

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

УДК

Дьячков Николай Владимирович

Параметры Стокса излучения мощных поперечно-одномодовых квантоворазмерных InGaAs/AlGaAs-гетеролазеров

01.04.21 – "Лазерная физика"

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва

2012

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Богатов А.П.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук

А.В. Масалов (ФИАН),

доктор физико-математических наук, профессор

С.Д. Якубович (ООО «Суперлюминесцентные диоды»)

Ведущая организация: ФГУП «ИНЖЕКТ» г. Саратов.

Защита диссертации состоится _____ на заседании Диссертационного Совета Д 002.023.03 в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН по адресу 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН.

Автореферат разослан «___» _____ 2012г

Ученый секретарь

Диссертационного Совета

Д 002.023.03

А.С. Шиканов

I. Общая характеристика работы.

Актуальность темы

Измерение и моделирование излучательных характеристик готового лазерного диода является наиболее простым и зачастую единственным способом исследования оптических свойств его резонатора. Это связано с тем, что область, отвечающая за формирование выходного излучения полупроводникового лазера, занимает малую часть его объема и является практически недоступной для прямого исследования. В свою очередь, можно считать, что изучение излучательных характеристик лазерного диода фактически эквивалентно зондированию упомянутых областей диода его собственным излучением. В связи с этим можно сказать, что любая характеристика выходного излучения лазерного диода может представлять собой самостоятельную ценность, поскольку разные особенности выходного излучения должны, вообще говоря, определяться различными свойствами его резонатора. Одной из фундаментальных характеристик любого излучения является состояние его поляризации, которое наиболее полным образом характеризуется набором из четырех вещественных параметров, один из вариантов которого являют собой параметры Стокса. На самом деле, поскольку среди упомянутых параметров один фактически равен полной интенсивности излучения, для описания состояния поляризации оказывается достаточным использование трех параметров, нормированных на полную интенсивность, которые далее будут называться приведенными параметрами Стокса.

До настоящего времени поляризационная характеристика излучения полупроводниковых лазеров в полном виде не исследовалась. Для описания поляризации излучения лазерных диодов обычно использовалось не более одного параметра. Для лазеров, излучающих с торца, к которым относятся исследовавшиеся в работе диоды, этот параметр определяется соотношением между интенсивностями ТЕ и ТМ компонент излучения и фактически является приведенным первым параметром Стокса. При этом для лазерного излучения существенным, как правило, считалось лишь доминирование одной из его компонент – ТЕ или ТМ. В связи с этим повышенный интерес к поляризации прежде всего, спонтанного излучения имел место применительно к лазерам с объемной активной областью, в которых в силу симметрии волновых функций носителей спонтанное излучение в идеальном случае должно быть естественно поляризованным, а отличие состояния его поляризации от естественного может быть связано, прежде

всего, с наличием механических напряжений активной области. Обнаружение механических напряжений структуры лазерного диода, вызванных дефектами технологии их изготовления, является актуальной задачей, поскольку наличие таких напряжений может напрямую влиять на срок службы лазерного диода, практически не оказывая при этом влияния на его базовые характеристики. На сегодняшний день подавляющее число используемых лазерных диодов имеют квантоворазмерную активную область. Тем не менее, связь особенностей поляризации спонтанного излучения полупроводниковых лазеров (электролюминесценции) с наличием механических напряжений до настоящего времени зачастую рассматривалась по аналогии со случаем объемной активной области. При этом на данный момент фактически отсутствуют работы, посвященные исследованию особенностей поляризации спонтанного излучения лазеров с квантоворазмерной активной областью, которая должна существенно отличаться от случая объемной активной области. Так, например, из-за эффекта размерного квантования состояние поляризации спонтанного излучения из такой активной области должно быть существенно отличным от естественного даже при отсутствии механических напряжений. Что касается лазерного излучения, то его поляризация для случая упомянутого типа лазеров по умолчанию предполагается линейной и соответствующей доминирующей поляризационной моде (обычно TE). При этом работ, подтверждающих такое предположение, нами не обнаружено. В свою очередь, есть основания полагать, что поляризация лазерного излучения такого типа лазеров может быть отличной от линейной, и это отличие может быть в первую очередь обусловлено наличием механических деформаций их волноводных слоев, вызванных дефектами технологического процесса изготовления лазеров.

В качестве объектов исследования были выбраны мощные поперечно-одномодовые лазеры с квантоворазмерной активной областью и с гребневой конструкцией оптического волновода, работающие в ближнем ИК-диапазоне. Этот тип полупроводниковых лазеров на данный момент является наиболее распространенным и наилучшим образом изученным, что, прежде всего, обусловлено его высокими (близкими к рекордным) характеристиками при относительной простоте устройства. Кроме того, с точки зрения анализа последующих экспериментальных результатов этот тип лазеров представляет собой наиболее "чистый" случай, поскольку в лазерах этого типа влияние на излучательные характеристики посторонних – несущественных для данного исследования – эффектов сведено к минимуму.

Цели работы

1. Экспериментальное исследование поляризации излучения в терминах параметров Стокса для мощных гребневых лазеров;
2. Оценка информативности параметров Стокса как самостоятельной характеристики лазерных диодов;
3. Проверка применимости трехзонной модели оптических переходов для моделирования поляризационной характеристики.

Научная новизна

1. Разработана и опробована оригинальная методика для исследования поляризационных характеристик полупроводниковых лазеров, включающая в едином процессе автоматизированный сбор данных с их последующей численной обработкой и выходом рафинированных данных в виде параметров Стокса. При разработке методики учитывались особенности излучения полупроводниковых лазеров – прежде всего существенная ширина их спектра, включающего, как правило, несколько продольных мод. В работе продемонстрирована достаточность точности разработанной методики для регистрации не только отличия от нуля, но и динамики изменения с током всех параметров Стокса излучения в том числе и самых совершенных на сегодняшний день образцов гребневых поперечно-одномодовых лазеров.
2. Впервые исследованы параметры Стокса полупроводниковых лазеров на основе двух различных – напряженной и ненапряженной – квантоворазмерных гетероструктур в допороговом и лазерном режимах работы. Впервые обнаружено, что параметры Стокса излучения поперечно-одномодового полупроводникового лазера могут определяться такими особенностями его структуры, которые могут практически не оказывать влияния на другие его характеристики, но при этом существенно влиять, например, на скорость медленной деградации лазерного диода. Таким образом, параметры Стокса являются более чувствительным индикатором оптического совершенства структуры лазера по сравнению с ранее использовавшимися.
3. Установлено влияние на параметры Стокса явления "kink", отражающееся на токовых зависимостях других характеристик лазера и вызванное искажением поперечного распределения поля волноводной моды лазера из-за

пространственно-неравномерного выгорания носителей. Это может быть обусловлено как пространственной неоднородностью распределения особенностей структуры лазера, определяющих поляризацию его излучения, так и флуктуациями разности модовых коэффициентов преломления для ТЕ и ТМ мод волновода лазера.

