

# Измерение параметров Стокса излучения полупроводниковых лазеров

Н.В.Дьячков, А.П.Богатов

*Разработана и опробована оригинальная методика измерения параметров Стокса для полупроводниковых лазеров, основанная на привязке системы координат к исследуемому образцу. Предлагаемая методика при использовании в качестве компенсатора произвольной фазовой пластины позволяет измерять поляризационные характеристики лазеров, работающих в широком диапазоне длин волн – от 600 до 1000 нм. Применение фурье-анализа к квазинепрерывным экспериментальным данным, полученным с помощью автоматизированных систем сбора и обработки результатов измерений и ординарных оптических элементов, обеспечивает точность, достаточную для регистрации особенностей поляризационных характеристик современных лазерных диодов.*

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

## 1. Введение

Параметры Стокса относятся к основным характеристикам любого излучения, поскольку они позволяют наиболее полно описать состояние и степень его поляризации. В случае диодного гетеролазера параметры Стокса, помимо характеристики поляризационных свойств излучения, содержат также информацию о внутренних оптических неоднородностях резонатора [1], которая может быть полезной для диагностики качества самого лазера. С некоторой долей условности можно считать, что процесс измерения параметров Стокса для диодного лазера аналогичен исследованию его резонатора в скрещенных поляризаторах. В этом случае оптическое зондирование осуществляется внутрирезонаторным излучением самого лазера, которое распространяется в пространственных областях резонатора, оказывающих наибольшее влияние на характеристики лазерного диода. В частности, уровень оптических неоднородностей может служить количественной характеристикой технологического несовершенства конкретного образца или партии образцов, изготовленных по одной технологии. Именно с этой точки зрения параметры Стокса представляют особый интерес для диодных лазеров.

Классическая методика измерения параметров Стокса [2] не выглядит оптимальной применительно к диодным лазерам в свете возможной автоматизации таких измерений с помощью персональных компьютеров и систем сбора данных. Так, например, она предполагает использование четвертьволновой пластины, которая из-за дисперсии имеет ограниченный спектральный диапазон применения, тогда как рабочие длины волн широко используемых диодных лазеров варьируются в широком спектральном диапазоне – от 0.4 до 1.6 мкм.

Н.В.Дьячков, А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kln40@yandex.ru

Поступила в редакцию 22 июля 2011 г.

В настоящей работе мы предлагаем наиболее простую с нашей точки зрения методику измерения параметров Стокса, предполагающую использование произвольной фазовой пластины и позволяющую на одной и той же установке выполнять измерения в широком диапазоне длин волн. Благодаря автоматизации измерений, сбору и обработке большого объема данных в едином процессе такая методика позволяет получать приемлемую для полупроводникового лазера точность измерений при использовании относительно простой установки.

## 2. Оптическая схема и принцип измерений

Оптическая схема установки для измерений параметров Стокса изображена на рис.1. Излучение диодного лазера, сфокусированное в параллельный пучок, проходит через фазовую пластину и поляризатор (анализатор) и попадает на фотодетектор. Система координат  $XYZ$  выбирается таким образом, чтобы направление оси  $Z$  совпадало с направлением распространения излучения, а ось  $X$  была параллельна плоскости слоев структуры исследуемого лазерного диода.

Изменение состояния поляризации монохроматического света при прохождении через такую оптическую систему проще всего описывается с помощью матриц Джонса [3]. В случае квазимонохроматического излучения можно

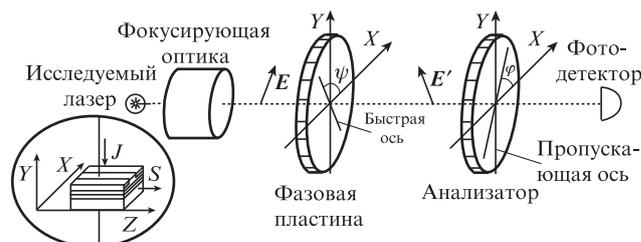


Рис.1. Оптическая схема установки для измерения параметров Стокса:

$S$  – нормаль к выходной грани лазерного диода;  $J$  – направление тока накачки лазера.

