

ТАДЖИКСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

УДК: 621.375.826:006.35 621.37.П535

Каримов Зоир Давлатбегович

**ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУР ГЕТЕРОНОЛОЗЕРОВ
С УЧЁТОМ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОРОГОВОГО ТОКА**

Специальность: 01.04.07 - физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Душанбе - 2018

Работа выполнена на кафедре вычислительных машин, систем и сетей
Таджикского национального университета.

- Научные руководители:** **Махсудов Барот Исломович** -доктор физико-математических наук, доцент;
Джураев Хайрулло Шарофович - кандидат физико-математических наук, доцент.
- Официальные оппоненты:** **Микаелян Геворк Татевосович**-доктор физико- математических наук, профессор, генеральный директор ОАО «НПО «Инжект». Саратов, Россия;
Гафуров Халим- кандидат физико- математических наук, доцент кафедры информационно-автоматизированных систем Таджикского университета бизнеса, политики и права.
- Ведущая организация:** Российско-Таджикский (Славянский) университет.

Защита состоится « ____ » _____ 2018 года в 10:00 часов на заседании объединенного диссертационного совета Д 999.188.02 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Таджикском национальном университете по адресу: 734025, Республика Таджикистан, г. Душанбе, проспект Рудаки, 17, факс (992-372) 21-77-11, Зал заседаний Ученого совета ТНУ.

Отзывы направлять по адресу: 734025, г.Душанбе, проспект Рудаки, 17, ТНУ, диссертационный совет Д 999.188.02, E-mail: tgnu@mail.tj.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте Таджикского национального университета <http://www.tnu.tj> (734025, г.Душанбе, проспект Рудаки, 17).

Автореферат разослан « ____ » _____ 2018 г.

Ученый секретарь объединенного
диссертационного совета Д 999.188.02,
кандидат физ.-мат. наук, СНС

Табаров С.Х.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Полупроводниковые инжекционные лазеры обладают высокой эффективностью преобразования электрической энергии в энергию когерентного излучения, имеют малые размеры и возможность получения генерации в широком диапазоне длин волн, простоту накачки и возможность прямой модуляции в широкой полосе длин волн. В настоящее время инжекционные лазеры широко применяются в технике связи, голографии, метрологии, спектроскопии, робототехнике, лазерной медицине и т.д. Они широко применяются для оптической накачки твердотельных лазеров в опытах по управляемому термоядерному синтезу (УТС).

Одной из наиболее серьёзных проблем совершенствования лазеров на основе гетероструктур является задача улучшения их температурных характеристик, а именно ослабление температурной зависимости порогового тока и дифференциальной эффективности. Быстрый температурный рост порогового тока является серьёзным препятствием для получения генерации при высоких температурах. Этот же фактор ограничивает максимальную мощность излучения в непрерывных лазерах, поскольку последняя определяется перегревом лазерного диода. Насыщение ватт-амперной характеристики, ограничивающее излучаемую оптическую мощность в непрерывном режиме генерации, связано с тем, что в процессе работы температура активной области диодного лазера становится намного выше окружающей.

Для снижения внутренних оптических потерь в гетеролазерах отдельного ограничения основным приёмом является увеличение толщины волновода гетероструктуры. В симметричной лазерной гетероструктуре отдельного ограничения естественным ограничением толщины волновода является условие возникновения мод высших порядков. Для подавления мод высших порядков обычно используется асимметричная гетероструктура. Условия оптимизации температурной зависимости излучательных характеристик асимметричных и симметричных структур различаются.

Необходимость анализа волноводных свойств нанослойных гетероструктур и улучшения температурной зависимости излучательных характеристик

гетеролазеров стимулировала развитие новых численных методов расчёта многослойных активных волноводов. Соответственно, одной из поставленных целей настоящей диссертации являлась разработка наиболее удобного и эффективного метода численного расчёта волновода гетеронаноструктуры, позволяющего оптимизировать температурную зависимость излучательных характеристик инжекционных лазеров при разных параметрах наноструктур.

Таким образом, изучение температурной зависимости излучательных характеристик симметричных и асимметричных гетеролазеров на основе наноструктур раздельного ограничения является одной из актуальнейших задач лазерной науки и физики конденсированного состояния в целом.

Целью работы являлось создание математического аппарата описания и оптимизации параметров волновода на основе многослойных полупроводниковых гетеронаноструктур с учётом температурной зависимости порогового тока гетеролазеров.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

-разработка математических моделей нанослойных оптических волноводов для исследования температурной зависимости излучательных характеристик многослойных инжекционных лазеров;

-создание программ по численному моделированию оптимизации влияния параметров гетеронаноструктуры на температурную зависимость порогового тока инжекционных лазеров;

-расчёт характеристик реальных гетеронаноструктур с использованием лазерной модели и определение температурной зависимости пороговых токов симметричных и асимметричных гетеролазеров;

-оптимизация параметров наноструктуры для улучшения температурной зависимости излучательных характеристик гетеролазеров;

-сравнение результатов расчёта влияния параметров гетеронаноструктур на температурную зависимость излучательных характеристик инжекционных лазеров с экспериментом.

Научная новизна работы состоит в том, что впервые:

-разработан удобный метод численного расчёта плоского активного оп-

тического волновода лазеров на основе многослойных гетеронаноструктур с привлечением метода модулирующих функций;

-проведён численный расчёт температурной зависимости излучательных характеристик инжекционных лазеров на основе наноструктур от параметров гетероструктуры;

-установлена зависимость температурного поведения порогового тока инжекционных лазеров на основе асимметричных AlGaAs/InGaAs/GaAs гетеронаноструктур с одной и двумя квантовыми ямами от толщины и материального состава нанослоёв;

-показано, что температурная зависимость порогового тока лазеров на основе асимметричных гетеронаноструктур по сравнению с лазерами на основе симметричных гетеронаноструктур меняется в сторону ухудшения;

-разработан оригинальный метод оптимизации параметров инжекционных лазеров на основе гетеронаноструктур с целью улучшения температурных зависимостей излучательных характеристик гетеролазеров.

Практическая значимость результатов подтверждается тем, что созданная математическая модель может быть использована для улучшения температурной зависимости излучательных характеристик инжекционных лазеров на основе гетеронаноструктур и точной диагностики значений порогового тока конструируемого прибора при различных температурах, делает возможным замену исследования реальных инжекционных лазеров численным экспериментом для ускоренной разработки новых гетеронаноструктур. Модельный расчёт позволяет повысить эффективность проектирования и оптимизации конструкций мощных инжекционных лазеров для накачки твёрдотельных лазеров.