4. Впервые показано, что трехзонная модель оптических переходов без учета смешивания зонных состояний дает адекватный результат при оценке степени поляризации и моделировании спектра различных поляризационных компонент спонтанного излучения полупроводниковых лазеров с квантоворазмерной активной областью. Ранее эта модель проверялась на адекватность при моделировании спектрального профиля усиления для лазерной моды. Новые результаты служат дополнительным свидетельством в пользу выбора рассматриваемой модели для инженерии оптических свойств квантоворазмерных полупроводниковых слоев.

Практическая ценность

1. Разработанная в работе методика измерения параметров Стокса выходного излучения полупроводниковых лазеров позволяет получать приемлемую для извлечения полезной информации точность измерения с использованием ординарных оптических элементов. При этом весь процесс измерения может быть полностью автоматизирован. Это дает возможность использовать упомянутую методику в том числе и для массового тестирования получаемых образцов на производстве – как для паспортизации образцов.
2. Обнаруженная в работе чувствительность параметров Стокса полупроводниковых лазеров к трудно выявляемым дефектам структуры волновода дает основание полагать, что учет поляризационной характеристики может открывать новые возможности для создания более реалистичных моделей работы полупроводниковых лазеров, поскольку позволяет использовать дополнительную, ранее скрытую, информацию об их структуре.
3. Показано, что значения параметров Стокса выходного излучения гребневых поперечно-одномодовых лазеров могут служить количественной мерой наличия сдвиговых деформаций волноводных слоев его гетероструктуры. Эти напряжения являются дефектами структуры, которые в свою очередь могут определять скорость медленной деградации лазера. Это дает основание рассматривать параметры Стокса в качестве величин, характеризующих возможный срок службы лазерного диода.

4. Результаты моделирования поляризационных свойств спонтанного излучения квантоворазмерных активных слоев в рамках трехзонной модели служат дополнительным свидетельством в пользу выбора такой модели для инженерии оптических свойств квантоворазмерных полупроводниковых слоев.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на следующих конференциях:

- 1) 2-й Российский симпозиум “Полупроводниковые лазеры: физика и технология” Санкт-Петербург, 10-12 ноября 2010 г.
- 2) Научная сессия НИЯУ МИФИ, 1-5 февраля 2011 г.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Список использованной литературы содержит 61 наименование. Текст диссертации содержит 105 страниц машинописного текста, включая 20 рисунков.

Защищаемые положения

1. Наблюдаемое отличие поляризации излучения гребневых лазеров от ТЕ-линейной при двух и более кратном превышении порога генерации, проявляющееся в виде наличия ТМ компоненты с интенсивностью до 10^{-1} от полной интенсивности излучения, не может быть объяснено присутствием спонтанного излучения интенсивность которого при соответствующих токах накачки не должна превышать 10^{-3} от интенсивности лазерного излучения. Это говорит о необходимости отдельного исследования для выяснения причин такого отличия, проведенного в данной работе.
2. Модифицированная схема измерения параметров Стокса излучения, предполагающая использование одного фотодетектора и Фурье-анализа для обработки полученных данных позволяет проводить измерения с точностью не хуже 10^{-2} , которая является достаточной для регистрации динамики токовой зависимости измеряемых величин – в том числе и для наиболее совершенных на сегодняшний день образцов одномодовых квантоворазмерных гребневых лазеров, работающих в спектральном диапазоне 600÷1000 нм.

3. Степень поляризации лазерного излучения одномодовых гетеролазеров является чувствительной к аномалиям (кинкам) в работе лазерных диодов, вызываемым деформацией поперечного распределения поля лазерной моды. В этом режиме работы имеет место деполяризация излучения, выражающаяся в уменьшении степени поляризации до значений, меньших 0,9.
4. Присутствие ТМ компоненты излучения в областях изменения тока накачки, соответствующих регулярному поведению базовых характеристик, как правило, связано в основном не с деполяризацией излучения, а с изменением состояния поляризации, вызываемым когерентным рассеянием ТЕ излучения внутри резонатора. Отношение амплитуды когерентной части ТМ-компоненты к амплитуде ТЕ-компоненты, определяющееся геометрической суммой второго и третьего параметров Стокса, можно считать мерой наличия сдвиговых деформаций в волноводных слоях структуры исследуемого лазерного диода. Достигнутая в работе точность измерения параметров Стокса позволяет детектировать такие деформации на уровне порядка 10^{-5} .
5. Трехзонная модель оптических переходов без учета смешивания зонных состояний дает для лазеров на основе ненапряженной структуры GaAs/AlGaAs с рабочей длиной волны 850 нм значения в диапазоне $0,11 \div 0,21$, а для напряженной структуры InGaAs/AlGaAs с рабочей длиной волны 980 нм – $0,42 \div 0,54$. Эти значения находятся в хорошем согласии с результатами, полученными в эксперименте – при исследовании излучения гетеролазеров в спонтанном режиме работы. Это говорит об адекватности трехзонной модели для прогнозирования поляризационных свойств спонтанного излучения полупроводниковых лазеров на основе InGaAs/AlGaAs с квантоворазмерной активной областью.
6. Зависимость первого параметра Стокса спонтанного излучения исследованных гетеролазеров от тока во всем диапазоне вплоть до порога генерации – при изменении интенсивности выходного излучения в диапазоне более трех порядков – допускает достаточно точное моделирование этого параметра в рамках трехзонной модели с учетом усиления (поглощения) спонтанного излучения, что является дополнительным свидетельством в пользу адекватности выбранной модели для прогнозирования поляризационных свойств спонтанного излучения полупроводниковых лазеров.

II. Содержание работы

В Главе 1 «Методика измерения поляризационных характеристик» описывается использовавшийся в работе способ исследования состояния поляризации полупроводниковых лазеров. Дело в том, что, поскольку состояние поляризации излучения полупроводниковых лазеров в терминах параметров Стокса до настоящего времени не исследовалось, не ставился и вопрос о методике его изучения. Тем не менее, само излучение полупроводниковых лазеров обладает рядом специфических свойств, некоторые из которых существенно отличают его от излучения, с которым обычно имеют дело при поляризационных измерениях. К таким свойствам, прежде всего, относится его существенная немонаохроматичность: спектр излучения полупроводникового лазера, как правило, представляет собой гребенку линий, соответствующих различным продольным модам резонатора, шириной в один или несколько нанометров.

