

# Параметры Стокса излучения поперечно-одномодовых InGaAs/AlGaAs-лазеров с квантоворазмерной активной областью

Н.В.Дьячков, А.П.Богатов

*На примере лазеров с двумя различными гетероструктурами обнаружена сильная зависимость состояния поляризации лазерного излучения при токах накачки, соответствующих регулярному поведению ватт-амперной характеристики, от конкретного образца, что предположительно говорит о возможности использовать меру отклонения состояния поляризации от линейного как чувствительную характеристику качества изготовления излучателя. Установлено, что аномалии ватт-амперной характеристики (так называемые кинки) сопровождаются существенным падением степени поляризации излучения. Измеренные значения степени поляризации спонтанного излучения образцов (при токах накачки, много меньших порогового) находятся в хорошем согласии с теоретической оценкой, полученной в рамках трехзонной модели оптических переходов.*

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, гетеролазер, поляризация излучения, параметры Стокса.

## 1. Введение

Поляризация является одной из основных характеристик любого излучения, однако применительно к полупроводниковым лазерам ей до сих пор не уделялось особого внимания. Это отчасти может быть связано с тем, что для таких лазеров данная характеристика далеко не всегда имеет прикладное значение.

Ранее исследования поляризации были направлены на решение проблемы создания поляризационно-нечувствительных полупроводниковых усилителей [1, 2] или лазеров с изменяемой поляризацией [3, 4]; существенным условием при этом было лишь преобладание одной из компонент поляризации. Схожий характер носят и более поздние работы, в которых изучались новые типы полупроводниковых излучателей – лазеры, излучающие в синем диапазоне [5], приборы на квантовых точках [6] и приборы, излучающие с поверхности (VCSEL) [7].

Есть основания полагать, что в качестве принципиальной характеристики излучения поляризация сама по себе может содержать информацию о физических процессах внутри резонатора лазера. При этом стоит отметить, что на поляризацию спонтанного излучения (выходного излучения лазера при токах накачки много ниже порогового) должны в основном влиять материальные свойства активной области, а на поляризацию лазерного излучения – оптические свойства резонатора, в связи с чем эти поляризации можно рассматривать как независимые характеристики.

Наиболее простой и адекватной моделью для расчета материально-оптических параметров квантоворазмерной активной области можно считать трехзонную мо-

дель оптических переходов без учета смешивания зонных состояний, описанную в работе [8]. Эта модель использовалась для расчета зависимости материального усиления и добавки к действительной части показателя преломления квантоворазмерной активной области полупроводникового лазера от тока накачки. Ее выбор был обусловлен стремлением максимально уменьшить число подгоночных параметров без существенной потери достоверности результатов. В связи с хорошим совпадением результатов расчета и эксперимента в [8] были сделаны выводы о том, что для поставленных целей такая модель наиболее оптимальна, т. к. любое ее усложнение может привести не только к неудобствам в расчетах, но и к неоправданному завышению точности. В связи с этим представлялось интересным выяснить, насколько адекватно трехзонная модель описывает поляризацию спонтанного излучения лазерного диода.

Что касается поляризации лазерного излучения, то поскольку усиление квантоворазмерной активной области для разных поляризаций существенно различно, говорить о возможности одновременной генерации обеих (TE и TM) поляризационных мод не приходится. В силу этого обстоятельства причиной наличия в лазерном излучении одновременно обеих поляризационных компонент может быть только рассеяние излучения внутри резонатора. Для выяснения характера такого рассеяния одинаково важной является информация как об амплитудных, так и о фазовых соотношениях между поляризационными компонентами. Хорошо известно, что одной из возможных характеристик, содержащих такую информацию о поляризации излучения, являются параметры Стокса [9].

В свете вышесказанного основные задачи настоящей работы состояли, во-первых, в проверке трехзонной модели на применимость для расчета поляризации спонтанного излучения и, во-вторых, в определении наличия связи поляризации лазерного излучения с особенностями резонатора лазерного диода, сказывающимися на базо-

Н.В.Дьячков, А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

вых характеристиках; кроме того, оценивалась информативность параметров Стокса как самостоятельной характеристики лазерных диодов.