Положения, выносимые на защиту:

1. Методика расчёта плоского активного оптического волновода гетеронанолазеров, базируемая на методе модулирующих функций;
2. Методика расчёта температурной зависимости излучательных характеристик лазеров на основе многослойных гетеронаноструктур;
3. Зависимость температурного поведения порогового тока гетеронано-

лазеров от параметра асимметрии гетероструктур для лазеров с одной и двумя квантовыми ямами;

4. Зависимость температурного поведения излучательных характеристик лазеров на основе гетеронаноструктур от толщины и материального состава нанослоёв;

5. Высокоэффективная методика оптимизации конструкции гетеролазера для улучшения температурной зависимости излучательных характеристик гетеронанолазеров.

Достоверность и обоснованность полученных результатов обеспечивается применением современных математических методов расчёта, теоретической обоснованностью результатов работы и согласованностью полученных результатов расчёта с экспериментальными литературными данными.

Личный вклад автора заключается в анализе научной литературы по тематике диссертации, непосредственном участии при получении расчётных данных, систематизации результатов и подготовке материалов к публикации.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 14 работ, в том числе 6 статей в журналах из Перечня ВАК РФ и 8 в материалах международных и республиканских конференциях.

Апробация работы. Основные результаты исследований доложены на: республиканской конференции «Современные проблемы прикладной математики и информатики» (Душанбе, 2014); республиканской конференции по ядерно-физическим методам анализа свойств биологических, геологических, химических и медицинских объектов» (Душанбе, 2014); республиканской научно-теоретической конференции профессорско-преподавательского состава и сотрудников ТНУ (Душанбе, 2013-2018); Республиканской научной конференции «Современные проблемы физики конденсированного состояния» (Душанбе, 2015); Международной научно-практической конференции химия производных глицерина: синтез, свойства и аспекты использования (Дангара, 2016); Международной конференции «Перспектива развития физической науки» (Душанбе, 2017); конф. профессорско-преподавательского состава, на-уч-ных со-трудников, и аспирантов с международным участием (БГТУ, Минск, 2017).

Объём и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, выводов и списка цитируемой литературы из 120 наименований. Общий объём диссертации составляет 108 страниц машинописного текста, включая 7 таблиц и 27 рисунков.

Ключевые слова: полупроводник, гетероструктура, лазер, волновод, пороговый ток, температура, моделирование, генерация, диэлектрическая проницаемость.

Во введении обоснована актуальность темы исследования, изложены предмет исследований и структура диссертации, сформулированы цель и задачи работы, определена научная и практическая значимость исследований, приведены основные положения, выносимые на защиту, указан личный вклад автора.

Первая глава посвящена литературному обзору по проблеме моделирования температурной зависимости излучательных характеристик полупроводниковых лазеров. Обсуждается проблема высокотемпературной генерации в лазерах на основе гетероструктур и температурной зависимости излучательных характеристик инжекционных лазеров. Рассмотрены различные аспекты моделей и методов расчёта гетеронанослойных оптических волноводов и температурной зависимости излучательных характеристик инжекционных лазеров.

Вторая глава посвящена описанию методов анализа и алгоритмов расчёта параметров полупроводниковых лазеров на основе гетеронаноструктур. Приведены волноводные модели нанослойных диэлектрических гетероструктур, в том числе метод матриц переноса, метод конечных разностей и метод обратных задач. Анализ изложенных методов расчёта параметров волновода гетеролазеров показывает, что при существовании точки срыва генерации (особая точка) эти методы непригодны для решения поставленной задачи. Для детального анализа температурной зависимости порогового тока гетеролазеров вблизи особой точки требуется применение новых математических методов расчёта. Ввиду того, что при увеличении температуры происходит срыв

лазерной генерации (критическая точка), поэтому в работе был использован метод модулирующих функций.

Математической моделью данной задачи является одномерное уравнение Гельмгольца для мод ТЕ (поперечных электрических волн) поляризации в форме

$$\frac{d^2 u(x)}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(x) - \beta^2 \right) u(x) = 0, \quad (1)$$

где x -координата по поперечной к слоям оси, ω -частота оптического излучения, $\varepsilon(x) = n^2(x)$ -комплексная диэлектрическая проницаемость, $n(x)$ - комплексный показатель преломления, β -продольная (по оси \mathbf{z}) постоянная распространения волны, $u(x)$ -амплитудные профили мод-собственные функции.

Идея метода состоит в решении уравнения (1) и определении величины β^2 с помощью функции $u(x)$, либо нахождении значения интеграла

$$\int_{-\infty}^{\infty} (q^2 + k^2 \varepsilon(x) - \beta^2) \exp(qx) h(x) u(x) dx + \int_{-\infty}^{\infty} (h''(x) + 2qh'(x)) \exp(qx) u(x) dx = 0,$$

то есть модулирующей функции $\varphi(x) = h(x) \exp(qx)$.

Обсуждается алгоритм решения задачи температурной зависимости излучательных характеристик полупроводниковых лазеров.

В третьей главе представлены результаты численного расчёта и оптимизации температурной зависимости излучательных характеристик нанослойных инжекционных лазеров на основе симметричных гетероструктур.

Представлены результаты численного расчёта температурной зависимости порогового тока гетернанолазеров и их связь с антиволноводным действием инжектированных носителей в активную область. Приведены данные расчёта температурной зависимости порогового тока лазеров от толщины нанослоёв и других параметров наноструктуры с целью улучшения излучательных характеристик гетеролазеров и получения больших мощностей.

В качестве объекта исследования рассматривается квантоворазмерная гетероструктура на основе системы InGaAs/AlGaAs/GaAs, используемая для изготовления лазеров диапазона 0,94-1,14 мкм. Указанная полупроводниковая система выбрана как наиболее хорошо технологически отработанная, но ис-

пользованные в работе методики и подходы оптимизации применимы также и для многослойных наноструктур на основе других твёрдых растворов.

Вначале рассчитаем зависимость модового усиления g_M от величины локального усиления g в активном слое (величины накачки). Далее, используя эту зависимость и фиксируя величину модового усиления на уровне потерь резонатора, найдём зависимость порогового локального усиления от температуры. В качестве оптической модели активной области инжекционного лазера на основе наноструктур рассмотрим плоский многослойный диэлектрический волновод с комплексными значениями диэлектрической проницаемости ε_0 во всех слоях. Рассмотрение ограничим одним только поперечным направлением, перпендикулярным слоям гетероструктуры. Мнимые части ε_n ($n = 0, 1, 2, \dots$) соответствуют коэффициентам поглощения α_n ($n = 0, 1, 2, \dots$) в широкозонных слоях и считаются постоянными.