Также стоит отметить, что разговор о состоянии поляризации является бессмысленным без привязки системы координат к каким-либо геометрическим особенностям исследуемого излучателя. Исследовавшие в работе лазеры допускают такую привязку, поскольку имеют выделенное направление, нормальное к слоям гетероструктуры, соответствующее направлению вектора ТМ поляризации. В настоящей работе к направлению ТМ поляризации привязывалась ось Y – соответственно ось X соответствовала направлению ТЕ поляризации. Кроме того, полупроводниковые лазеры работают в непрерывном режиме, что позволяет не накладывать жестких ограничений на время одного измерения. Этот момент является существенным, поскольку универсальные методики предполагают одновременное измерение всех параметров Стокса, для чего используется сложная оптическая система, включающая светоделители. Отсутствие жестких ограничений на время измерения, обусловленное, прежде всего, стационарностью и эргодичностью процесса излучения в полупроводниковом лазере, позволяет говорить об эффективной замене одновременного измерения интенсивностей нескольких пучков измерением временной зависимости интенсивности одного пучка, приготовленного из исходного с помощью оптической системы с переменными по времени свойствами. Такой подход в сочетании с применением средств автоматизации может позволить производить измерения состояния поляризации за разумное время с использованием предельно простой оптической системы.

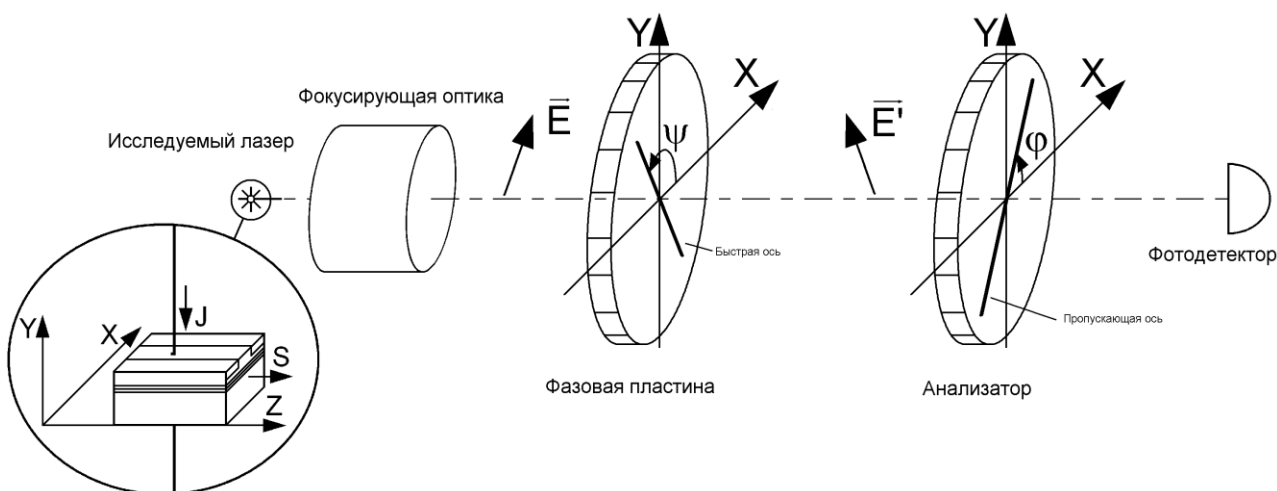


Рисунок 1. Оптическая схема, отображающая принцип измерения параметров Стокса полупроводниковых лазеров. S – нормаль к выходной грани, J – направление тока накачки в области р-п – перехода.

Схема оптической системы, использовавшейся в настоящей работе для измерения состояния поляризации полупроводниковых лазеров, приведена на рисунке 1. Она включает исследуемый лазер, фокусирующую оптику, фазовую пластину анализатор и фотодетектор. Сразу стоит отметить, что в использовавшейся в работе методике в отличие от большинства других методик поляризационных измерений предполагается использование произвольной фазовой пластины, причем наиболее оптимальной оказывается пластина с величиной фазовой задержки $\alpha = \pi/4$. Суть использовавшейся в работе оригинальной методики заключалась в измерении зависимости сигнала с фотодетектора от угла поворота φ , $0 \leq \varphi \leq \pi k$ анализатора при двух положениях фазовой пластины, соответствующих углам поворота ее быстрой оси $\psi = 0$ и $\pi/2$. Полученные зависимости нормировались на их средние значения, и от этих нормированных зависимостей ($I_\psi(\varphi)$) вычислялись косинус- ($a(\psi)$) и синус- ($b(\psi)$) коэффициенты Фурье, соответствующие периоду в π :

$$a(\psi) = \frac{2}{\pi k} \int_0^{\pi k} I_\psi(\varphi) \cos 2\varphi d\varphi; \quad b(\psi) = \frac{2}{\pi k} \int_0^{\pi k} I_\psi(\varphi) \sin 2\varphi d\varphi. \quad (1)$$

При этом нетрудно показать, что приведенные параметры Стокса в случае идеальных оптических элементов должны выражаться через упомянутые коэффициенты Фурье нормированных зависимостей интенсивности пучка, попадающего на фотодетектор, следующим образом:

$$S_1 = a(0) = a(\pi/2); \quad S_2 = \frac{b(0) + b(\pi/2)}{2 \cos \alpha}; \quad S_3 = \frac{b(0) - b(\pi/2)}{2 \cos \alpha}. \quad (2)$$

В настоящей работе в качестве фазовой пластины использовалась слюдяная пластина толщиной в несколько десятков нанометров, в качестве анализатора – пленочный поляризатор, а в качестве фотодетектора – фотодиод ФД-24к, включенный по транс-импедансной схеме смещением в 8В. Поляризатор и фазовая пластина закреплялись в программно управляемые прецизионные поворотные подвижки, приводимые в движение шаговыми двигателями. Начальное положение оптических элементов системы привязывалось к поляризации спонтанного излучения исследуемого лазера (у исследуемых в работе лазеров спонтанное излучение является ТЕ – поляризованным). Для этого использовался вспомогательный поляризатор. Упомянутые нормированные зависимости сигнала с фотодетектора от угла поворота анализатора ($I_{\psi}(\varphi)$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$) измерялись в автоматическом режиме с дискретностью 1000 точек на оборот, время которого составляло ~ 30 с.