## 2. Лазерные диоды и методика измерений

В качестве объектов исследования были выбраны мощные поперечно-одномодовые лазеры на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs и InGaAs/AlGaAs с квантоворазмерной активной областью и гребневой структурой оптического волновода [10,11]. Выбор объектов определялся их наилучшей изученностью, простотой устройства и относительной стабильностью работы. Исследуемые образцы были разделены на две группы – А и Б. Материалом активной области образцов группы А, работающих в спектральном диапазоне 0.85 мкм, служил ненапряженный слой GaAs, тогда как активная область образцов группы Б, работающих в диапазоне 0.98 мкм, представляла собой напряженный слой InGaAs. Ширины гребня у всех лазеров были практически одинаковыми и составляли 5.0–5.5 мкм, а толщины активных областей были равны 8–9 нм. Пороговые токи всех исследуемых лазеров находились в диапазоне 40–80 мА, а дифференциальные эффективности составляли 0.75–0.9 Вт/А.

Для питания лазера использовался блок, собранный по схеме сумматора двух сигналов (постоянного и переменного) с эмиттерным повторителем на выходе. Интенсивность излучения измерялась фотодиодом ФД-24к, включенным по стандартной схеме со смещением 8 В. Для калибровки измерительной системы проводилось контрольное измерение мощности с помощью прибора OPHIR NOVA II с измерительной головкой 12А-Р. При измерении дифференциальных характеристик использовалась методика, аналогичная описанной в [12], в которой на соответствующий вход блока питания подается переменный сигнал на частоте ~2 кГц с последующей регистрацией переменной составляющей мощности из-

лучения и напряжения на лазерном диоде. Для измерения спектра использовался спектрометр ДФС-24, на который вместо выходной щели устанавливалась линейка фотодиодов. Похожая схема описана в [13]. Диаграмма направленности регистрировалась по методике, аналогичной описанной в работе [14].

Параметры Стокса измерялись с помощью двух плечных поляризаторов, фазовой пластины, ромба Френеля и фотодетектора. Упрощенная схема установки для проведения поляризационных измерений изображена на рис. 1. Анализатор и пластина закреплялись в прецизионные поворотные подвижки, которые приводились в движение шаговыми двигателями, управляемыми с ПЭВМ. При этом ромб Френеля использовался только для измерения сдвига фаз, вносимого фазовой пластиной, и положения ее быстрой и медленной осей, а поляризатор служил вспомогательным инструментом для задания начальной ориентации пластины. Результаты поляризационных измерений приводились к трем параметрам Стокса –  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ , нормированным на полную интенсивность (нулевой параметр). Оси координат были направлены таким образом, чтобы ось  $x$  лежала в плоскости слоев структуры. При таком выборе осей координат

$$S_1 = \frac{I(0^\circ) - I(90^\circ)}{I}, \quad S_2 = \frac{I(45^\circ) - I(135^\circ)}{I},$$

$$S_3 = \frac{I_R - I_L}{I}, \quad (1)$$

где  $I(0^\circ)$ ,  $I(90^\circ)$  и  $I$  – интенсивности ТЕ и ТМ поляризованных компонент излучения, а также полная интенсивность соответственно;  $I(45^\circ)$  и  $I(135^\circ)$  – интенсивности излучения, которое проходит через анализатор, ориентированный к оси  $x$ , под углами  $\alpha = 45^\circ$  и  $135^\circ$ ;  $I_R$ ,  $I_L$  – интенсивности право- и левоциркулярно поляризованных компонент.