использовать аналогичное описание, если предположить, что вектор Джонса  $V$  излучения медленно меняется со временем, что соответствует следующей временной зависимости комплексного вектора электрического поля:

$$\bar{E}(t) = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_x(t) \\ V_y(t) \end{pmatrix} \exp(-i\omega t). \quad (1)$$

Здесь  $\omega$  – центральная частота оптического спектра излучения, а комплексные функции  $V_x(t)$  и  $V_y(t)$  – реализации стационарных случайных процессов. Состояние поляризации такого излучения полностью определяется параметрами Стокса, которые выражаются через усредненные по времени произведения компонент указанных векторов [2]:

$$\begin{aligned} s_0 &= \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle \equiv \langle V_x V_x^* \rangle + \langle V_y V_y^* \rangle; \\ s_1 &= \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle \equiv \langle V_x V_x^* \rangle - \langle V_y V_y^* \rangle; \\ s_2 &= \langle E_x E_y^* \rangle + \langle E_y E_x^* \rangle \equiv \langle V_x V_y^* \rangle + \langle V_y V_x^* \rangle; \\ s_3 &= i(\langle E_y E_x^* \rangle - \langle E_x E_y^* \rangle) \equiv i(\langle V_y V_x^* \rangle - \langle V_x V_y^* \rangle). \end{aligned} \quad (2)$$

Заметим, что усредненные произведения в (2) являются элементами матрицы когерентности, каждый из которых может быть также однозначно выражен через линейную комбинацию параметров Стокса. Параметры Стокса, в свою очередь, имеют наглядную физическую интерпретацию, согласно которой нулевой параметр ( $s_0$ ) равен среднему значению полной интенсивности пучка, а остальные три представляют собой разности интенсивностей компонент разложения пучка по различным базисам. При этом для первого ( $s_1$ ) и второго ( $s_2$ ) параметров в качестве базисных берутся состояния с линейной поляризацией, в которых вектор  $E$  наклонен к оси  $X$  под различными углами, а для третьего ( $s_3$ ) состояния – с правой (R) и левой (L) круговой поляризацией:

$$\begin{aligned} s_0 &= I(0) + I(\pi/2), & s_1 &= I(0) - I(\pi/2), \\ s_2 &= I(\pi/4) - I(3\pi/4), & s_3 &= I_R - I_L. \end{aligned} \quad (3)$$

В нашей системе координат с учетом привязки к плоскости слоев структуры лазера величины  $I(0)$  и  $I(\pi/2)$  – это интенсивности ТЕ и ТМ компонент излучения лазера.

В настоящей работе в качестве параметров, описывающих поляризацию, мы использовали три приведенных (нормированных на полную интенсивность пучка) параметров Стокса:

$$S_1 = s_1/s_0; \quad S_2 = s_2/s_0; \quad S_3 = s_3/s_0. \quad (4)$$

Нетрудно показать, что интенсивность  $I$  излучения, прошедшего через описанную выше оптическую систему, можно однозначно выразить через параметры Стокса  $s_j$  исследуемого излучения, углы поворота пропускающей оси анализатора  $\varphi$  и быстрой оси фазовой пластины  $\psi$  относительно оси  $X$ , а также вносимую пластиной разность фаз  $\alpha$  между компонентами излучения, поляризованными вдоль медленной и быстрой ее осей. Если выбрать новую систему координат  $X'Y'Z$  так, чтобы ось  $X'$  совпадала с пропускающей осью анализатора (угол между осями  $X'$  и  $X$  равен  $\varphi$ ), то интенсивность излучения, прошедшего через анализатор, будет равна  $\langle |E'_{x'}|^2 \rangle$  – усредненному квадрату компоненты вектора  $E'(t)$ , а сами координаты век-

тора  $E'(t)$  в системе координат  $X'Y'$  будут связаны с координатами вектора  $E(t)$  в системе  $XY$  произведением матрицы поворота и матрицы Джонса для фазовой пластины (аналогично связи векторов Джонса, приведенной в [3]):

$$\begin{pmatrix} E'_{x'}(t) \\ E'_{y'}(t) \end{pmatrix} = R(\varphi - \psi) W_\alpha R(\psi) \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad W_\alpha = \begin{pmatrix} \exp(-i\alpha/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\alpha/2) \end{pmatrix}.$$