Пробные измерения параметров Стокса излучения лазеров с различными рабочими длинами волн с последующим анализом погрешностей показали, что использование выше описанной установки позволяет производить измерения параметров Стокса излучения лазеров, работающих в спектральном диапазоне $600 \div 1000$ нм, с абсолютной точностью не хуже 10^{-2} . Такая точность является достаточной для выявления особенностей состояния поляризации любых, в том числе наиболее совершенных образцов лазерных диодов исследуемого типа. Кроме того, в данной части работы показано, что в силу того, что значение первого параметра Стокса лазерного излучения исследуемых в работе диодов близко к единице, имеет смысл производить измерение токовой зависимости этого параметра квазинепрерывным образом – путем измерения ватт-амперой характеристики системы лазер+анализатор для двух положений анализатора.

Полученная погрешность измерений в основном обусловлена качеством используемых оптических элементов – неоднородностью пропускания анализатора и переменной толщиной фазовой пластины. Эта погрешность может быть существенно уменьшена за счет использования вместо указанных оптических элементов их более совершенных аналогов. Статистическая составляющая погрешности, связанная с флуктуациями интенсивности излучения самого исследуемого лазера, также имеет место, однако ее вклад в общую погрешность составляет не более 20%. Анализ спектра упомянутых флуктуаций показал, что статистическая составляющая погрешности в случае необходимости может быть эффективно подавлена стандартными методами борьбы с фликкер-шумом, а именно – за счет увеличения скорости вращения анализатора. Таким образом с

нашей точки зрения можно при необходимости в рамках выше описанной методики улучшить точность измерения параметров Стокса до уровня, соответствующего качественным поляризационным измерениям – 10^{-4} .

В Главе 2 «Параметры Стокса излучения в лазерном режиме» приводятся основные результаты проводимых в работе экспериментов по измерению параметров Стокса лазерных диодов с двумя различными – изопериодичной и напряженной – гетероструктурами на примере двух образцов. При этом для этих образцов приводятся также результаты измерения базовых характеристик – ватт-амперной характеристики, диаграммы направленности, спектра излучения и дифференциального сопротивления. Результаты измерения параметров Стокса в широком диапазоне токов накачки (начиная от значений близких к нулю) для упомянутых образцов приведены на рисунке 2. На указанном рисунке для первого параметра Стокса приведены квазинепрерывные зависимости, полученные путем измерения ватт-амперных характеристик системы лазер+анализатор при

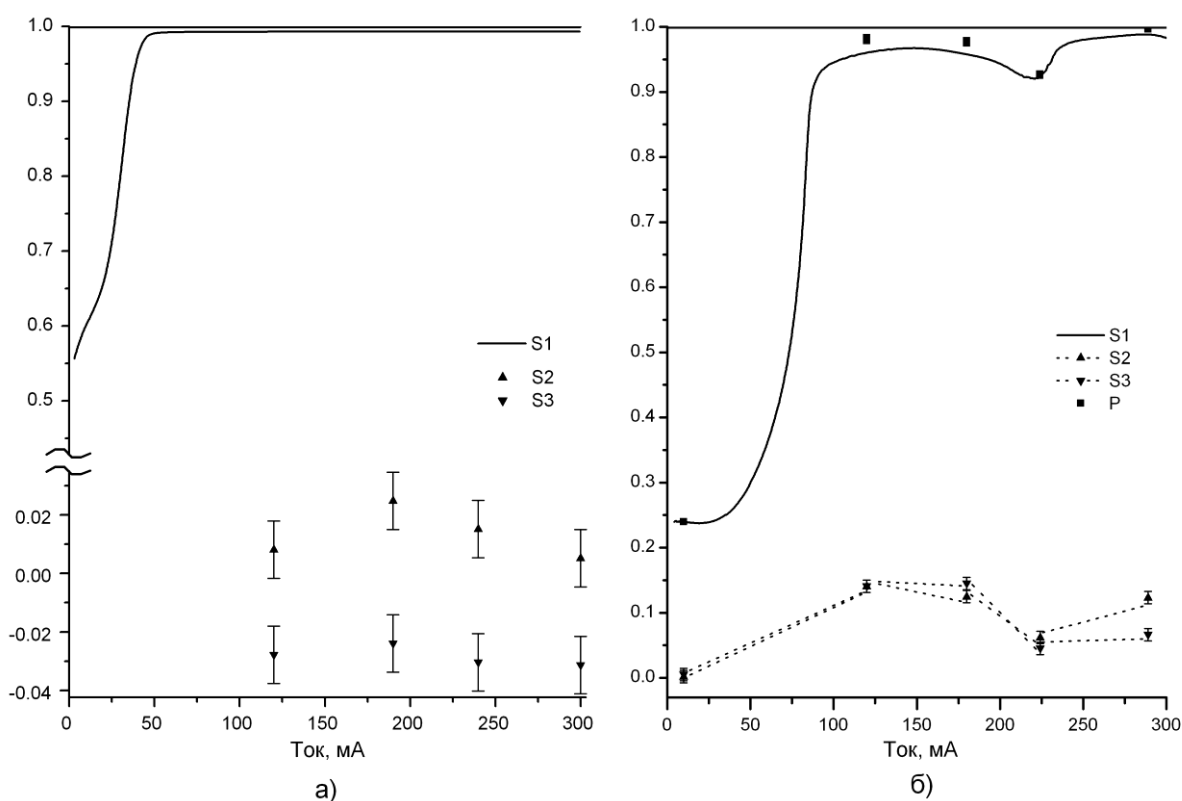


Рисунок 2. Результаты измерения параметров Стокса образцов полупроводниковых лазеров со структурами InGaAs/AlGaAs (а) и GaAs/AlGaAs (б). Образец, данные по которому приведены на рисунке (а) изготовлен по одной из наиболее совершенных технологий, существующих на сегодняшний день в мировой практике.

различных положениях анализатора. Для второго и третьего параметров приведены результаты для дискретного набора значений токов накачки. В первую очередь стоит обратить внимание на существенное различие величин первого параметра Стокса данных образцов при токах накачки близких к нулю. Эти значения тока накачки соответствуют "глухому" спонтанному режиму работы – в котором влияние процессов стимулированного излучения является пренебрежимо малым. Полученное отличие носит фундаментальный характер, связанный с различием структур исследуемых образцов и, прежде всего, с наличием в структуре одного из них напряжения активной области, обусловленного различием постоянных решетки материалов активного и барьерных слоев. Исследование поляризации излучения лазеров в допороговом режиме работы производится в главе 3 настоящей работы. Глава 2 посвящена исследованию поляризационных особенностей излучения диодов в лазерном режиме работы. В этом режиме работы, как можно видеть из рисунка 2, первый параметр Стокса излучения лазеров исследуемого типа близок к единице.