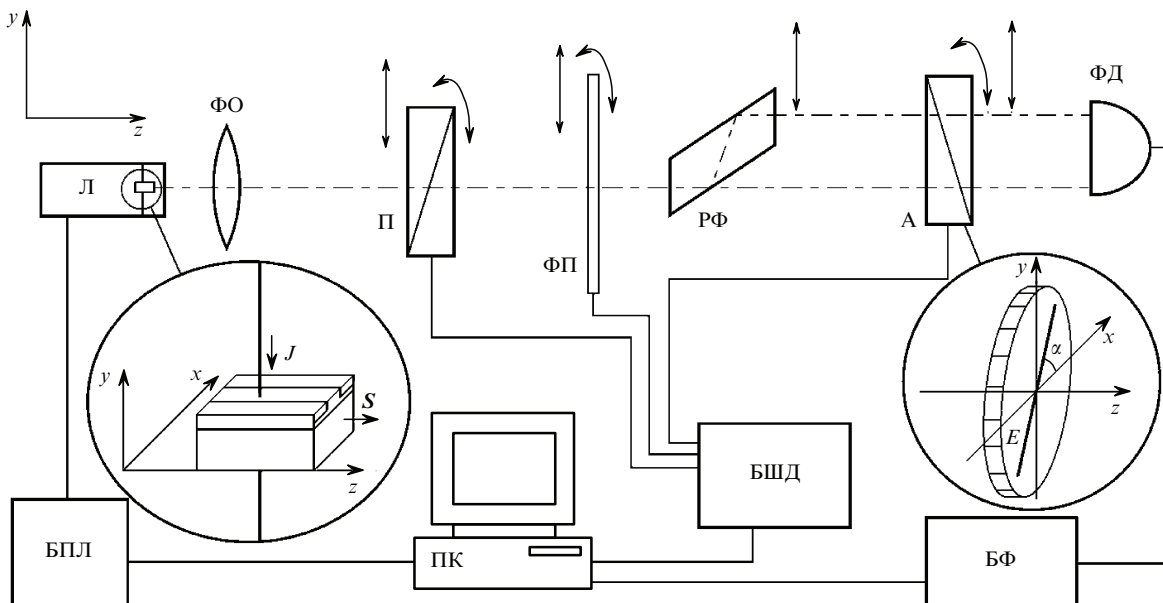


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по измерению параметров Стокса:

Л – исследуемый лазер, помещенный в держатель;  $S$  – нормаль к выходной грани лазерного диода;  $J$  – направление тока накачки лазера; БПЛ – блок питания лазера с цифровым управлением; ФО – фокусирующая оптика; П – поляризатор; ФП – фазовая пластина; РФ – ромб Френеля; А – анализатор;  $E$  – ось пропускания анализатора; ФД – фотодиод; БФ – блок питания фотодиода; БШД – блок управления шаговыми двигателями; ПК – ПЭВМ со встроенным блоком ЦАП – АЦП.

В нашем случае нулевой параметр Стокса по определению равен единице, а нулевому значению угла  $\alpha$  соответствует такая ориентация анализатора, при которой  $S_2$  для спонтанного режима работы лазерного диода равен нулю. Следовательно, степень поляризации

$$P = (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}. \quad (2)$$

Используемая методика измерений параметров Стокса близка к описанной в работе [15].

Наряду с измерениями всех приведенных параметров Стокса для дискретного набора значений тока накачки, для каждого лазера проводилось также квазинепрерывное измерение  $S_1$  во всем диапазоне токов накачки, осуществляемое путем измерения квазинепрерывной ватт-амперной характеристики для системы лазер + анализатор при двух различных ориентациях анализатора, соответствующих углам  $\alpha = 0$  и  $90^\circ$ .

Все лазеры исследовались в непрерывном режиме работы на хладопроводе без принудительного охлаждения при комнатной температуре в диапазоне токов накачки до 300 мА.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

В качестве иллюстрации к результатам работы мы приводим данные для двух из исследованных образцов – № 1 (группа Б) и № 2 (группа А), которые, по нашему мнению, являются наиболее типичными. На рис.2 изображены их ватт-амперные характеристики (ВтАХ). Наиболее регулярный характер имеют характеристики образца № 1, ВтАХ которого представлена кривой 1. При этом для части образцов (вне зависимости от типа – А или Б) эти характеристики имели аномалию в виде слабо выраженного кинка при мощности лазерного излучения более 100 мВт. ВтАХ одного из таких образцов – кривая 2 на рис.2. Физической причиной вышеупомянутой аномалии является оптическая нелинейность, связанная с «выжиганием» инверсии. В результате этого происходит изменение поперечного (перпендикулярного оси резонатора) профиля эффективного показателя преломления в плоскости слоев структуры (горизонтальное направление). В наиболее яркой форме эти аномалии характерны для лазеров со «слабым» горизонтальным волноводом. Они описаны, например, в работах [16, 17]. В данном случае гребневая конструкция лазера делает горизонтальный

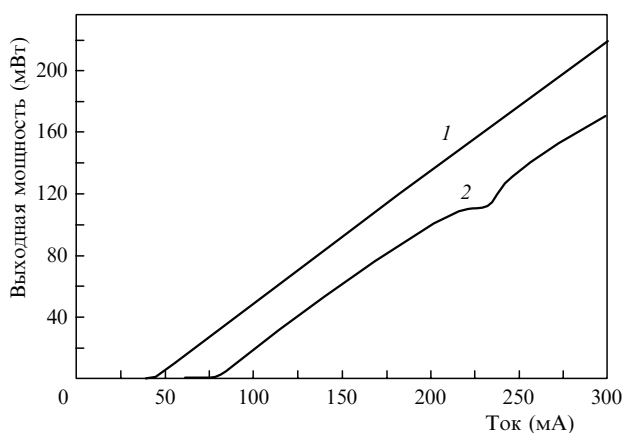


Рис.2. Ватт-амперные характеристики образцов № 1 (кривая 1) и № 2 (кривая 2).