Комплексная диэлектрическая проницаемость ε_0 активного слоя представляет сумму постоянной величины $\varepsilon'_0 + i\varepsilon''_0$ и переменной комплексной добавки $\delta\varepsilon$, учитывающей изменение локального значения коэффициента усиления g и показателя преломления при изменении концентрации инжектированных электронов N (накачки лазеров). Таким образом, для ε_n имеем:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + i\varepsilon''_0 + \delta\varepsilon, \quad \varepsilon''_0 = \alpha_0 \frac{\sqrt{\varepsilon'_0}}{k}, \quad \delta\varepsilon = -(R+i)g \frac{\sqrt{\varepsilon'_0}}{k}, \quad \varepsilon_n = \varepsilon'_n + i\varepsilon''_n, \quad \varepsilon''_n = \alpha_n \frac{\sqrt{\varepsilon'_n}}{k} \quad (n = 1, 2, \dots),$$

где ε_n ($n = 0, 1, 2, \dots$) - постоянные реальные значения диэлектрической проницаемости слоёв, α_n ($n = 0, 1, 2, \dots$)-постоянные значения поглощения в слоях, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ - волновое число в вакууме, λ - длина волны, g -локальное значение коэффициента усиления активного слоя, R - материальный коэффициент амплитудно-фазовой связи (КАФС), равный отношению реальной части производной $\partial\varepsilon/\partial N$ к её мнимой части $R = \frac{\text{Re } \partial\varepsilon/\partial N}{\text{Im } \partial\varepsilon/\partial N}$.

Для нахождения коэффициента усиления волны необходимо решить соответствующее волновое уравнение и найти константу распространения собственной моды волновода β .

Таким образом, полностью определяются комплексная константа распространения β и комплексная амплитуда поперечного распределения поля $u(x)$. Удвоенная мнимая часть β есть модовый коэффициент усиления g_M :

$$g_M = -2\text{Im}\beta.$$

Уравнение решалось численно. Параметрами служили величины поглощения в слоях α_n ($n=0, 1, 2, \dots$), коэффициент R , постоянные значения реальной части ϵ слоёв ϵ_n ($n=0, 1, 2, \dots$). Результатом расчёта явилась зависимость модового усиления g_M от величины локального усиления g активного слоя.

В работе использованы паспортные данные по составу и толщине слоёв одной из типичных квантоворазмерных структур, на которых опробована предложенная методика ([1], табл. 1).

Таблица 1 –Паспортные данные о толщинах и составе слоёв

№ слоя	Наименование слоя	Состав	Диэлектрическая проницаемость	Потери / усиление, см^{-1}	Толщина слоя
0	Металлический контакт	-	0,2209	362800	-
1	Контактный	GaFs:Zn	13,2496	100	0,3 мкм
2	Спейсер	$\text{Al}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{As:Zn}$	11,8336	10	0,05 мкм
3	Эмиттер	$\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As:Zn}$	13,9129	5	1,6 мкм
4	Волноводный слой	$\text{Al}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{As}$	11,8336	5	0,12 мкм
5	Активная область	$\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{As}$	12,96	-100	120 Å
6	Волноводный слой	$\text{Al}_{0,29}\text{Ga}_{0,71}\text{As}$	11,8336	5	0,12 мкм
7	Эмиттер	$\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As:Si}$	11,3569	5	1,75 мкм
8	Буфер	GaAs:Si	13,2496	10	0,5 мкм
9	Подложка	GaAs:Zn	13,1769	10	350 мкм

На рис.1 представлены расчётные зависимости модового усиления гетеронанолазера g_m от значения локального усиления g , из которых можно заключить, что для инжекционных лазеров при уменьшении толщины активной области зависимость модового усиления от локального усиления g (величины накачки) носит существенно сублинейный характер. В этом случае анализ в

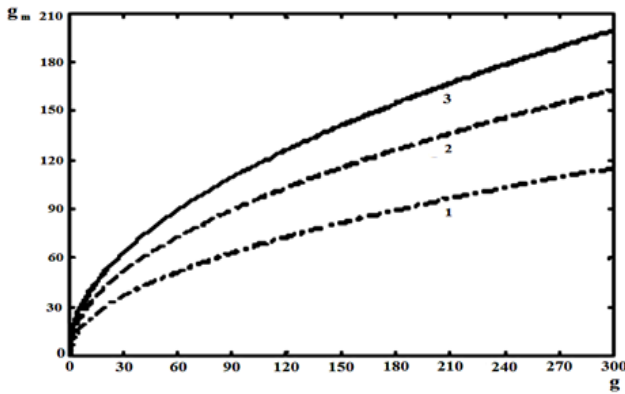


Рис.1. Расчёт зависимости модового усиления g_m от значения локального усиления g . Параметрами кривых является толщина активной области d_0 (мкм). 1- 0.004 мкм, 2-0.008 мкм, 3- 0.012мкм. $R=6$, $\lambda=1.14$ мкм.

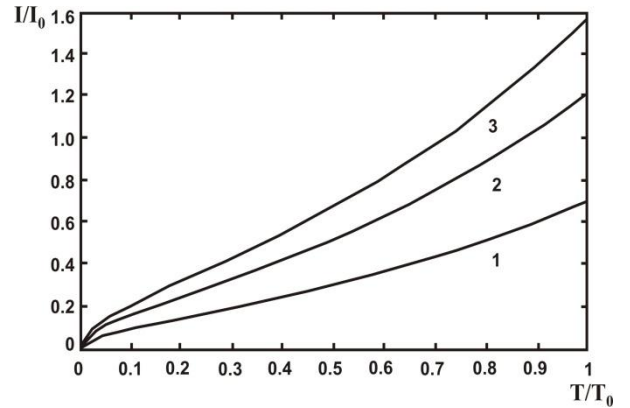


Рис.2. Температурная зависимость порогового тока гетеролазеров. Параметрами кривых является модовое усиление g_m ($см^{-1}$). 1-40 $см^{-1}$, 2-120 $см^{-1}$, 3-200 $см^{-1}$. Остальные параметры совпадают с рис.1.

терминах фактора оптического ограничения Γ становится некорректным, поскольку значение этого фактора не является константой для данной гетероструктуры, и он зависит от уровня накачки. Причиной тому является антиволноводное действие электронов, инжектированных в активную область. Очевидно, что это обстоятельство должно влиять и на ход температурной зависимости порогового тока.