В первую очередь следует отметить, что в силу того, что в идеальном случае процессы формирования ТЕ и ТМ поляризационных компонент излучения в лазерах исследуемого типа являются независимыми, второй и третий параметры Стокса должны быть равны нулю. Кроме того, поскольку из-за различия коэффициентов усиления для ТЕ и ТМ поляризационных мод одновременная генерация на обеих поляризационных компонентах невозможна, в идеальном случае следовало бы ожидать, что лазерное излучение диодов исследуемого типа должно быть ТЕ- линейно поляризованным. ТМ компонента излучения должна испытывать дефицит усиления и ее интенсивность при существенном превышении над порогом генерации для ТЕ компоненты должна составлять величину, на четыре порядка меньшую полной интенсивности лазерного излучения. Это означает то, что первый параметр Стокса лазерного излучения должен быть с точностью до 10^{-4} равным единице. В реальности же, как видно из выше упомянутого рисунка, отличие первого параметра Стокса от единицы может быть много более существенным. Более того, существенно также отличие от нуля второго и третьего параметров Стокса. Также, на примере результатов, приведенных на рисунке 1б, можно заметить, что состояние поляризации лазерного излучения может существенно зависеть от тока накачки. В частности, из этого рисунка видно, что при токах накачки в окрестности 220 мА у данного образца имеет место существенная деполяризация излучения. Результаты измерения базовых характеристик этого образца свидетельствуют о том, что в этой области токов накачки

имеет место хорошо известное явление "kink", вызванное потерей устойчивости поперечного распределения поля волноводной моды из-за пространственно-неоднородного выгорания носителей. Таким образом, в работе получено дополнительное свойство явления "kink" – сопровождаться деполяризацией излучения лазера.

Если говорить о причинах наблюдаемого поведения состояния поляризации лазерного излучения, то с нашей точки зрения они могут, так или иначе, быть связанными только с наличием внутри резонатора лазера двулучепреломления, оси которого не совпадают с направлениями вектора ТЕ или ТМ поляризации. Такое двулучепреломление может быть обусловлено не чем иным как наличием однородных или неоднородных сдвиговых деформаций волноводных слоев лазерного диода. В свою очередь, наличие такого рода деформаций в конкретном образце лазерного диода с нашей точки зрения может быть вызвано только технологическими дефектами его изготовления. Это дает основание рассматривать состояние поляризации и, прежде всего, величин второго и третьего параметров Стокса выходного излучения лазерных диодов как меру наличия в них таких деформаций, а значит и качества их изготовления.

В настоящей работе для оценки чувствительности метода обнаружения деформаций волноводных слоев полупроводникового лазера через параметры Стокса его выходного излучения был рассмотрен наиболее простой случай – случай однородной сдвиговой деформации. В этом случае на эффект “неустрашимого” двулучепреломления, заключающегося в различии комплексных показателей преломления для ТЕ и ТМ мод накладывается эффект двулучепреломления δn , наведенного упомянутой деформацией. При этом собственные оси наведенного двулучепреломления повернуты на $\pi/4$ относительно исходных – тех, что соответствуют направлениям векторов ТЕ и ТМ поляризаций. Распространение излучения в волноводе вдоль оси Z в таком случае эквивалентно распространению плоской волны в однородной среде с тензором диэлектрической проницаемости следующего вида:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{xy} & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}; \epsilon_{x,y} = n_{TE,TM} \left(n_{TE,TM} + \frac{i}{2\pi\lambda} \alpha_{TE,TM} \right); \epsilon_{xy} \approx n_{TE} \delta n \approx n_{TM} \delta n. \quad (3)$$

Здесь $n_{TE,TM}$ и $\alpha_{TE,TM}$ – действительные части модовых показателя преломления и модовые коэффициенты поглощения (усиления) для ТЕ и ТМ поляризаций, λ – длина волны выходного излучения лазера. Входящую в выражение (3) величину

наведенного двулучепреломления δn можно однозначно связать с величиной сдвиговой деформации u через элемент тензора фотоупругости p_{44} следующим образом:

$$\delta n \approx p_{44} n_{TE}^3 \frac{u}{2} \approx p_{44} n_{TM}^3 \frac{u}{2}. \quad (4)$$

Величина p_{44} для GaAs равна ~ 0.07 . Решение уравнения распространения поля для среды с тензором диэлектрической проницаемости (3) и граничных условий, соответствующих условию генерации для ТЕ поляризационной компоненты в предположении малости интенсивности ТМ компоненты дает следующее выражение для второго и третьего параметров Стокса:

$$S_2 - iS_3 = \frac{\delta n}{n_{TE} - n_{TM} + i(\alpha_{TE} - \alpha_{TM})\lambda/4\pi} \quad (5)$$

В знаменателе выражения (5) фактически стоит разность комплексных показателей преломления для ТЕ и ТМ мод. Она обычно составляет по модулю величину порядка 10^{-3} . Отсюда с учетом (4) можно сделать вывод, что достигнутая в работе точность измерения параметров Стокса в 10^{-2} позволяет детектировать наличие указанного рода деформаций на уровне 10^{-5} . Такая чувствительность соответствует наиболее чувствительным из имеющихся на сегодняшний день регистрации механических деформаций в гетероструктурах. Повышение точности измерения параметров Стокса может позволить улучшить чувствительность такого метода еще на два порядка.

В Главе 3 «Поляризация спонтанного излучения лазерных диодов» производится моделирование поляризационных характеристик полупроводниковых лазеров в спонтанном режиме работы. В этом режиме работы в отличие от лазерного основную роль в процессе формирования выходного излучения играют оптические свойства активной области. В связи с этим свойства выходного излучения лазерного диода именно в этом режиме работы являются наиболее подходящим объектом для проверки на адекватность различных моделей активной области. При этом с практической точки зрения наиболее важным свойством таких моделей является не столько возможность точной подгонки результатов расчета под конкретные экспериментальные результаты (за счет варьирования модельных параметров), сколько возможность прогнозирования свойств гетероструктуры с заданным материальным составом активного и обкладочных слоев. Ранее было показано, что на настоящий момент наиболее оптимальной с

этой точки зрения является трехзонная модель оптических переходов в приближении параболических зон. Это обусловлено тем, что такая модель позволяет получать адекватные результаты при минимальном числе исходных параметров. Глава 3 настоящей работы посвящена проверке указанной модели на адекватность применительно к поляризации спонтанного излучения из квантоворазмерных активных областей. Сразу отметим, что, поскольку в силу слабости влияния свойств волноводных слоев на спонтанное излучение корреляция между его поляризационными компонентами должна практически отсутствовать, поляризация спонтанного излучения исследуемого типа лазеров должна полностью описываться первым параметром Стокса (остальные параметры Стокса при этом должны быть равны нулю).