Из (5) следует, что искомая интенсивность  $I = \langle |E'_{x'}|^2 \rangle$  представляет собой линейную комбинацию элементов матрицы когерентности, а значит – параметров Стокса. Выражение для этой величины с помощью несложных тригонометрических преобразований можно привести к виду [4]:

$$\begin{aligned} I(\varphi, \psi, \alpha) &= \frac{s_0}{2} + \frac{1}{2} s_3 \sin[2(\varphi - \psi)] \sin \alpha + \frac{1}{4} (s_1 \cos 2\varphi \\ &+ s_2 \sin 2\varphi) (1 + \cos \alpha) + \frac{1}{4} [(s_1 \cos 2\varphi - s_2 \sin 2\varphi) \cos 4\psi \\ &+ (s_1 \sin 2\varphi + s_2 \cos 2\varphi) \sin 4\psi] (1 - \cos \alpha). \end{aligned} \quad (6)$$

Далее будем считать, что фазовая пластина повернута так, что быстрая ось вначале направлена вдоль оси  $X$  ( $\psi = 0$ ), а затем – вдоль оси  $Y$  ( $\psi = \pi/2$ ). В этом случае выражения для интенсивностей излучения, нормированных на их средние значения за период, принимают вид

$$\begin{aligned} I_0(\varphi, \alpha) &= \frac{\pi k l(\varphi, 0, \alpha)}{\int_0^{\pi k} I(\varphi, 0, \alpha) d\varphi} = 1 + S_1 \cos 2\varphi \\ &+ (S_2 \cos \alpha + S_3 \sin \alpha) \sin 2\varphi, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} I_{\pi/2}(\varphi, \alpha) &= \frac{\pi k l(\varphi, \pi/2, \alpha)}{\int_0^{\pi k} I(\varphi, \pi/2, \alpha) d\varphi} = 1 + S_1 \cos 2\varphi \\ &+ (S_2 \cos \alpha - S_3 \sin \alpha) \sin 2\varphi, \end{aligned}$$

где  $k$  – натуральное число. Выразим приведенные параметры Стокса через компоненты Фурье этих функций

$$a(\psi) = \frac{2}{\pi k} \int_0^{\pi k} I(\varphi, \psi, \alpha) \cos 2\varphi d\varphi, \quad (8)$$

$$b(\psi) = \frac{2}{\pi k} \int_0^{\pi k} I(\varphi, \psi, \alpha) \sin 2\varphi d\varphi$$

в следующем виде:

$$\begin{aligned} S_1 &= a(0) = a(\pi/2), \quad S_2 = \frac{b(0) + b(\pi/2)}{2 \cos \alpha}, \\ S_3 &= \frac{b(0) - b(\pi/2)}{2 \sin \alpha}. \end{aligned} \quad (9)$$

Это значит, что для определения параметров Стокса исследуемого излучения с помощью описанной выше системы достаточно измерить зависимости величины сигнала с фотодетектора от угла поворота анализатора при двух различных (соответствующих  $\psi = 0$  и  $\psi = \pi/2$ ) положениях фазовой пластины, для которой известны триго-

нометрические функции параметра  $\alpha$ . Поскольку значения тригонометрических функций не несут в себе информации о знаке аргумента, за быструю ось пластины для определенности принята та, для которой  $\sin \alpha > 0$ .

Таким образом, если известны фурье-компоненты  $a(\psi)$  и  $b(\psi)$ , а также значения  $\cos \alpha$  и  $\sin \alpha$  для фазовой пластины, то можно определить все параметры Стокса. Именно выражения (8) и (9) были использованы в предложенной нами методике для нахождения параметров Стокса. Заметим, что для определения  $\cos \alpha$  и  $\sin \alpha$  необходимо предварительно откалибровать фазовую пластину.

### 3. Описание установки и калибровка пластины

В качестве фазовой пластины нами использовалась произвольно сколотая слюдяная пластинка толщиной в несколько десятков микрон. Пластинка помещалась между двумя стеклянными подложками толщиной  $\sim 2$  мм каждая, пространство между которыми заполнялось иммерсионным маслом. Такая конструкция помимо защиты фазовой пластины от механических деформаций обеспечивала подавление возможных паразитных интерференционных эффектов в тонкой пластинке.

Схема установки для калибровки фазовой пластины изображена на рис.2. Она включает в себя, помимо исследуемого лазера и калибруемой пластины, вспомогательный поляризатор (в дальнейшем просто поляризатор), анализатор, ромб Френеля и фотодетектор. В качестве поляризатора и анализатора использовались тонкопленочные поляризаторы, а в качестве фотодетектора – фотодиод ФД-24К, включенный по трансимпедансной схеме со смещением в 8 В. Сигнал с фотодетектора подавался на вход АЦП с программно-управляемым предусилителем, коэффициент усиления которого в ходе измерений автоматически подстраивался под уровень входного сигнала. Это позволяло обеспечить независимость относительной точности измерения сигнала от его уровня. Фазовая пластина и анализатор закреплялись в программно-управляемые подвижки, приводимые в движение шаговыми двигателями. В наших измерениях период  $T$  (время поворота анализатора на угол  $2\pi$ ) составлял  $\sim 30$  с, а число измерений за один оборот равнялось 1001. Соответственно интервал времени между двумя соседними измерениями  $\Delta t = T/1000$ .