Действительно, для поддержания постоянного модового усиления при повышении температуры необходимо повышать концентрацию инжектированных электронов. С другой стороны, при таком росте концентрации ухудшаются волноводные свойства гетероструктуры.

Зависимость локального усиления g от температуры T ($^{\circ}C$) при фиксированной накачке I (фиксированной концентрации электронов N) будем аппроксимировать выражением: $g = g_0 \exp(-T/T_0)$, $g_0 = \tau N = \chi I_0$, где T_0 - характеристическая температура, g_0 - значение локального усиления при $0^{\circ}C$, τ и χ - коэффициенты пропорциональности. Будем также считать, что добавка к показателю преломления, создаваемая инжектированными носителями, не зависит от температуры. Тогда для температурной зависимости R будем иметь $R = R_0 \exp(T/T_0)$, где R_0 - значение КАФС при $0^{\circ}C$.

Результаты расчёта температурной зависимости порогового тока представлены на рис.2, где варьируемый параметр - величина порогового усиления g_M (потери резонатора), $d_0=8$ нм, а остальные параметры совпадают с данными рис.1.

Температурные зависимости порогового тока имеют некоторую критическую точку T_C , при которой происходит резкое уменьшение характеристической температуры. Заметим, что само значение критической температуры T_C , как видно из рис. 2, тоже уменьшается с ростом потерь g_M в резонаторе.

Таким образом, на основании выполненных расчётов можно заключить, что аномальное поведение температурной зависимости порогового тока в лазерах на основе наноструктур есть результат относительно слабых волноводных свойств их активной области.

Одним из способов увеличения мощности лазеров на основе многослойных гетероструктур является увеличение размеров их оптического пучка излучения. В частности, это связано со снижением оптической нагрузки на выходном зеркале лазера, критическая величина, которой является основным фактором, ограничивающим мощность излучения. Размер пучка можно увеличивать как в плоскости слоёв гетероструктуры, так и в перпендикулярном направлении. В первом случае он определяется размером электрического контакта, а во втором конструкцией оптического волновода гетероструктуры. В диссертации рассматривается второй вариант.

Обычно по волноводу толщиной 1-1.5 мкм, наряду с фундаментальной модой, могут также распространяться моды более высоких порядков. Именно по этой причине критерием оптимизации волновода наногетероструктуры является получение наибольшей ширины пучка при не слишком крутом падении модового усиления. Недостатком широкого волновода является более низкий фактор оптического ограничения для квантовой ямы и, соответственно, более низкое модальное усиление. Чтобы увеличить модальное усиление необходимо увеличить толщину слоя или количество квантовых ям.

При наличии двух и более квантовых ям температурная зависимость излучательных характеристик инжекционных лазеров будет другим. Для расчёта

нами использован состав слоёв и их назначение для базовой наногетероструктуры согласно [2]. Толщина активных квантоворазмерных областей бралась равной 8 нм, а состав соответствовал длине волны генерации 980 нм.

На рис. 3 приведены результаты расчёта зависимости модового усиления g_M от величины локального усиления g активного слоя для наногетероструктуры с одной и двумя квантовыми ямами. На рис. 4 же приведены расчётные температурные зависимости порогового тока AlGaAs/InGaAs/GaAs-гетеролазеров с двумя квантовыми ямами.

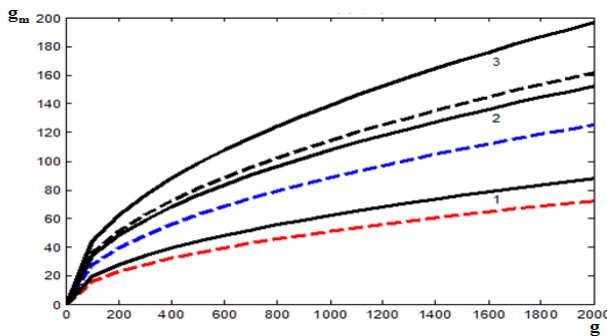


Рис.3. Зависимость модового усиления g_M от величины локального усиления g активного слоя для наногетероструктуры с одной (штрихи) и двумя (сплошные) квантовыми ямами. $R=6$, $\lambda=1.14$ мкм. Параметром кривых является d_0 (мкм): 1- 0.004 мкм; 2-0.008 мкм; 3-0.012 мкм.

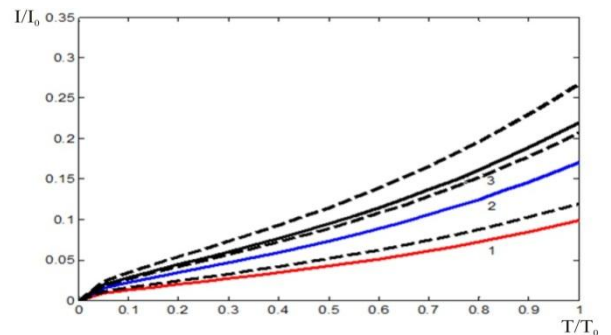


Рис.4. Температурная зависимость порогового тока ($^{\circ}\text{C}$) AlGaAs/- InGaAs/GaAs - гетеролазеров с одной (штрихи) и двумя (сплошные) квантовыми ямами. $R=6$, $\lambda=1.14$ мкм. Параметром кривых является величина модового усиления g_m (cm^{-1}): 1-40 cm^{-1} ; 2-120 cm^{-1} ; 3-200 cm^{-1} . Остальные параметры совпадают с данными рис.1.

Из рис. 3. видно, что температурные зависимости порогового тока инжекционных лазеров на основе наноструктур с двумя квантовыми ямами улучшается. Это связано с тем, что в структурах с двумя квантовыми ямами увеличивается эффективная толщина активного слоя, что приводит к замедлению чувствительности порогового тока к изменению температуры.

Далее нами проведен расчет определения влияния толщины волноводного нанослоя на температурную зависимость порогового тока инжекционных лазеров на основе симметричных гетероструктур отдельного ограничения с расширенным волноводом, излучающих в диапазоне длин волны 0,94÷1,14 мкм.

В исследуемом диапазоне внутренние оптические потери в лазерных гетероструктурах раздельного ограничения не зависят от толщины активной области. Изменение внутренних оптических потерь, связанные с вариациями толщины активной области, пропорциональны фактору антиволноводного действия инжектированных носителей заряда.

Измененные толщины волноводного слоя оказывает существенное влияние на пороговую плотность тока в симметричных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения. Это связано с тем, что распределение основной моды излучения в расширенном волноводе наноструктуры полностью определяется материальными и геометрическими параметрами эмиттерных и волноводных слоев.