В используемой в работе модели предполагается, что оптические свойства квантоворазмерной гетероструктуры определяются переходами между тремя зонами – зоной проводимости и подзонами тяжелых (hh) и легких (lh) дырок. Энергетическая диаграмма модельной зонной структуры схематически изображена на рисунке 3. В этой модели все зоны предполагаются параболическими, то

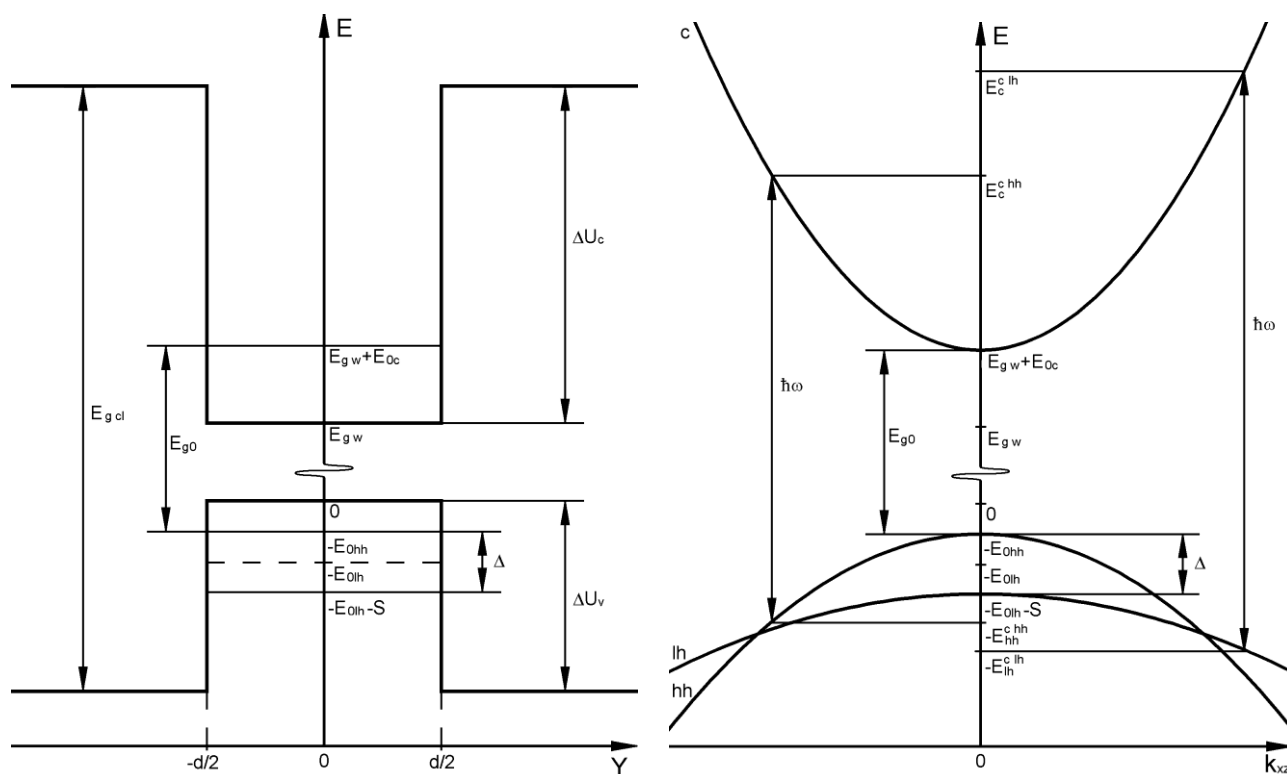


Рисунок 3. Энергетические диаграммы модельной зонной структуры для квантоворазмерной активной области – слева для направления, нормального к квантоворазмерному слою (в пространственном представлении) и справа – для направления, лежащего в плоскости слоев структуры поперек слоев структуры (в импульсном представлении). Напряжение структуры обуславливает добавку S к величине расщепления потолка валентной зоны Δ .

есть для каждой из них можно ввести эффективную массу, связывающую энергию носителя с его импульсом (или волновым вектором). В квантоворазмерной гетероструктуре движение носителей в направлении, перпендикулярном слоям структуры (оси Y) является финитным, поскольку в этом направлении границы всех зон образуют для соответствующих носителей потенциальную яму. Ширина и глубина этих ям в исследованных структурах такова, что в модели можно ограничиться учетом лишь одного, нулевого, энергетического уровня в каждой из них. Это значит, что волновой вектор носителей в этом направлении (k_y) для каждой из зон принимает строго определенное по модулю значение, не зависящее от энергии носителей и определяемое лишь формой соответствующей потенциальной ямы. Положения нулевых уровней для носителей из различных зон $E_{0hh, lh, c}$ определяется помимо ширин запрещенных зон слоев гетероструктуры и форм упомянутых потенциальных ям также величиной эффекта от механической деформации активного слоя, который существенен в случае несовпадения постоянных решетки слоев гетероструктуры. Последний эффект в используемой модели учитывался в виде добавки S к величине расщепления потолка валентной зоны, обусловленного эффектом размерного квантования. В плоскости слоев структуры движение носителей носит инфинитный характер и потому спектр возможных значений проекции импульса k_{xz} на эту плоскость является непрерывным. Зависимость энергий носителей от величин этой проекции в модели для всех зон предполагается квадратичными и характеризующимися соответствующими эффективными массами (m_{xz}). Значения этих эффективных масс для зон проводимости совпадает с соответствующей величиной для объемного кристалла, в то время как для легких и тяжелых дырок они существенно отличаются от объемного случая. В частности, для зоны тяжелых дырок указанная эффективная масса оказывается меньше, чем для легких (эффект обращения масс). Из-за последнего факта в рамках настоящей модели имеет место пересечение указанных зависимостей для легких и тяжелых дырок. Это пересечение устраняется при учете смешивания зонных состояний (band-mixing), которое нами не учитывалось.

Знание зависимостей энергий носителей от волнового вектора дает нам возможность определить для каждой подзоны число возможных состояний (точнее его концентрацию) носителей из любого заданного отрезка энергий. Эта концентрация пропорциональна длине этого отрезка и определяется плотностью состояний, которая в двумерном случае не зависит от энергии носителей. Вероятность заполнения этих состояний в разных подзонах нами задавалось распределениями Ферми-Дирака с квазиуровнями Ферми, различными для зоны проводимости и валентной зоны. Это можно делать, поскольку время жизни носителей в активной области на несколько порядков больше времен их внутризонной релаксации, благодаря чему распределение носителей в активной области можно считать квазиравновесным. Зная плотность состояний и вероятность их заполнения, можно вычислить концентрацию носителей в каждой из зон. В настоящей

модели активная область предполагалась электронейтральной, то есть концентрации носителей в зоне проводимости и валентной зоне предполагались равными. За счет этого условия обеспечивалась однозначная связи положений квазиуровней Ферми с заранее заданной концентрацией носителей.