В описанной выше оптической схеме лазер и поляризатор фактически использовались как источник поляри-

зованного излучения. В процессе калибровки пластины вначале осуществлялась привязка начального положения поляризатора и анализатора к осям  $X$  и  $Y$  соответственно. При этом за оси  $X$  и  $Y$  принимались соответственно большая и малая оси эллипса поляризации излучения лазера в спонтанном режиме работы, поскольку эти оси более всего соответствуют направлениям ТЕ и ТМ поляризаций. Действительно, состояние поляризации усиленного спонтанного излучения, прежде всего из-за существенно более низкой его временной когерентности, подвержено влиянию дефектов волновода значительно меньше, чем поляризация лазерного излучения, и поэтому больше соответствует состоянию, которое определяется симметрией активной области.

Для установки начального положения поляризаторов по указанным осям вначале инжектировался ток, соответствующий спонтанному режиму работы лазера, а в оптической системе из поляризационных элементов оставался только анализатор, установленный в положение, соответствующее минимуму сигнала с фотодетектора. Затем, уже при токе, соответствующем лазерному режиму, в систему вводился поляризатор и устанавливался в положение, скрещенное по отношению к анализатору. Ориентиром при этом также служил минимум сигнала с фотодетектора. Описанная операция привязки поляризаторов к осям координат выполнялась также и впоследствии на этапе подготовки установки непосредственно к измерениям параметров Стокса.

После установления начального положения поляризаторов измерялся  $\cos \alpha$  пластины. В систему вводилась пластина, одну из осей которой ориентировали вдоль оси  $X$ . Критерием для этого служил один из локальных минимумов зависимости сигнала с фотодетектора от угла поворота пластины. В таком положении одна из осей пластины оказывалась параллельной оси  $X$ . После этого анализатор поворачивали на  $\pi/2$ , а поляризатор – на  $\pi/4$ . При этом анализатор должен был оказаться ориентированным вдоль оси  $X$ , а параметры Стокса излучения на входе в пластину –

$$S_1 = S_3 = 0, \quad S_2 = 1. \quad (10)$$

Затем выполнялось квазинепрерывное измерение зависимости  $I(\varphi)$  сигнала с фотодетектора от угла поворота анализатора в диапазоне  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ . Косинус сдвига фаз, вносимого пластиной, определялся согласно (7) и (9) по формуле

$$\cos \alpha = \frac{2 \int_0^{2\pi} I(\varphi) \sin 2\varphi d\varphi}{\int_0^{2\pi} I(\varphi) d\varphi}. \quad (11)$$

Для нахождения положения быстрой оси пластины (т.е. той, для которой  $\sin \alpha > 0$ ) необходимо по крайней мере определить знак синуса сдвига фаз  $\alpha_0$ , вносимого пластиной, между компонентами излучения, поляризованными вдоль осей  $X$  и  $Y$  при текущем ее положении. Отметим, что при этом в любом случае  $\cos \alpha_0 = \cos \alpha$ . Для определения  $\sin \alpha_0$  мы использовали ромб Френеля. Последний можно рассматривать как аналог фазовой пластины с заранее известными положениями быстрой и медленной осей, которые, как известно, определяются геометрией ромба. В нашем случае ромб был ориентирован

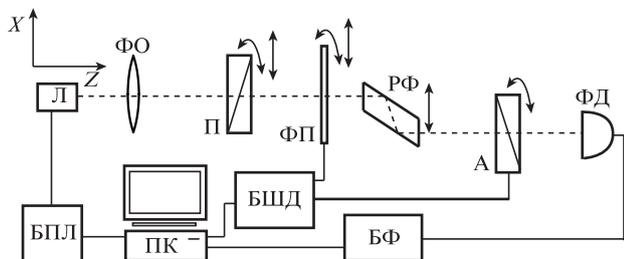


Рис.2. Схема экспериментальной установки для измерения параметров Стокса и калибровки используемой фазовой пластины: Л – исследуемый лазер, помещенный в держатель; БПЛ – блок питания лазера с цифровым управлением; ФО – фокусирующая оптика; П – поляризатор; ФП – фазовая пластина; РФ – ромб Френеля; А – анализатор; ФД – фотодиод; БФ – блок управления фотодиодом; БШД – блок управления шаговыми двигателями; ПК – компьютер со встроенным блоком ЦАП-АЦП.