волновод достаточно эффективным. Однако в некоторых образцах технологические несовершенства приводят к ослаблению волноводных свойств в какой-то области вдоль оси резонатора, что вызывает появление аномалий ватт-амперной характеристики в виде слабовыраженных кинков. Детальный анализ влияния этой нелинейности на излучательные характеристики лазера выполнен в работе [18].

На рис.3 представлены зависимости параметров Стокса от тока накачки для тех же двух образцов. Условно зависимость  $S_1$  от тока накачки можно разбить на три области. Это две крайние области,  $J \ll J_{th}$ , в которой доминирует спонтанное излучение, и  $J > J_{th}$ , в которой доминирует лазерное излучение, а также третья область, промежуточная для тока  $J \lesssim J_{th}$ , в которой существенную долю излучения составляет усиленное спонтанное излучение.

В области  $J \ll J_{th}$  степень поляризации определяется разностью вероятностей спонтанного излучения в ТЕ и ТМ моды. Эта величина зависит только от квадратов соответствующих матричных элементов для межзонных переходов и населенности зон. Очевидно, что для спонтанного излучения в объемной активной области, где отсутствуют механические напряжения, спонтанное излучение представляет собой естественно поляризованный свет, для которого  $P = 0$ . В нашем случае (рис.3) отличие от нуля  $S_1$  и, следовательно,  $P$  – результат только квантоворазмерного эффекта и/или механических напряжений. Исследования показали, что для образцов группы А значения  $S_1$  при токе  $J \rightarrow 0$  составляют  $\sim 0.25$ , тогда как для образцов группы Б (с напряженной активной областью) они равны  $\sim 0.55$ . Параметры  $S_2$  и  $S_3$  в этом диапазоне имеют значения, близкие к нулю в пределах точности измерений.

Оценим параметр  $S_1$  при токах накачки, близких для излучения с ТЕ поляризацией к порогу прозрачности. Его величина будет определяться через интенсивности  $W_{TE}$  и  $W_{TM}$  ТЕ и ТМ поляризационных компонент спонтанного излучения следующим образом:

$$S_1 = \frac{W_{TE} - W_{TM}}{W_{TE} + W_{TM}}. \quad (3)$$

В свою очередь интенсивность спонтанного излучения заданной поляризации определяется вероятностями в единицу времени различных радиационных переходов с

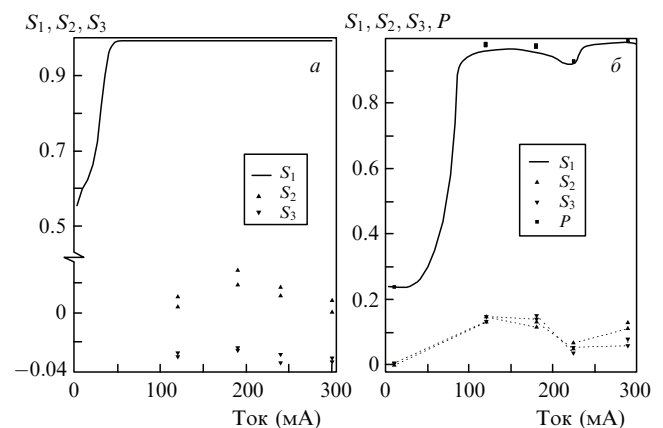


Рис.3. Зависимости параметров Стокса от тока накачки для образцов № 1 (а) и № 2 (б). Часть шкалы, соответствующая значениям  $S_2$  и  $S_3$  образца № 1, дана в увеличенном масштабе.

испусканием фотона этой поляризации, помноженными на энергии этих переходов  $E_{tr}$  (вероятности попадания испущенного фотона в моду волновода для ТЕ и ТМ поляризаций будем считать одинаковыми). Переходы в нашем случае делятся на два типа – в подзону легких (lh) и тяжелых (hh) дырок. Вероятности испускания фотонов различных поляризаций связаны с вероятностями этих переходов через поляризационные факторы  $P_{c\sigma}^{TE,TM}$ . В результате

$$W_{TE,TM} \propto \sum_{\sigma=hh,lh} P_{c\sigma}^{TE,TM} \int_{E_g}^{\infty} R_{c\sigma}(E_{tr}) E_{tr} dE_{tr}. \quad (4)$$