Для вычисления первого параметра Стокса излучения достаточно знать интегральные интенсивности его ТЕ и ТМ поляризационных компонент. Для их определения помимо концентраций различных носителей необходимо знать вероятности соответствующих радиационных переходов, то есть времена их жизни. Эти вероятности отличны от нуля только для переходов между состояниями с одинаковым волновыми векторами и пропорциональны матричным элементам переходов, которые зависят от поляризации испускаемого фотона, типа перехода и волнового вектора состояний, между которыми он осуществляется, следующим образом:

$$\begin{aligned} |M_{chh}|^2 &= |M_{ave}|^2 \left(\frac{3}{2} - \frac{3}{2} \frac{|\vec{k} \cdot \vec{E}|^2}{|\vec{k}|^2 |\vec{E}|^2} \right); \\ |M_{chl}|^2 &= |M_{ave}|^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \frac{|\vec{k} \cdot \vec{E}|^2}{|\vec{k}|^2 |\vec{E}|^2} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\vec{k}$ и $\vec{E}$ – волновой вектор упомянутых состояний и вектор поляризации испускаемого фотона, а среднее значение квадрата матричного элемента $|M_{ave}|^2$ есть фундаментальный параметр материала, значение которого можно найти в справочной литературе. Если при расчете матричных элементов пренебречь проекцией k_{xz} волнового вектора, то получится, что для ТЕ и ТМ поляризаций выражения (6) для них примут вид:

$$|M_{chh}^{TE}|^2 = \frac{3}{2} |M_{ave}|^2; \quad |M_{chl}^{TE}|^2 = \frac{1}{2} |M_{ave}|^2; \quad |M_{chh}^{TM}|^2 = 0; \quad |M_{chl}^{TM}|^2 = 2 |M_{ave}|^2. \quad (7)$$

Знание плотностей состояний, вероятностей их заполнения и времен жизни переходов позволяет определить спектральные зависимости интенсивностей поляризационных компонент. Интегрирование этих зависимостей по энергии кванта дает нам искомые интегральные интенсивности поляризационных компонент. Таким образом можно вычислить первый параметр Стокса спонтанного излучения при заданной концентрации носителей, которая в свою очередь определяется уровнем накачки лазерного диода.

Результаты эксперимента показывают, что поляризация излучения лазерных диодов в спонтанном режиме работы меняется слабо, а потому имеет смысл говорить об оценке поляризации излучения лазера в этом режиме одной

величиной. Наиболее адекватной оценкой этой величины с нашей точки зрения является первый параметр Стокса, вычисленный выше указанным образом при концентрации прозрачности – при которой разность квазиуровней Ферми для зоны проводимости и валентной зоны равна ширине запрещенной зоны активной области. Это обусловлено тем, что при такой концентрации влияние не учитываемого перепоглощения излучения в резонаторе на поляризацию должно быть минимальным. Результаты такой оценки в сравнении с экспериментом приведены в таблице 1. Такое совпадение является хорошим, если учесть, что приведенная теоретическая оценка фактически есть результат прогнозирования свойств активной области, поскольку она получена с использованием лишь заранее известных параметров структуры.

Таблица 1. Основные материальные параметры структур исследовавшихся в работе диодов, взятые из справочной литературы или вычисленные на основе их особенностей, и результаты оценки первого параметра Стокса спонтанного излучения в сравнении с экспериментом.

Тип структуры	$\frac{m_c}{m_0}$	$\frac{m_{hh,xz}}{m_0}$	$\frac{m_{lh,xz}}{m_0}$	E_{g0} , эВ	T , К	Δ , мэВ	S_1	
							Расчет	Эксп.
А	0,067	0,110	0,205	1,46	300	17÷25	0,11÷0,21	0,20÷0,245
Б	0,060	0,075	0,180	1,29	300	45÷55	0,42÷0,54	0,56÷0,60

Имеющиеся расхождения результатов указанной оценки и эксперимента можно объяснить тем, что в ней не учтено влияние усиления/перепоглощения излучения внутри резонатора лазера. В рамках настоящей работы было произведено также моделирование зависимости первого параметра Стокса от тока накачки для двух образцов лазерных диодов с различными структурами. Это моделирование производилось уже с учетом усиления/перепоглощения излучения в резонаторе лазера. При этом усиление активной области вычислялось в рамках той же трехзонной модели. Кроме того, для адекватного учета влияния усиления в модель включен дополнительный набор подгоночных параметров, описывающих за свойства резонатора конкретного лазерного диода. Токовые зависимости выходных мощностей поляризационных компонент строились путем вычисления зависимостей указанных интенсивностей и тока накачки от концентрации носителей. Ток накачки при этом определялся через общее число как спонтанных, так и стимулированных радиационных переходов, имеющих место в активной области лазера. Включенные в модель варьируемые параметры определялись путем точной подгонки зависимости суммы выходных мощностей поляризационных компонент под ватт-амперную характеристику конкретного об-

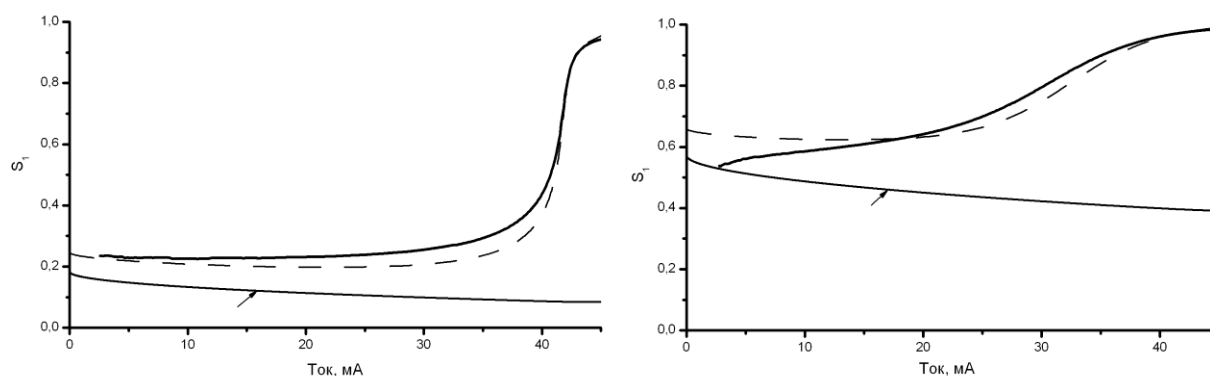


Рисунок 4. Результаты моделирования токовой зависимости первого параметра Стокса для двух лазерных диодов – на основе GaAs/AlGaAs (слева) и InGaAs/AlGaAs (справа) при допороговых значениях тока накачки. Теоретическим кривым соответствуют штриховые линии. Также приведены зависимости первого параметра Стокса спонтанного излучения, вычисленные без учета усиления, на которых стрелками показаны значения, соответствующие концентрациям прозрачности.