таким образом, чтобы его отражающие грани были параллельны оси  $Y$ , что соответствовало ориентации его быстрой оси вдоль оси  $X$ . В этом положении ромб вносит такой сдвиг фаз  $\beta$  между волнами с направленным вдоль оси  $Y$  или  $X$  вектором  $E$ , что  $\sin\beta > 0$ . В идеальном случае ромб должен обеспечивать сдвиг фаз  $\beta = \pi/2$ . В реальной ситуации  $\beta$  отличается от  $\pi/2$  по ряду причин, поэтому вначале требовалось измерить  $\cos\beta$  для ромба Френеля. Для этого фазовая пластина заменялась на ромб Френеля и выполнялась операция, описанная выше для фазовой пластины.

После определения  $\cos\beta$  в систему возвращалась фазовая пластина. Теперь оптическая схема включала в себя фазовую пластину и ромб Френеля, которые давали суммарный сдвиг фазы  $\gamma = \alpha_0 + \beta$ . Далее выполнялась описанная выше операция уже по определению  $\cos\gamma$ . Зная  $\cos\alpha_0 = \cos\alpha$ ,  $\cos\beta$  и  $\cos\gamma$ , нетрудно вычислить  $\sin\alpha_0$ :

$$\sin\alpha_0 = \frac{\cos\alpha\cos\beta - \cos\gamma}{\sqrt{1 - \cos^2\beta}} \quad (12)$$

Знак полученной величины определял реальное положение быстрой оси пластины: если она была положительной, быстрой осью пластины считалась та, что параллельна оси  $X$ , в противном случае – ось, параллельная  $Y$ .

Для оценки погрешности измерения  $\alpha$  определялись косинусы сдвигов фаз  $\gamma$ , вносимых различными системами, составленными из ромба Френеля и пластины, повернутой относительно исходного положения на углы, кратные  $\pi/2$ . Результаты этих измерений с использованием лазера с рабочей длиной волны излучения 665 нм представлены в табл.1. Данные таблицы позволяют сделать вывод о том, что реальное значение  $\alpha$  должно составлять  $45.3 \pm 0.6^\circ$ . Такая погрешность согласно (9) должна обеспечить относительную точность определения второго и третьего параметров Стокса в 1%. Из табл.1 также видно, что измеренное значение сдвига фаз, вносимого ромбом Френеля, существенно (примерно на 20%) отличается от теоретического значения  $\pi/2$ .

В настоящей работе измерялись параметры излучения лазеров с длинами волн 665, 850 и 980 нм. Пластина калибровалась для каждой из длин волн. Результаты этих калибровок представлены на рис.3. На рисунке также изо-

Табл.1. Результаты измерения сдвига фаз  $\gamma$ , вносимого оптическими элементами при различных ориентациях пластины.

Оптическая система	Сдвиг фаз	$\cos\gamma$	$\gamma$ (град)	$\alpha$ (град)
Пластина в исходном положении	$\alpha$	0.695	45.97	45.97
Пластина, повернутая на $180^\circ$	$\alpha$	0.694	46.05	46.05
Ромб	$\beta$	0.257	75,11	–
Ромб+ пластина в исходном положении	$\beta + \alpha$	-0.505	120.33	45.22
Ромб + пластина, повернутая на $90^\circ$	$\beta - \alpha$	0.865	30.11	45.11
Ромб + пластина, повернутая на $180^\circ$	$\beta + \alpha$	-0.498	119.86	44.75
Ромб + пластина, повернутая на $270^\circ$	$\beta - \alpha$	0.862	30.46	44.70

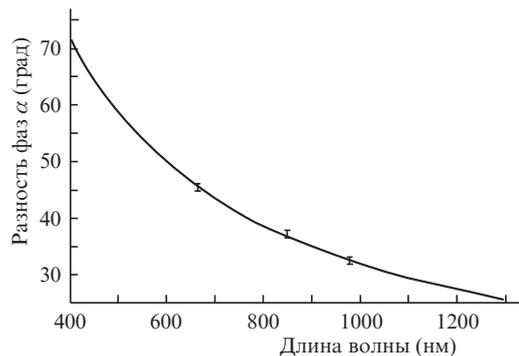


Рис.3. Калибровка фазовой пластины для длин волн  $\lambda = 665, 850$  и  $980$  нм и аппроксимирующая их кривая.