Величины  $P_{c\sigma}^{TE,TM}$  равны отношению квадратов соответствующих матричных элементов  $|M_{cv}|^2$  к его усредненной по трем поляризациям величине  $|M_{avg}|^2$  [19]. В нашем случае они таковы:

$$P_{chl}^{TE} = 1.5, \quad P_{chl}^{TM} = 0.5, \quad (5)$$

$$P_{chl}^{TM} = 0, \quad P_{chl}^{TE} = 2.0.$$

Величина  $P_{c\sigma}(E_{tr})$  равна подынтегральному выражению в формуле (14) для плотности тока из работы [8]:

$$R_{c\sigma}(E_{tr}) \propto m_{red\sigma} E_{tr} f_c (1 - f_v). \quad (6)$$

Аргументы присутствующих здесь функций распределения Ферми ( $f_c$  и  $f_v$ ) для носителей совпадают с соответствующими аргументами из работы [8]. Теория, изложенная в [8], позволяет вычислить величину (6) при условии, что известны ширина запрещенной зоны  $E_g$ , величина расщепления потолка валентной зоны  $\Delta E$  на подзоны легких и тяжелых дырок, эффективные массы электронов и дырок в плоскости квантовой ямы  $m_c$ ,  $m_{hh}$ ,  $m_{lh}$ , температура  $T$ , а также концентрация носителей  $N$  и ширина активной области  $d$ . Концентрацию носителей мы принимаем такой, чтобы разность квазиуровней Ферми была равна  $E_g$ . В этом случае конечный результат не будет зависеть от  $d$ .

Большую часть требуемых материальных параметров среды – эффективные массы носителей и  $E_g$  – можно найти среди табличных данных о материалах и гетероструктурах ([20] и [21]). Величина  $\Delta E$  оценивалась исходя из известных данных по зонной диаграмме структуры.

Конкретные значения требуемых для расчетов величин, результаты расчетов и сравнительные экспериментальные результаты сведены в табл. 1.

Как видно из сравнений экспериментальных и теоретических значений  $S_1$  для спонтанного излучения в области  $J \ll J_{th}$ , выбранная нами модель дает достаточно хороший результат. Несмотря на заниженные по сравнению с соответствующими экспериментальными данными значения  $S_1$  могут быть связаны с неучтенным в модели перепоглощением излучения с ТМ поляризациями в объеме резонатора. Тем не менее средняя разность сте-

пеней поляризации для различных структур ( $\sim 0.36$ ) в масштабах погрешности практически совпадает с соответствующим экспериментально измеренным значением ( $\sim 0.34$ ). Это свидетельствует в пользу адекватности модели, выбранной для моделирования поляризационных характеристик лазеров.

В промежуточной области токов  $J \lesssim J_{th}$ , вплоть до порога лазерной генерации, параметр  $S_1$ , как правило, испытывает монотонный рост, в чем можно убедиться, анализируя данные рис. 3. Здесь поляризацией управляет в основном процесс усиления (поглощения) спонтанного излучения. Поскольку этот процесс хорошо известен и исследован другими методами (например, описанными в [13]), его анализ выходит за рамки настоящей работы.

В другой практически важной области ( $J > J_{th}$ ) основной вклад в оптический пучок дает лазерная компонента излучения, в нашем случае – ТЕ мода. Исследования показали, что в режиме лазерной генерации поляризация в случае образцов А и Б ведет себя схожим образом. В идеальном случае (в пренебрежении спонтанным излучением и для оптически совершенных слоев структуры лазера)  $S_1$  и, следовательно, степень поляризации  $P$  должны равняться единице. Из рис. 3 можно видеть, что в эксперименте параметр  $S_1$  отличен от единицы. Его значение для различных образцов находится в диапазоне  $0.5 < S_1 < 0.9995$ . Значение  $S_1$  для излучения первого образца в лазерном режиме работы оказалось большим, чем позволяет измерить использовавшийся в работе пленочный поляризатор, однако измеренное значение  $S_3$  ( $\sim 0.03$ ) дает возможность оценить  $S_1$  сверху:  $S_1 \leq (1 - S_3^2)^{1/2} \approx 0.9995$ .

Анализируя данные рис. 3 можно также видеть, что  $S_1$ , начиная с некоторого значения тока, не увеличивается, а выходит на некоторый постоянный уровень. Это свидетельствует о том, что отличие  $S_1$  от единицы не связано с присутствием в оптическом пучке компоненты спонтанного излучения. Более того, для образцов, в которых наблюдались аномалии ватт-амперной характеристики, существует небольшой диапазон токов (в приведенном случае – вблизи тока  $\sim 230$  мА), где происходит падение  $S_1$ . Этот диапазон почти совпадает с диапазоном, в котором имеет место кинк. Иллюстрируют это явление также результаты, полученные для остальных базовых характеристик лазеров (представлены на рис. 4–6). О том, что в данном случае кинк является следствием деформации поперечного распределения поля лазерной моды, свидетельствуют в первую очередь сравнительные данные рис. 4 для образцов с аномалией и без аномалии ватт-амперной характеристики. В согласии с ранними работами [12, 22] в области кинка аномальным образом ведет себя спектр лазерного излучения (рис. 5, б) и дифференциальное сопротивление (рис. 6). В образцах лазеров с ватт-амперной характеристикой, свободной от кинков, диаграммы направленности по форме не различаются (см. рис. 4, а). Так, соответствующие нормированные на максимум кривые для образца № 1 совпадают с точно-

Табл. 1.