разца лазерного диода. При этом достигалась точность такой подгонки не хуже 5% при диапазоне изменения моделируемой величины в три порядка.

Результаты описанного выше моделирования токовой зависимости первого параметра Стокса от тока накачки приведены на рисунке 4. На нем видно хорошее совпадение теоретической и экспериментальной кривых в диапазоне измерения тока от значений, близких к нулю, до порога генерации. Тем не менее, на примере результатов для InGaAs/AlGaAs форма теоретической кривой заметно отличается от формы экспериментальной. Это различие форм кривых существенно уменьшается, если при расчете скоростей спонтанного излучения и коэффициентов усиления учесть зависимости матричных элементов переходов от волнового вектора носителей (вместо упрощенного выражения (7) пользоваться выражением (6)). Однако в этом случае большим оказывается различие в абсолютных значениях моделируемой величины. В целом приведенные выше результаты моделирования токовых зависимостей первого параметра Стокса являются дополнительным свидетельством в пользу адекватности выбранной модели активной области.

III. Заключение

На основании результатов работы можно сделать следующие выводы:

1. Анализ экспериментальных данных по исследованию отличия поляризации

излучения гребневых лазеров в режиме генерации от ТЕ- линейной показал, что такое отличие не может быть обусловлено какими-либо общеизвестными причинами, например, вкладом спонтанного излучения, и потому выяснение причин данного отличия потребовало отдельного исследования.

2. Модифицирована схема измерений параметров Стокса под использование одного фотоприемника вместо традиционных двух, что оказалось крайне удобным для проведения измерений в случае, когда часть параметров Стокса слабо отлична от нуля, поскольку использование модифицированной схемы не требует взаимной калибровки фотодетекторов. Кроме того, модифицированная схема позволяет также определять точные значения основного параметра ее ключевого оптического элемента – фазовой пластины. Данные, получаемые с помощью предлагаемой схемы в рамках одного цикла измерений, позволяют методами Фурье-анализа не только получить значения параметров Стокса исследуемого излучения, но и оценить погрешность их определения. Использование данной модифицированной схемы позволяет с использованием одних и тех же оптических элементов регистрировать отличие от нуля и динамику изменения с током накачки всех параметров Стокса излучения современных мощных гребневых лазеров, работающих в спектральном диапазоне 600÷1000 нм. Для этого достаточно точности измерения в 1%, которая обеспечивается с использованием наиболее доступных поляризационно-чувствительных оптических элементов. Указанная точность в основном обусловлена систематической погрешностью и может быть при необходимости доступным путем существенно увеличена за счет повышения качества оптических элементов, в то время как статистическая погрешность может быть уменьшена за счет увеличения скорости вращения анализатора.
3. Измерения параметров Стокса показали, что степень поляризации лазерного излучения диодов с квантоворазмерной активной областью чувствительна к аномалии ``kink" ватт-амперной характеристики, сопровождающейся искажением поперечного распределения поля волноводной моды. При этом величина степени поляризации может уменьшаться до значений, меньших 0,9. Кроме того, существенные изменения состояния поляризации излучения имеют место и на участках регулярного поведения базовых характеристик. Это может быть связано как с перераспределением интенсивности по длине резонатора из-за неоднородного выгорания носителей, так и с разогревом областей диода вблизи активной области. Чувствительность состояния поляри-

зации к поперечному распределению поля может быть связана как с пространственно-неравномерным характером распределения неоднородностей, на которых имеет место рассеяние лазерного излучения, так и с изменением разности комплексных модовых показателей преломления для ТЕ и ТМ поляризаций.

4. Показано, что данные по измерениям второго и третьего параметров Стокса излучения диодного лазера являются количественной характеристикой оптического качества его резонатора, характеризующегося наличием механических деформаций волноводных слоев. Точность измерений, произведенных в работе, является достаточной для выявления наличия таких деформаций на уровне 10^{-5} , что соответствует уровню наиболее чувствительных из используемых на сегодняшний день методов детектирования таких деформаций. Эти измерения могут служить основой методики для отбора наиболее высококачественных и высоконадежных образцов гетеролазеров.
5. Оценка поляризации спонтанного излучения исследовавшихся лазеров, произведенная в рамках модели трех параболических зон для описания оптических свойств квантоворазмерной активной области, показала, что такая модель хорошо подходит для прогнозирования поляризационных особенностей спонтанного излучения из квантоворазмерных гетероструктур – в том числе и с учетом влияния напряжения активной области. Отличие экспериментального значения первого параметра Стокса спонтанного излучения от рассчитанного в рамках такой модели обусловлено влиянием усиления излучения в резонаторе, учет которого требует введения в модель дополнительных параметров.
6. Расчеты токовой зависимости поляризационных особенностей излучения лазера в допороговом режиме работы в рамках модели трех параболических зон с учетом усиления/перепоглощения показали, что использованный подход позволяет с хорошей точностью моделировать как токовую зависимость степени поляризации, так и спектр ТЕ и ТМ компонент излучения гребневых лазеров при изменении интенсивности выходного излучения в диапазоне трех порядков.

Публикации по теме диссертации

1. Н.В. Дьячков, А.П. Богатов «Параметры Стокса излучения поперечно-одномодовых InGaAs/AlGaAs-лазеров с квантоворазмерной активной областью», Квантовая электроника **41**(1):20-25, 2011.
2. Н.В. Дьячков, А.П. Богатов «Измерение параметров Стокса излучения полупроводниковых лазеров», Квантовая электроника **41**(10):869-874, 2011.
3. Н.В. Дьячков, А.П. Богатов «Параметры Стокса излучения поперечно-одномодовых InGaAs/AlGaAs лазеров с квантоворазмерной активной областью». Тезисы докладов 2-го Российского симпозиума “Полупроводниковые лазеры: физика и технология”, с. 34, Санкт-Петербург, 2010.
4. Н.В. Дьячков, А.П. Богатов «Параметры Стокса излучения мощных одномодовых гетеролазеров гребневого типа», Тезисы докладов научной сессии НИЯУ МИФИ, том 2, с. 91, 2011.