бражена аппроксимирующая кривая вида  $\alpha(\lambda) = A + B/\lambda$ , которая соответствует двулучепреломляющему элементу с линейной по длине волны дисперсией разности показателей преломления. Полученный график позволяет полагать, что используемая пластина применима для исследования излучения с длинами волн от 400 до 1300 нм. При этом, как следует из рис.3, в пределах произвольной спектральной области шириной 1 нм, что приблизительно соответствует ширине спектра многочастотной генерации исследуемых в работе лазеров,  $\alpha$  изменяется не более чем на  $0.1^\circ$  (т.е. много меньше погрешности определения).

#### 4. Эксперимент и обсуждение результатов

Для измерения параметров Стокса излучения исследуемых лазеров мы применяли ту же оптическую систему, что и для калибровки пластины (см. рис.2), но без ромба Френеля. Поляризатор использовался как вспомогательный инструмент для установки начального положения оптических элементов. Перед началом измерений параметров Стокса осуществлялась привязка положений поляризатора и анализатора к осям  $X$  и  $Y$  аналогично тому, как это делалось перед калибровкой пластины. Затем в систему вводили пластину и ориентировали ее быструю ось вдоль оси  $X$ . Критерием для точной установки пластины также служил минимум сигнала с фотодетектора. После этого поляризатор убирали из системы, а анализатор поворачивали на угол  $\pi/2$ , чтобы его начальное положение соответствовало оси  $X$  (нуль для угла  $\varphi$ ).

После установки начального положения анализатора и пластины проводились квазинепрерывные измерения интенсивностей  $I(\varphi, \psi)$  для четырех положений пластины –  $\psi = 0, \pi/2, \pi$  и  $3\pi/2$ . Хотя теоретически  $I(\varphi, 0) \equiv I(\varphi, \pi)$ , а  $I(\varphi, \pi/2) \equiv I(\varphi, 3\pi/2)$ , с целью фиксации систематической ошибки регистрация данных выполнялась дополнительно для  $\psi = \pi$  и  $3\pi/2$ . Найденные зависимости автоматически нормировались, в результате чего получались функции  $I_\psi(\varphi)$ . Пример зависимости  $I_\psi(\varphi)$  изображен на рис.4. По экстремумам этих функций вычислялись два значения  $S_i^I$  и  $S_i^{II}$  для каждого параметра Стокса с номером  $i$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Параметры  $S_i^I$  определялись в соответствии с выражением (9), а для вычисления  $S_i^{II}$  в выражения (9) вместо  $a(\psi)$  и  $b(\psi)$  подставлялись  $a(\psi + \pi)$  и  $b(\psi + \pi)$  соответственно. Разность полученных значений параметров  $S_i^I$  и  $S_i^{II}$  можно рассматривать как величину, характеризующую погрешность их измерения, которая в нашем случае связана прежде всего с неоднородностью пропускания анализатора (систематическая составляющая) и флуктуация-

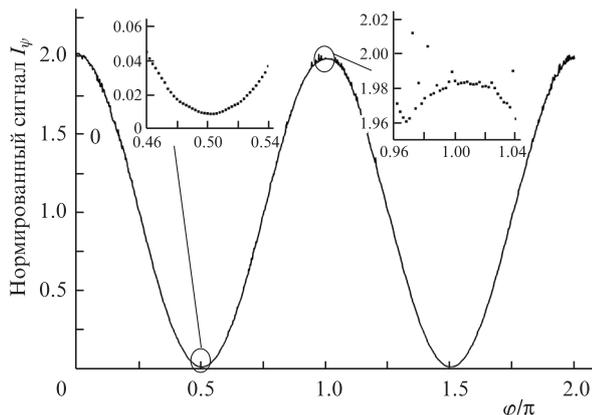


Рис.4. Нормированная экспериментальная зависимость сигнала с фотодетектора от угла поворота анализатора  $\varphi$ . Соответствующие коэффициенты Фурье  $a(\psi) = 0.993$ ,  $b(\psi) = 0.011$ . Длина волны излучения лазера  $\lambda = 665$  нм.

ми интенсивности фотодетектора (статистическая составляющая).