Используя параметры лазеров с различными материалами волноводного нанослоя гетеролазеров, произведем расчет температурной зависимости порогового тока. Как уже отмечали, в лазерных структурах в качестве волноводного нанослоя использовался твердый раствор AlGaAs. Данные, характеризующие исследуемые лазерные структуры, сведены в табл. 1.

Результаты расчета температурной зависимости порогового тока от материала волноводного нанослоя гетеролазеров для толщины активной области 4нм приведены на рис. 5.

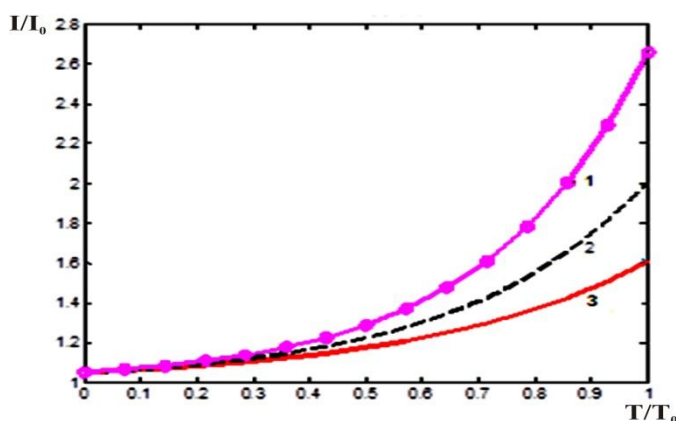


Рис.5. Температурные зависимости порогового тока лазеров на основе гетеронаноструктур от материала волноводного слоя: $\epsilon_4 = \epsilon_6$; 1-11.3 (GaAs); 2-11.64 ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$); 3-11.83 ($\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$); $R=6$; $\lambda = 1.15$ мкм; $g_M=120\text{см}^{-1}$; $d_0=0.004\text{мкм}$.

Таким образом, результаты расчета показывают, что в симметричной лазерной наноструктуре с увеличением толщины волноводного нанослоя, а также при больших значениях диэлектрической проницаемости этого слоя, температурная зависимость излучательных характеристик улучшается.

Метод расчета волноводной наноструктуры, а также методы контроля волноводных параметров на основе расчетных данных по температурной зависимости излучательных характеристик инжекционных лазеров были использованы для оптимизации конструкции гетеролазеров.

Основная задача при оптимизации лазеров на основе многослойных наноструктур с целью улучшения температурной зависимости излучательных характеристик заключается в создании оптимального волноводного эффекта в активной области лазера в направлении плоскости p-n перехода.

Оптимизация температурной зависимости излучательных характеристик квантоворазмерных наногетероструктур на основе системы In-GaAs/AlGaAs/GaAs, выполненная для толщин активной области 4 нм и 8 нм, представлена на рис.6. Для этих структур оптимизированная толщина волноводного слоя w получается 0,19 мкм и 0,13 мкм соответственно.

Таким же образом можно оптимизировать значения показателя преломления нанослоёв (рис.7). Для этих структур оптимизированный состав волноводного слоя будет 12,75 и 13,3 соответственно.

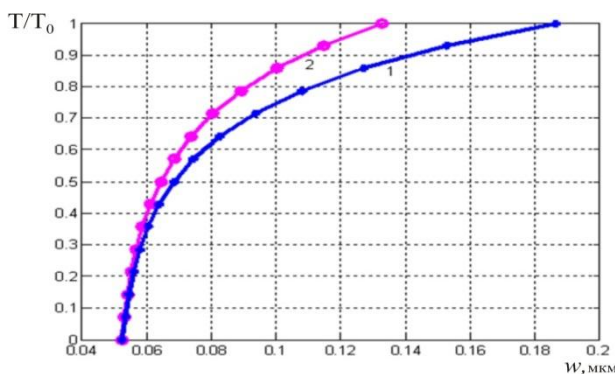


Рис.6. Оптимизация толщины волноводного слоя гетеронанолазера. Параметры кривых: 1- $d_0(\text{мкм})=1-0.004$ мкм; 2- $d_0(\text{мкм})=0.008$ мкм; $R=6$; $\lambda = 1.15$ мкм; $g_M=120\text{см}^{-1}$; $\varepsilon_4 = \varepsilon_6 = 11.8336$; $T = 344\text{К}$.

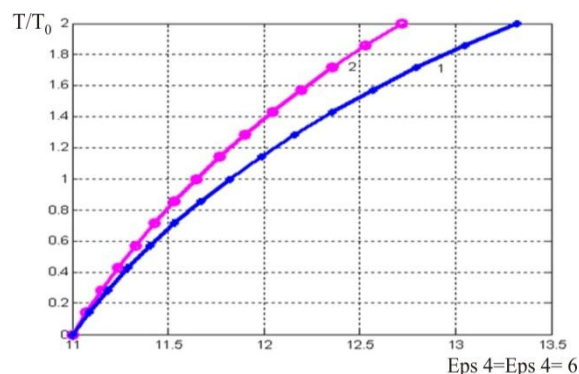


Рис.7. Оптимизация материала волноводного слоя гетеронанолазера. Параметры кривых: 1- $d_0(\text{мкм})=1-0.004$ мкм; 2- $d_0(\text{мкм})=0.008$ мкм; $R=6$; $\lambda = 1.15$ мкм; $g_M=120\text{см}^{-1}$; $\varepsilon_4 = \varepsilon_6 = 11.8336$; $T = 344\text{К}$.

Можно констатировать, что в соответствии с результатами расчётов осуществлена оптимизация параметров гетероструктуры инжекционных лазеров по толщине и материалу волноводного нанослоя, позволяющая существен-

но ослабить температурную зависимость их излучательных характеристик.

Четвёртая глава посвящена результатам теоретического анализа и оптимизации параметров квантоворазмерной асимметричной двойной гетеронаноструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs. Приведены результаты численного расчёта влияния асимметрии гетеронаноструктуры на температурную зависимость излучательных характеристик гетеролазеров. Показано, что излучательные характеристики лазеров зависят от состава нанослоёв. Произведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчёта температурной зависимости порогового тока гетеронанолазеров на основе асимметричных AlGaAs/InGaAs/GaAs – гетероструктур от толщины и состава слоёв.

