженные узкие пики в области 4100 см$^{-1}$. Тогда как у колумбийских и уральских природных камней эти пики практически отсутствуют, равно как и у европейских, китайских и пакистанских природных изумрудов. Широкие полосы у всех исследованных нами систем, как можно видеть из рис. 3, имеют высокую степень подобия.

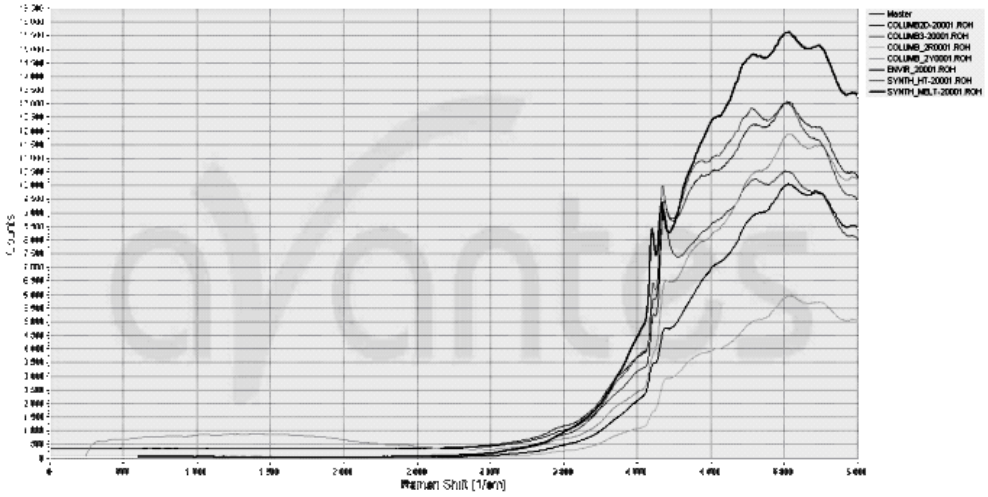



Рис. 3 Спектры комбинационного рассеяния, измеренные для природных и синтетических изумрудов на рамановском спектрометре фирмы Avantes mod. AvaRaman при диодном лазерном возбуждении длиной волны 532 нм. Спектры синтетических систем российского производства, полученных разными методами (подробности в тексте), характеризуются наличием четко выраженными узких пиков в области 4100 см$^{-1}$. У природных систем эти пики практически отсутствуют.

**Заключение**

Как видно из вышеизложенного, зеленые диодные лазеры с длиной волны 532 нм весьма эффективны для диагностики природных и синтетических изумрудов и биксбитов. При этом отличительным диагностическим квалификационным признаком синтетических систем, даже полученных по разной технологии, является наличие узких пиков в области 4100 см$^{-1}$, отчетливо проявляющихся на фоне широкой полосы, максимум которой расположен в области (5–6)·10$^3$ см$^{-1}$. У природных изумрудов и биксбитов при таком возбуждении наблюдается практически только широкая полоса, расположенная в том же диапазоне, что и у синтетических, но несколько отличающаяся от последних по форме.

Аппаратура Avantes BV, в сочетании с диодными лазерами, позволяет надежно диагностировать природные и синтетические разновидности благородных бериллов – изумрудов и биксбитов. Процедура диагностики такими средствами занимает лишь несколько секунд. Открывается возможность создания новых эффективных и компактных аппаратных средств диагностики драгоценных минералов (в том числе и во внелабораторных условиях), не получивших пока широкого распространения в практической геммологии.

**Литература**

1. Изумруд. http://blogs.mail.ru/inbox/domino23/56701D042BE36840.html.
2. Натуральный изумруд или искусственный? http://www.jewelgold.ru/2009/09/24/artificial_emeral/#more-384.
3. Диагностика синтетических камней. http://www.bibliotekar.ru/spravochnik-50/52.htm.
4. Методы современной диагностики природных самоцветов и их имитаций. http://www.webois.org.ua/jewellery/stones/games06.htm.
5. База данных по минералам проекта RRUFF. http://rruff.info/emerald/display=default/.
6. Элуэлл Д. Искусственные драгоценные камни. http://www.bibliotekar.ru/spravochnik-50/index.htm.

## Diode lasers in the instrumental diagnostics of the synthetic and natural precious beryls

A. I. Andreev[1], Y. V. Krivosheev[1], V. V. Nekrasov[1], V. A. Nikitenko[1], M. A. Rybalko[2]

*[1]Moscow State University of Railway Engineering, Moscow, Russia*
*e-mails: v.v.nekrasov@gmail.com, nikitenko@ru.ru*
*[2]Russian state geological survey university, Moscow, Russia*

The present research investigates the possibility for application of diode lasers for diagnostics of natural and synthetic precious beryls – emeralds grown by various methods – from solution in the melt and hydrothermally, as per light combined (Raman) scattering spectrum. It has been shown that the most efficient for diagnostics of natural and synthetic systems are green diode lasers with wavelength of 532 nm. Typical diagnostics feature of synthetic green beryls – emeralds, irrelevant of their growing method, are narrow peaks (short spikes) in the area 4100 $cm^{-1}$, which appear against wide structureless distribution. Red noble beryls – bixbites of synthetic origin are also characterized by this attribute.