Для оценки погрешности проведем анализ кривых  $I_\psi(\varphi)$ . Так, согласно (9) погрешность измерения параметров Стокса можно принять равной погрешности определения компонент Фурье  $a(\psi)$  и  $b(\psi)$ . В свою очередь,  $b(\psi)$  в нашем случае можно оценить как среднее квадратичное значение коэффициентов Фурье, соответствующих периоду  $2\pi$ , для серии кривых  $I_\psi(\varphi)$ . Действительно, отличие от нуля этих коэффициентов связано только с неоднородностью пропускания анализатора либо с шумами сигнала с фотодетектора, поскольку при отсутствии этих факторов функции  $I_\psi(\varphi)$  согласно (6) должны иметь период  $\pi$ . Произведенная таким образом оценка позволила установить, что погрешность измерения параметров Стокса в нашем случае не превышала 0.01.

На рис.5 приведены результаты измерений всех трех параметров Стокса для трех лазеров при различных токах накачки. Для каждого значения тока точками указаны результаты измерения  $S_j^I$  и  $S_j^{II}$ , которые во всех случаях лежат в пределах эмпирически определенной выше погрешности  $\pm 0.01$ . Как видно из рис.5, полученная точность измерений позволяет для всех исследованных образцов не только констатировать отличие от нуля второго и третьего параметров Стокса, но и регистрировать их изменения в зависимости от тока накачки лазера, что говорит о влиянии режима работы лазера на наличие и характер оптических неоднородностей его резонатора. Таким образом, как сами параметры Стокса, так и их изменения могут служить важной количественной характеристикой несовершенства слоев гетероструктуры, на основе которой изготовлен лазерный диод, а также всей конструкции лазерного чипа. Например, из сравнения данных для  $S_2$  и  $S_3$  на рис.5 можно сделать вывод, что оптическое качество резонатора диода с  $\lambda = 665$  нм примерно в два раза лучше, чем у диода с  $\lambda = 850$  нм, но в два раза хуже качества резонатора диода с  $\lambda = 980$  нм.

Рассмотрим теперь вопрос о статистической погрешности. В нашем случае она, как уже упоминалось выше, связана с флуктуациями интенсивности излучения лазера. Такие флуктуации исследовались ранее (см., напр., [5] и ссылки там). Для оценки флуктуационной составляющей в настоящей работе проведены серии измерений интенсивности  $I(t_j)$ , регистрируемой фотодетектором для моментов времени  $t_j$  при неподвижном анализаторе. При

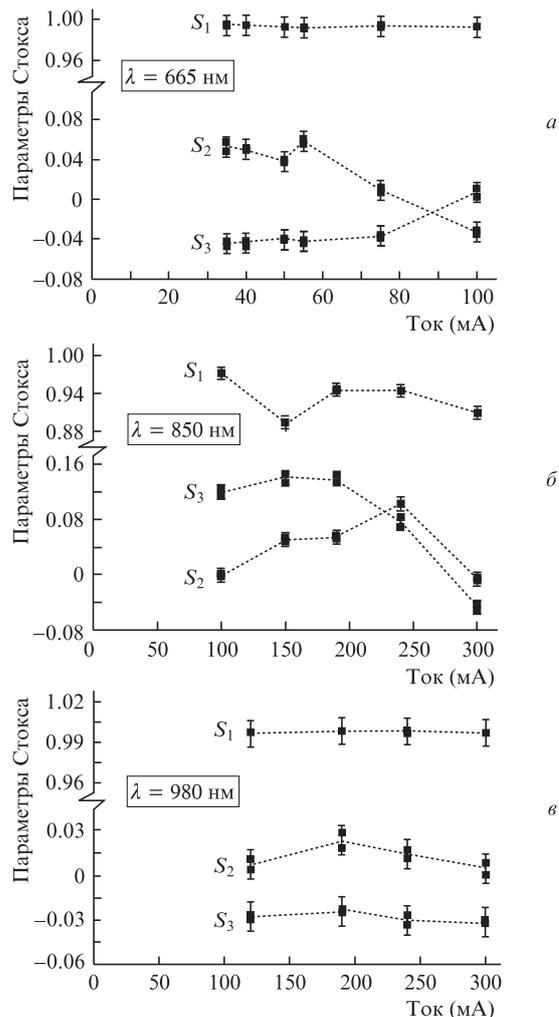


Рис.5. Параметры Стокса для диодов с различными рабочими длинами волн. Для каждого значения тока приведены значения параметров  $S_j^I$  и  $S_j^{II}$ , измеренных при положениях фазовой пластины, различающихся поворотом на  $\pi$ . Горизонтальными черточками обозначены пределы эмпирически определенной погрешности  $\pm 0.01$ .