В симметричных гетероструктурах отдельного ограничения квантовая яма находится в центре волновода. Для мод более высоких порядков могут выполняться пороговые условия генерации. По сравнению с модой нулевого порядка (фундаментальной) моды ненулевого порядка больше перекрываются с легированными эмиттерами и, следовательно, имеют более высокие внутренние потери из-за поглощения на свободных носителях. Для подавления генерации моды второго порядка применяется асимметричная гетероструктура отдельного ограничения. В ней квантовая яма смещена от центра волновода к *p*-эмиттеру. Изменение позиции квантовой ямы приводит к незначительному снижению модального усиления нулевой моды, но модальное усиление мод первого и второго порядка будет намного ниже такового моды нулевого порядка.

В работе исследованы лазерные гетероструктуры в системе твердых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs с резонатором Фабри-Перо, излучающие на длине волны 0,94÷1,14 мкм. Лазерные структуры представляли собой квантоворазмерные асимметричные двойные гетероструктуры отдельного ограничения с расширенным волноводом. Активная область лазера состояла из одной или нескольких напряженных $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ квантовых ям толщиной 5–12 нм. Квантовые ямы были «встроены» в волновод из GaAs или AlGaAs, имеющий большую ширину запрещенной зоны. Большинство исследуемых структур имело широкий волновод толщиной 1,5 – 2,0 мкм, в котором активный слой

был смещён на 0,2 – 0,3 мкм к *p*- эмиттеру. Такую гетероструктуру принято называть асимметричной гетероструктурой.

В лазерных структурах в качестве активной области использовался слой напряженного твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 5-9 нм.

Были исследованы гетеронаноструктуры с различным материалом волноводного слоя. В первом типе структур активная область была расположена непосредственно между слоями GaAs, во втором типе активная область расположена между волноводными слоями $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$. В третьем типе состав твердого раствора волноводного слоя был максимальным $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. Четвёртый тип лазерной гетероструктуры отличался от предыдущих составом твердого раствора активной области, а генерация в непрерывном режиме осуществлялась на длине волны 1015 нм. Данные, характеризующие исследуемые лазерные структуры, сведены в табл. 2.

Таблица 2 – Толщина и состав слоев лазерной гетеронаноструктуры второго типа с двумя квантовыми ямами

№ Слоя	Состав слоя	Толщина	ϵ
9 – волновод с <i>p</i> -стороны	$\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$	0,66 мкм	13.373
8 – барьерный слой	GaAs	10,9 нм	12.446
7 – квантовая яма	$\text{In}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$	11,7 нм	12.816
6 – барьерный слой	GaAs	19,45 нм	12.446
5 – квантовая яма	$\text{In}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$	11,7 нм	12.816
4 - барьерный слой	GaAs	7,7 нм	12.446
3 - волновод с <i>n</i> -стороны	$\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$	1,06 мкм	13.373
2 – <i>N</i> – эмиттер	$\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$	2,0 мкм	11.303
1 – буферный слой	GaAs		12.446

Результаты расчета температурной зависимости порогового тока AlGaAs/InGaAs/GaAs- гетеронанолазеров с одной квантовой ямой (1-асимметричная структура, 2-симметричная структура) приведены на рис. 8.

На основании выполненных расчётов можно заключить, что anomальное поведение температурной зависимости порогового тока в лазерах на основе

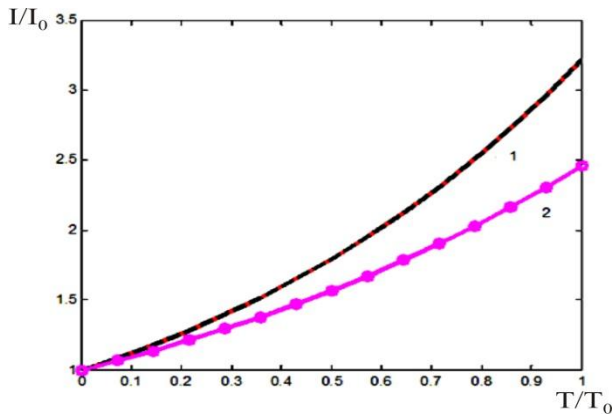


Рис.8. Температурная зависимость порогового тока AlGaAs/InGaAs/GaAs - гетеронанолазеров с одной квантовой ямой: 1-асимм. структура; 2-симм. Структура; $R=6$; $\lambda=1,06$ мкм; $g_M=120 \text{ см}^{-1}$. Другие параметры согл. табл. 2. $d_0=0.0117$ мкм.

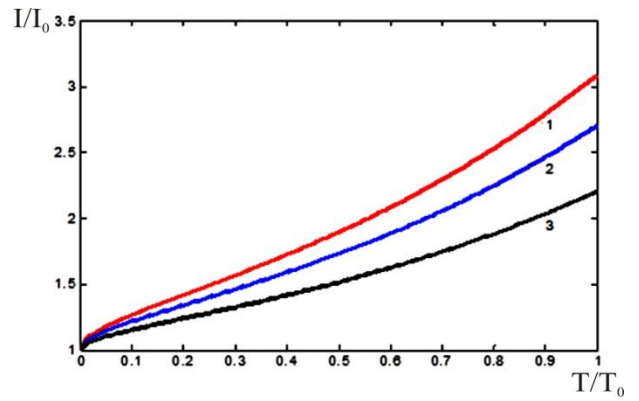


Рис.9. Температурные зависимости порогового тока ассиметричных лазерных гетеронаноструктур: Параметры кривых: 1 – 0.003мкм; 2 – 0.006мкм; 3 – 0.009мкм; $R=6$; $\lambda=1.15$ мкм; $g_M=120 \text{ см}^{-1}$. Другие параметры согл. табл. 2.

асимметричных наноструктур отличается от симметричных структур. Изменение толщины активной области оказывает по сравнению с симметричными структурами существенное влияние на пороговую плотность тока в ассиметричных лазерных гетеронаноструктурах раздельного ограничения. Это связано с тем, что распределение основной моды излучения в расширенном волноводе наноструктуры полностью определяется материальными и геометрическими параметрами эмиттерных и волноводных слоев. Это обстоятельство открывает широкие возможности по оптимизации спектральных, температурных, пороговых и мощностных характеристик лазерных гетероструктур в зависимости от толщины активной области.

Согласно экспериментальным результатам [3], изменение толщины слоя активной области в гетероструктурах на основе системы твердых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs, излучающих на длине волны 1060-1150 нм, существенно влияет на параметры лазерной структуры. В данной работе был проведен расчет влияния толщины активного слоя на температурную зависимость порогового тока инжекционных лазеров на основе ассиметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, излучающих в диапазоне длин волн 1000-1150 нм.