Тип образца	$m_c/m_0$	$m_{hh}/m_0$	$m_{lh}/m_0$	$E_g$ (эВ)	$T$ (К)	$\Delta E$ (мэВ)	$S_1$	
							Расчет	Эксперимент
А	0.067	0.105	0.23	1.46	300	45–55	0.42–0.54	0.56–0.60
Б	0.060	0.08	0.17	1.29	300	17–25	0.09–0.19	0.20–0.245

Примечание.  $m_0$  – масса электрона.

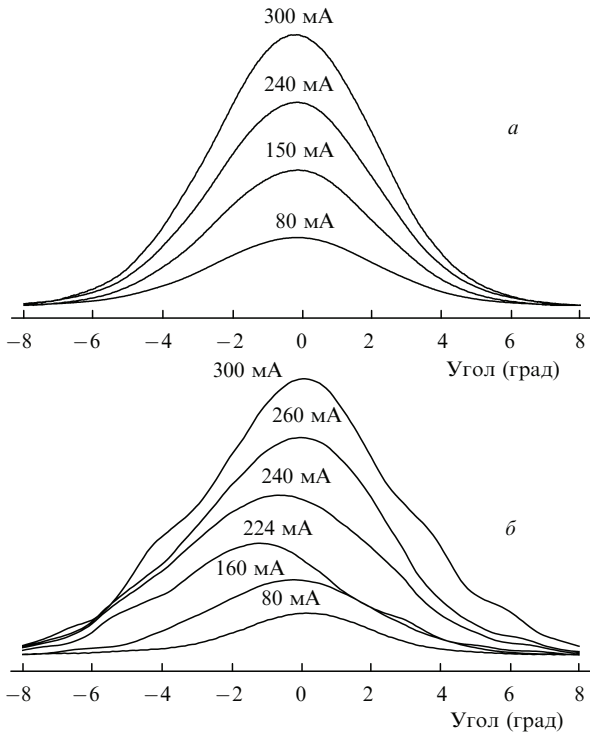


Рис.4. Горизонтальная диаграмма направленности излучения при различных токах накачки для образцов № 1 (а) и № 2 (б).

стью не хуже ~1%. Поведение остальных характеристик таких лазеров также является регулярным (рис.5,а, рис.6).

Анализируя всю совокупность экспериментальных данных, можно выделить два механизма, ответственных за поляризационные характеристики лазерного пучка. Первый отвечает за изменение состояния поляризации. Количественно этот механизм доминирует, когда

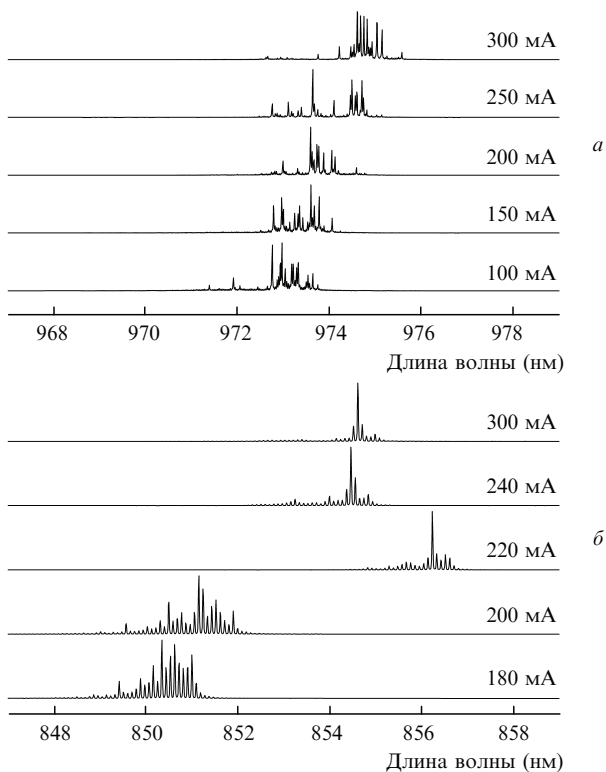


Рис.5. Спектр излучения при различных токах накачки для образцов № 1 (а) и № 2 (б).