**Keywords:** diode lasers, raman spectroscopy, natural and synthetic emeralds and bixbites, diagnostic.

## Авторский указатель


***B***

Bikbajevas V. ..... 221

***C***

Christol P. ..... 50
Chugunov S. V. ..... 180
Cong T. Q. ..... 110

***G***

Gladyshchuk A. A. ..... 180
Grivickas V. ..... 221

***H***

Heuken M. ..... 123, 210
Hsu K. ..... 33

***K***

Kalisch H. ..... 123, 210
Kononenko V. K. ..... 50

***L***

Lott J. A. ..... 3
Luc V. V. ..... 110

***M***

Mauder C. ..... 210
Melnikau D. ..... 180
Mien V. D. ..... 110

***N***

Nghiem V. T. ..... 110
Ngoan N. T. ..... 110

***P***

Parashchuk V. V. ..... 110

***R***

Rakovich Y. P. ..... 180
Rusakov K. I. ..... 180
Rusakova Z. V. ..... 180

***S***

Sachkov E. P. ..... 50
Samadli E. G. ..... 221
Samal N. ..... 73
Savateeva D. I. ..... 180
Stetsik V. M. ..... 50

***T***

Thanh N. C. ..... 110
Tien T. Q. ..... 110
Truong P. V. ..... 110

***А***

Абушов С. А. ..... 158
Агафонова Т. А. ..... 96
Александров И. А. ..... 225
Алёшкин В. Я. ..... 20, 56
Андреев А. И. ..... 232
Афоненко А. А. ..... 42, 60, 87
Ашкинази Е. Е. ..... 29

***Б***

Безотосный В. В. ..... 29, 37
Безъязычная Т. В. ..... 83, 148
Белявский В. С. ..... 60
Бер Б. Я. ..... 192
Блохин С. А. ..... 3
Богач В. Н. ..... 176
Богданович М. В. ..... 104, 148
Бондарев В. Ю. ..... 29
Буганов О. В. ..... 184

***В***

Васильев А. П. ..... 3
Винокуров Д. А. ..... 12, 25
Вихрова О. В. ..... 56
Войнилович А. Г. ..... 116, 123, 210
Воронкова Н. В. ..... 25

***Г***

Гамов Н. А. ..... 136
Гапоненко С. В. ..... 184
Гладышев А. Г. ..... 3
Горбунков М. В. ..... 37
Григорьев А. В. ..... 148
Гронин С. В. ..... 116, 123, 143
Гутаковский А. К. ..... 225
Гутцайт Э. М. ..... 96, 100

***Д***

Данильчик А. В. ..... 188, 198, 202
Дикарева Н. В. ..... 56
Дубинов А. А. ..... 20, 56
Дураев В. П. ..... 8
Дынич Р. А. ..... 176

***Е***

Евстропов В. В. ..... 150
Ермоленко М. В. ..... 184
Есин Р. В. ..... 132

***Ж***

Жданова Е. В. ..... 132, 136
Ждановский В. А. ..... 188
Жолнеров В. С. ..... 16
Журавлев К. С. ..... 225

***З***

Забавин Н. В. ..... 128
Задиранов Ю. М. ..... 3

Зверев М. М. ..... 132, 136
Звонков Б. Н. ..... 56
Зезюля П. А. ..... 69
Зеленковский В. М. ..... 83
Зубелевич В. З. ..... 123, 158, 188, 198, 202

*И*

Иванов А. В. ..... 16
Иванов С. В. ..... 116, 123, 132, 143
Ильченко С. Н. ..... 91
Исаевич А. В. ..... 104

*К*

Кабанов В. В. ..... 83, 148
Казанцев Д. Ю. ..... 192
Калинина К. В. ..... 196
Капитонов В. А. ..... 25
Карачинский Л. Я. ..... 3
Карпов С. Ю. ..... 192
Климко Г. В. ..... 116, 143
Коваленко В. И. ..... 29
Козловский В. И. ..... 121, 128, 139
Колесников М. Н. ..... 56
Кондратюк Н. В. ..... 148
Кононенко В. К. ..... 77
Копьев П. С. ..... 132
Костин Ю. О. ..... 91
Кравченко А. В. ..... 213
Кравченко В. М. ..... 213
Красникова И. В. ..... 46
Кривонос М. С. ..... 37
Кривошеев Я. В. ..... 232
Крохин О. Н. ..... 29
Кугейко М. М. ..... 172, 228
Куданович О. Н. ..... 154
Кудряшов А. В. ..... 167
Кузнецов П. И. ..... 121
Кузьменков А. Г. ..... 3
Кулагина М. М. ..... 3
Кунцевич Б. Ф. ..... 77
Курносов В. Д. ..... 16
Курносов К. В. ..... 16
Курушин А. А. ..... 100