Результаты расчета температурной зависимости порогового тока от толщины активной области асимметричных гетеронанолазеров с одной квантовой ямой приведены на рис. 9. Изменение толщины активной области оказывает существенное влияние на пороговую плотность тока в асимметричных гетеронаноструктурах раздельного ограничения. Это связано с тем, что распределение основной моды излучения в расширенном волноводе наноструктуры полностью определяется материальными и геометрическими параметрами эмиттерных и волноводных слоев.

Таким образом, расчеты показывают, что в асимметричной лазерной наноструктуре раздельного ограничения с расширенным волноводом с увеличением толщины активной области температурная зависимость излучательных характеристик улучшается.

На рис.10 приведен характерный вид температурных зависимостей пороговой плотности тока для лазеров с длиной резонатора порядка 3 мм, изготовленных из трех типов лазерных структур [4]. В зависимостях при некоторой

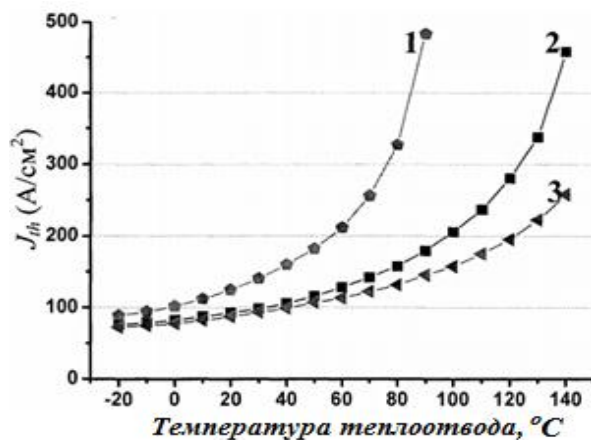


Рис.10. Температурные зависимости пороговой плотности тока J_{th} для гетероструктур с разным материалом волновода: 1-GaAs; 2- $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$; 3 - $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ [4].

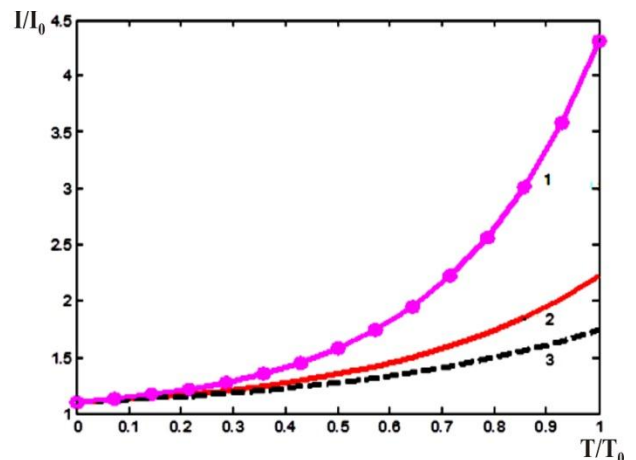


Рис.11. Температурные зависимости порогового тока лазерных гетеронаноструктур от материала волноводного нанослоя. Параметрами кривых является материал волноводного нанослоя. $R=6$. $\lambda = 1,06 \mu m$. $g_m = 120 cm^{-1}$. $d_0 = 4 nm$. 1- 11.30, 2-11.37, 3-11.64. Другие параметры согл. табл. 2.

температуре наблюдается резкий рост пороговой плотности тока и, соответственно, снижение температурной стабильности. Эта температура максималь-

на для лазеров из гетероструктуры с $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ волноводом с максимальной глубиной квантовой ямы в активной области.

Используя параметры этих лазеров, произведем расчет температурной зависимости порогового тока по нашей модели (см. рис. 11). Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета указывает правомочность модели, основанной на антиволноводном действии инжектированных носителей на активную область гетеронанолазеров.

Для последующего анализа результатов исследования была использована температурная зависимость порогового тока в интервале температур $0-70^{\circ}C$ для лазеров из структур А (толщина активной области 4 нм) и В (толщина активной области 8 нм) [4]. Типичные значения характеристикой температуры T_0 для лазеров с длиной резонатора 3-4 мм составили 80 и 150 К соответственно для структур А и В.

На рис. 12 приведены результаты расчета температурной зависимости порогового тока для структур с асимметричным волноводом для толщин активного слоя 4 нм и 8 нм. Видно, что результаты расчета хорошо согласуются

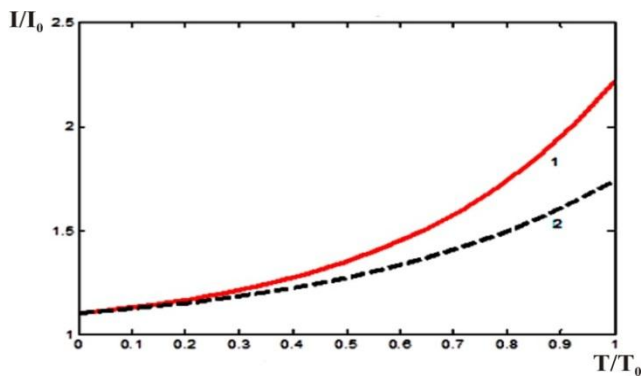


Рис.12. Расчет температурной зависимости порогового тока для структур с асимметричным волноводом: 1-0.004 мкм; 2-0.008 мкм; $R=6$; $\lambda=1,06$ мкм; $g_M=120\text{см}^{-1}$. Другие параметры согл. табл. 2.

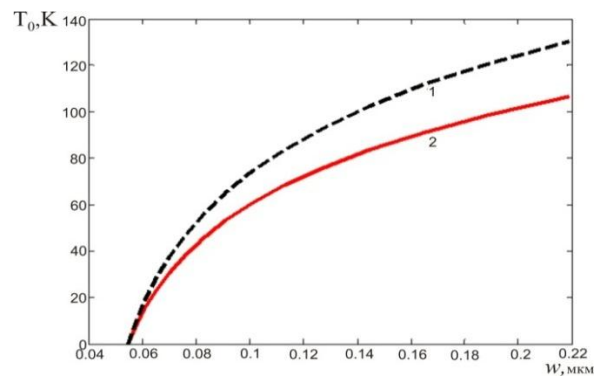


Рис. 13. Зависимость характеристического параметра температурной чувствительности порогового тока T_0 от толщины волноводного слоя в лазерах на основе асимметричных наноструктур: 1-0.004 мкм; 2-0.008 мкм; $R=6$; $\lambda=1,06$ мкм; $g_M=120\text{см}^{-1}$. Другие параметры согласно табл. 6. $T=344\text{K}$

с экспериментальными результатами.