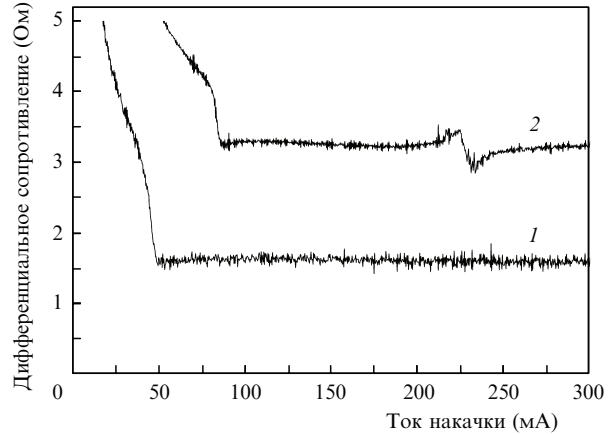


Рис.6. Зависимости дифференциального сопротивления лазеров от тока накачки для образцов № 1 (1) и № 2 (2).

$$1 - P \ll (S_2^2 + S_3^2)^{1/2}.$$

Суть его – когерентное рассеяние ТЕ поляризованного излучения с возбуждением ТМ волны той же частоты и с постоянным сдвигом фазы относительно ТЕ волны. Возникающая в результате этого механизма ТМ волна когерентна с ТЕ волной. Исследования показали, что, как правило, этот механизм характерен для рабочего режима лазера вне аномалий ВтАХ и может реализовываться, например, за счет статических оптических неоднородностей среды резонатора лазера, обладающих двулучепреломлением. Причиной появления таких статических неоднородностей могут быть неровности гетерограниц структуры лазера, «вмороженные» механические напряжения, возникающие в процессе пайки лазерного чипа на хладопровод, напряжения, обусловленные неполным совпадением постоянных кристаллических решеток различных слоев гетероструктуры, в том числе активного слоя, а также отличия кристаллических свойств металлизированной поверхности от свойств внутренних слоев. Возможны также напряжения на границе полупроводник – изолирующий слой, которые могут зависеть и от рельефа поверхности гребня. Наличие таких напряжений определяется технологией изготовления лазера, поэтому их картина зависит от конкретного образца. Кроме того, механические напряжения могут возникнуть за счет температурных градиентов внутри резонатора лазера. В этом случае пространственные распределения этих напряжений, а вместе с ними и параметры  $S_2$  и  $S_3$ , зависят от тока накачки. Расчет возможных напряжений, соответствующего тензора добавки к диэлектрической проницаемости и амплитуды возникающей ТМ волны выходит за рамки настоящей работы. Здесь мы ограничимся только констатацией факта, что величина  $(S_2^2 + S_3^2)^{1/2}$  может быть использована в качестве количественной характеристики совершенства среды резонатора конкретного диода. Например, для образца с наиболее регулярным поведением, ватт-амперная характеристика которого представлена кривой 1 на рис.3, эта величина составила менее 0.03, тогда как для отдельных образцов, также демонстрировавших относительно регулярную ВтАХ при высокой дифференциальной эффективности, она превысила 0.5. Таким образом, диапазон, в котором можно характеризовать оптическое качество резонатора, заведомо превышает один порядок.

Вторым выявленным механизмом формирования поляризационных характеристик является деполаризация

лазерного пучка. Он существен в том случае, когда деполаризованная компонента сравнима с компонентой когерентного рассеяния  $(S_2^2 + S_3^2)^{1/2}$ . Наиболее наглядно этот механизм проявляется у образцов, содержащих аномалии излучательных характеристик, в области кинка ВтАХ. Например, для образца №2 при токах  $\sim 225$  мА доля деполаризованной ТМ компоненты почти на порядок превышает ее когерентную составляющую, тогда как при меньших токах когерентная составляющая доминирует. Таким образом, то, что кинк сопровождается аномалиями традиционных базовых характеристик, в настоящей работе обнаружено и для поляризационной характеристики: это падение степени поляризации. Конечно, деполаризованная ТМ компонента присутствует и при токах вне аномалии, но в этом случае, как и в рассмотренном примере, ее доля значительно меньше интенсивности когерентного рассеяния. Поскольку деполаризованная ТМ волна полностью не когерентна ТЕ волне, наиболее вероятной причиной второго механизма является наличие динамической (меняющейся во времени и, возможно, в пространстве) оптической неоднородности, обладающей двулучепреломлением. Этому может способствовать тот факт, что для исследованных образцов разность эффективных показателей преломления для ТЕ и ТМ поляризаций такова, что на длине резонатора ( $\sim 1$  мм) между этими компонентами набирает оптическая разность хода порядка длины волны. Кроме того, различные продольные моды (о их наличии говорит характер спектра излучения лазера) могут порождать соответствующие ТМ волны с разными фазовыми сдвигами, что в результате также должно приводить к деполаризации излучения.