*Л*

Ладугин М. А. ..... 91, 136
Лапин П. И. ..... 91
Лебедок Е. В. ..... 83, 148
Леденцов Н. Н. ..... 3
Леоненя М. С. ..... 217
Лиокумович Л. Б. ..... 167
Липлянин А. А. ..... 188
Лисовская Ю. О. ..... 158
Лишик С. И. ..... 202
Лобинцов А. А. ..... 33, 91
Лобинцов А. В. ..... 16
Ломанов А. Н. ..... 3
Лундин В. В. ..... 192
Луценко Е. В. ..... 116, 123, 188, 198, 202, 210, 225
Лысенко С. А. ..... 172, 228
Лютетский А. В. ..... 25

*М*

Малевич В. Л. ..... 69
Малевич П. Н. ..... 104
Малеев Н. А. ..... 3
Малышев С. А. ..... 87
Манак И. С. ..... 69, 217
Мармалюк А. А. ..... 91, 136
Маслов В. Э. ..... 96, 100
Медведев А. В. ..... 167
Микитчук К. Б. ..... 42
Молчанов С. С. ..... 196
Морозов М. Ю. ..... 46
Морозов Ю. А. ..... 46
Муравицкая Е. В. ..... 158

*Н*

Некоркин С. М. ..... 56
Некрасов В. В. ..... 232
Никитенко В. А. ..... 232
Никитин В. С. ..... 3
Николаев А. Е. ..... 192
Никоненко С. В. ..... 188

*О*

Одринский А. П. ..... 221
Олещенко В. А. ..... 29, 37
Острецов Е. Ф. ..... 206

*П*

Павловский В. Н. ..... 198, 202, 210
Панфиленок Е. С. ..... 87
Пархоменко И. Н. ..... 154
Пашаев А. М. ..... 158
Певцов В. Ф. ..... 29
Перегудов Д. В. ..... 132, 136
Пихтин Н. А. ..... 12, 25
Подоскин А. А. ..... 25
Понявина А. Н. ..... 176
Попов Ю. М. ..... 29, 37
Поседько В. С. ..... 202, 206
Протасеня А. Л. ..... 148

*Р*

Растегаева М. Г. ..... 25
Ржеуцкий Н. В. ..... 188, 198, 202, 210
Романенко А. А. ..... 83
Романцевич В. И. ..... 16
Рудова Н. А. ..... 25
Рыбалко М. А. ..... 232
Рябцев А. Г. ..... 148
Рябцев Г. И. ..... 83, 104, 148

*С*

Садофьев Ю. Г. ..... 73
Сахаров А. В. ..... 192
Свиридов Д. Е. ..... 128

Седова И. В. ..... 116, 123, 132, 143
Сидоров В. Г. ..... 150
Сизов В. С. ..... 192
Слипченко С. О. ..... 12, 25
Сорокин С. В. ..... 116, 123, 132, 143
Станкевич В. В. ..... 184
Степанова И. В. ..... 96
Стоянов Н. Д. ..... 196
Студенов В. Б. ..... 132, 136
Сурвило Л. Н. ..... 206

***Т***

Тагиев Б. Г. ..... 158
Тагиев О. Б. ..... 158
Тарасов И. С. ..... 12, 25
Тарасюк Н. П. ..... 116
Тимер-Булатов Д. О. ..... 96
Тимощенко Е. В. ..... 81
Тихомиров С. А. ..... 184
Трофимов Ю. В. ..... 202, 206
Тункин В. Г. ..... 37

***У***

Усов С. О. ..... 192
Устинов В. М. ..... 3
Ушаков Д. В. ..... 73
Ушакова Е. Ю. ..... 96

***Ф***

Федоров Л. М. ..... 150
Филимоненко Д. С. ..... 154
Филиппов В. В. ..... 163, 176
Фираго В. А. ..... 172

***Х***

Хайруллина А. Я. ..... 154
Холенков А. В. ..... 104

***Ц***

Цацульников А. Ф. ..... 192
Цвирко В. И. ..... 202, 206

***Ч***

Чернов Р. В. ..... 16
Чешев Е. А. ..... 29, 37
Чиж А. Л. ..... 87
Чижевский В. Н. ..... 64
Чумаков А. Н. ..... 104

***Ш***

Шидловский В. Р. ..... 33
Шраменко М. В. ..... 33
Шуленков А. С. ..... 3, 123
Шулицкий Б. Г. ..... 163

***Щ***

Щемелев М. А. ..... 104, 148

***Ю***

Юревич В. А. ..... 81
Юревич Ю. В. ..... 81

***Я***

Яблонский Г. П. ..... 116, 123, 158, 225
Яговкина М. А. ..... 192
Яковлев Ю. П. ..... 196
Якубович С. Д. ..... 33, 91

Сборник статей 8-го Беларусско-Российского семинара

**“ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ”**

Минск, 17–20 мая 2011 г.

Редакторы: В. З. Зубелевич, В. К. Кононенко, Г. П. Яблонский

Подписано к печати 26.04.2011. Формат: 60×90 1/8.
Тип бумаги: офисная. Печать: ризография.
Объем: 17.0 уч.-изд. л., 15.6 усл. печ. л. Тираж: 80 экз.
Заказ № 13.

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси
220072 Минск, просп. Независимости, 68
Отпечатано на ризографе ИФ НАНБ