этом число измерений в одной серии ( $0 \leq j \leq 1000$ ) и временные интервалы между соседними измерениями  $t_{j+1} - t_j$  были точно такими же, как и при измерениях параметров Стокса за время  $T$  – полного оборота анализатора.

Далее полученные последовательности значений  $I(t_j)$  рассматривались как различные реализации во времени случайного процесса. Статистическая погрешность определялась как среднее квадратичное нормированных на среднее значение интенсивности коэффициентов Фурье, соответствующих периоду  $T$ , вычисленных для зависимостей  $I(t)$ ; она составила 0.002. Таким образом, статистическая погрешность не превысила систематическую. Однако она может стать существенной, если систематическая погрешность будет уменьшена за счет использования более качественных оптических элементов.

На вопрос о возможности подавления статистической погрешности можно ответить, определив спектральную зависимость выше упомянутых флуктуаций непосредственно из тех же результатов измерений  $I(t_j)$ , что использовались для оценки статистической погрешности. На рис.6 приведены полученные таким образом значения спектральной плотности флуктуаций, которые свидетельствуют о том, что флуктуации интенсивности обусловлены

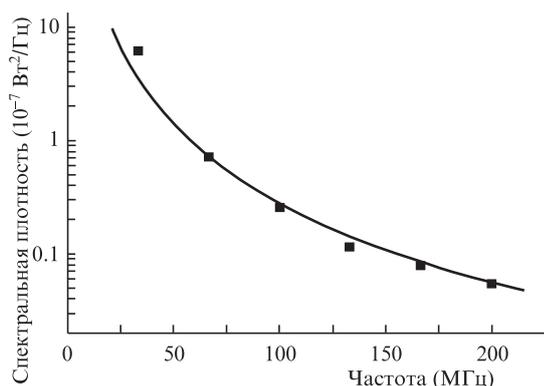


Рис.6. Спектральная плотность флуктуаций мощности излучения, измеряемой фотодетектором при неподвижном анализаторе, для частот, больших и равных частоте вращения анализатора в процессе основных измерений для лазера с  $\lambda = 665$  нм. Приведенная на графике аппроксимирующая кривая  $G(f) \propto 1/f^{2.3}$ .

так называемым фликкер-шумом с частотной зависимостью  $G(f) \propto 1/f^{2.3}$ . Наличие фликкер-шума, характеризующегося увеличением скорости роста спектральной плотности флуктуаций с уменьшением частоты, – хорошо известное и изученное явление, в том числе и для диодных лазеров. Влияние таких флуктуаций на точность измерений можно при необходимости понизить, например, увеличив скорость вращения анализатора.

В заключение заметим, что хотя полученные нами результаты свидетельствуют о достаточной точности описанной методики для работы с современными лазерами, появление более совершенных лазерных диодов может потребовать увеличения точности измерения параметров

Стокса. В этом случае погрешность измерений, выполненных по изложенной в работе методике, можно будет уменьшить за счет применения более совершенных оптических элементов. Так, вместо пленочных поляризаторов целесообразно использовать призмные, а вместо слюдяной пластинки – высококачественную тонкую кварцевую.

## 5. Выводы

Представленная в настоящей работе методика позволяет на одной установке выполнять измерения параметров Стокса излучения диодных лазеров, работающих в спектральном диапазоне 600–1000 нм. При этом даже использование ординарных оптических элементов обеспечивает приемлемую для полупроводниковых лазеров точность измерений – достаточную для диагностики качества их резонаторов. Показано, что систематическая погрешность измерений исследуемых величин определяется оптическим качеством анализатора и точностью установки начального положения оптических элементов системы. Статистическая погрешность измерений не превышает систематической ошибки и может быть эффективно подавлена с помощью известных методов борьбы с фликкер-шумом.

1. Дьячков Н.В., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **41** (1), 20 (2011).
2. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
3. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
4. Berry H.G., Gabrielse G., Livingston A.E. *Appl. Opt.*, **16** (12), 3200 (1977).
5. Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А., Кобякова М.Ш., Зубанов А.В., Мармалюк А.А., Падалица А.А. *Квантовая электроника*, **32** (9), 809 (2002).