#### 4. Выводы

Можно констатировать, что выбранная трехзонная модель позволяет достаточно точно рассчитывать степень поляризации спонтанного излучения InGaAs/AlGaAs- и GaAs/AlGaAs-лазеров с квантоворазмерной активной областью. Это наряду с результатами, полученными в работе [8], свидетельствует в пользу правомерности использования трехзонной модели для расчета материальных параметров квантоворазмерных активных сред лазеров, работающих в спектральном диапазоне 0.85–0.98 мкм.

Степень поляризации является величиной, чувствительной к аномалии (кинки) в работе лазерных диодов, вызываемой деформацией поперечного распределения поля лазерной моды. В этом режиме работы имеют место деполаризация излучения и связанное с ней падение степени поляризации.

В регулярном режиме работы лазера (вне аномалии) наличие ТМ компоненты связано, в основном, не с деполаризацией излучения, а с изменением состояния по-

ляризации, вызываемым когерентным рассеянием излучения внутри резонатора. Отличие поляризации лазерного излучения от поляризации линейно поляризованного ТЕ излучения может рассматриваться как величина, характеризующая качество резонатора лазера. Количественной мерой такого отличия может служить величина, равная геометрической сумме приведенных в работе параметров Стокса  $S_1$  и  $S_2$ .

Авторы выражают благодарность А.Е.Дракину за помощь в проведении эксперимента. Работа выполнена при частичной поддержке УНК ФИАН.

1. Jopson M., Eisenstein G., Hall K.L., Raybon G., Burrus C.A., Koren U. *Electron. Lett.*, **22** (21), 1105 (1986).
2. Morito K., Ekawa M., Watanabe T., Kotaki Y. *J. Lightwave Technol.*, **21** (1), 176 (2003).
3. Mori Y., Shibata J., Kajiwara T. *Appl. Phys.*, **51** (24), 1971 (1987).
4. Kehr A., Muller R., Voss M., Barwolff A. *Appl. Phys. Lett.*, **64** (7), 830 (1994).
5. Florescu D.I., Lee D.S., Ting S.M., Rammer J.S., Armour E.A. *J. Electron. Mater.*, **32** (11), 1330 (2003).
6. Jayavel P., Kita T., Wada O., Ebe H., Sugawara M., Arakawa Y., Nakata Y., T Akiyama T. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, 2528 (2005).
7. Matsui Y., Vakhshoori D., Peidong Wang, Peili Chen, Chih-Cheng Lu, Min Jiang, Knopp K., Burroughs K., Tayebati P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39** (9), 1037 (2003).
8. Батрак Д.В., Богатова С.А., Бородаенко А.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **35** (4), 316 (2005).
9. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука 1970).
10. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратоников А.А. *Квантовая электроника*, **32** (12), 1099 (2002).
11. Плисюк С.А., Акимова И.В., Дракин А.Е., Бородаенко А.В., Стратоников А.А., Поповичев В.В., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **35** (6), 515 (2005).
12. Барышев В.И., Богатов А.П., Дураев В.П., Елисеев П.Г., Лукьянов С.А., Рахвальский М.П. *Квантовая электроника*, **17** (9), 1147 (1990).
13. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30** (4), 315 (2000).
14. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратоников А.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **17** (9), 1147 (1990).
15. Berry H.G., Gabrielse G., Livingston A.E. *Appl. Opt.*, **16** (12), 3200 (1977).
16. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т. *Квантовая электроника*, **7** (8), 1664 (1980).
17. Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т. *Квантовая электроника*, **7** (8), 1670 (1980).
18. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36** (11), 1058 (2006).
19. Corzine S.W., Yan R.H., Coldren L.A. *Quantum Well Lasers*. Ed. by P.S.Zory (San Diego: Acad. Press Inc., 1993).
20. *Properties of Aluminium Gallium Arsenide EMIS Datareviews Ser No. 7* (London: INSPEC, 1993).
21. *Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide EMIS Datareviews Ser. No. 8* (London: INSPEC, 1993).
22. Алавердян С.А., Баженов В.Ю., Богатов А.П., Гуров В.Ю., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **7** (1), 123 (1980).