Изменение толщины активной области оказывает существенное влияние

на пороговую плотность тока в асимметричных лазерных гетеронаноструктурах отдельного ограничения [4]. Из этих экспериментальных результатов видно, что в лазерах на основе асимметричных гетеронаноструктур отдельного ограничения с расширенным волноводом с увеличением толщины квантово-размерной активной области наблюдается линейный рост характеристического параметра T_0 . Результаты расчета зависимости параметра T_0 от толщины волноводного слоя приведены на рис.13. Видно, что характеристическая температура T_0 сублинейно увеличивается с увеличением толщины активной области.

Основные результаты и выводы

1. Разработан новый метод численного расчёта активного многослойного волновода, основанный на использовании метода модулирующих функций и позволяющий более точно исследовать точку теплового срыва лазерной генерации при повышении температуры.
2. На основе метода модулирующих функций произведён расчёт температурной зависимости порогового тока лазеров на основе гетеронаноструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs с одной и двумя квантовыми ямами, работающих в спектральном диапазоне 0,94-1,15 мкм.
3. Показано, что аномальное поведение температурной зависимости порогового тока гетеронанолазеров на основе симметричных гетеронаноструктур есть результат влияния инжектированных носителей на волноводные свойства активной области этих лазеров.
4. Установлено, что точка температурного срыва генерации в гетеронанолазерах связана с толщиной нанослоёв гетероструктуры и в структурах с двумя квантовыми ямами температурные свойства этих лазеров улучшаются.
5. Предложен метод и осуществлена оптимизация параметров гетеролазеров на основе наноструктур по толщине и материалу волноводного нанослоя в зависимости от толщины активной области, позволяющей существенно ослабить температурную зависимость излучательных характеристик.

6. Расчёт температурной зависимости излучательных характеристик ассиметричных гетернанолазеров на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs показал, что в этих структурах температурные характеристики ухудшаются. Для улучшения этих характеристик требуется дополнительная оптимизация параметров гетеронноструктуры с учётом предложенного механизма антиволноводного действия инжектированных носителей тока в активную область гетеронанолазера.
7. Показано, что поведение температурных зависимостей порогового тока ассиметричных многослойных гетеронанолазеров зависит от толщины и состава нанослоёв.
8. Совпадение результатов расчёта температурной зависимости излучательных характеристик гетеронанолазеров с аналогичными экспериментальными данными по ассиметричным гетеролазерам на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs с различным составом и толщинами нанослоёв показывает на правомочность применения предложенной модели и методики расчёта для оптимизации параметров гетеролазеров на основе наноструктур.

Цитируемая литература

1. "Properties of Aluminum Gallium Arsenide" edited by Sadao Adachi, Published by: INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, (London,1993).
2. Богатов А. П., Т.И. Гущик, А.Е. Дракин, А.П. Некрасов, В.В. Попович. Оптимизация волноводных параметров лазерных гетероструктур InGaAs/ AlGaAs /GaAs с целью наибольшего увеличения ширины пучка в резонаторе и получения максимальной лазерной мощности // Квантовая электроника, 2008.- №10.-С.935-939.
3. Винокуров Д.А., Васильева В.В. и др. Влияние толщины активной области на характеристики полупроводниковых лазеров на основе ассиметричных гетероструктур AlGaAs/GaAs/InGaAsc расширенным волноводом // Физика и техника полупроводников, 2010.-Т.44.-Вып.2.-С.246-250.
4. Ладугин М.А., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Рудова Н.А., Слипченко С.О., Шашкин И.С., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. Температурная зависимость пороговой плотно-

сти тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковых лазерах ($\lambda = 900-920$ нм) // Физика и техника полупроводников, 2010.-Т.44.-Вып.10.-С.1417-1420.

Список публикаций по теме диссертации

1. Махсудов Б.И. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.** Моделирование температурной зависимости излучательных характеристик нанолойных инжекционных лазеров на основе симметричных гетероструктур // Известия вузов. Физика, 2017.-Т.60.-№3.-С.157-162.
2. Махсудов Б.И. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.** Влияние толщины активного нанослоя на температурную зависимость порогового тока инжекционных лазеров на основе асимметричных AlGaAs/InGaAs/GaAs –гетероструктур с двумя квантовыми ямами // Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук, 2017.-№1/3.-С.170-173.
3. Махсудов Б.И. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.** Влияние толщины активного нанослоя на температурную зависимость порогового тока инжекционных лазеров на основе асимметричных AlGaAs/InGaAs/GaAs-гетероструктур // Тезисы конф. профессорско-преподавательского состава, научных сотрудников, и аспирантов (с международным участием). Белорусский государственный университет. Минск, 2017.-С.59-61.
4. Махсудов Б.И. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.**, Нарзуллоев Н. Моделирование температурной зависимости излучательных характеристик нанослойных инжекционных лазеров на основе симметричных гетероструктур с двумя квантовыми ямами // Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук, 2016.-№1/3(200).-С.132-137.
5. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.**, Махсудов Б.И. Обратные задачи при изучении волноводных свойств многослойных квантоворазмерных гетероструктур // Научно-технический вестник Поволжья, 2015.-№5.-С.25-27.
6. **Каримов З.Д.** Методы анализа и алгоритмы расчета многослойных структур полупроводниковых лазеров // Тезисы докл. респ. научно-теор. конф. про-

фессорско-преподавательского состава и сотрудников ТНУ. Душанбе, 2015.- С.76.

7. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.**, Махсудов Б.И. Исследование поля многослойной волноводной структуры методом матриц переноса // Материалы респ. научной конф. «Современные проблемы физики конденсированного состояния». Душанбе, 2015.-С.94-97.

8. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.**, Махсудов Б.И. Метод модулирующих функций и его применение при изучении волноводных свойств многослойных квантоворазмерных гетероструктур // Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук, 2014.-№1/3(134).-С.70-76.

9. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.**, Махсудов Б.И. Обратные задачи при изучении волноводных свойств многослойных квантоворазмерных гетероструктур // Материалы респ. конф. «Ядерно-физические методы анализа состава биологических, геологических, химических и медицинских объектов». Душанбе, 2014.-С.245-250.

10. Джураев Х.Ш., **Каримов З.Д.**, Махсудов Б.И. Обратная задача и её применение при изучаемых волноводных свойствах многослойных свойств квантоворазмерных гетероструктур // Материалы конф. «Современные проблемы прикладной математики и информатики». Душанбе, 2014.-С.165-168.