

# Автокорреляционная функция и спектр излучения поперечно-одномодовых гетеролазеров в режиме самоподдерживающихся пульсаций интенсивности

Д.Р.Мифтахутдинов, Д.В.Батрак, А.П.Богатов, А.Е.Дракин, С.А.Плисюк

*Степень временной когерентности полупроводниковых лазеров, работающих в режиме автопульсаций интенсивности, исследована двумя методами. В первом из них измерения выполнены с использованием интерферометра Майкельсона и регистрации функции автокорреляции, во втором – спектральном – измерялась спектральная плотность излучения. Показано, что в эксперименте оба метода дают близкие результаты, однако спектральный метод из-за большего вклада спонтанного излучения в регистрируемый сигнал может снизить степень когерентности на величину до 30 %.*

**Ключевые слова:** автокорреляционная функция, самоподдерживающиеся пульсации, полупроводниковый лазер, торцевой светодиод.

## 1. Введение

Степень когерентности – одна из фундаментальных характеристик оптического пучка, в том числе и лазерного. Определить степень когерентности можно не только с использованием традиционных параметров, таких как ширина оптического спектра излучения, но и параметров функции автокорреляции для напряженности поля оптической волны. Эта функция находится, например, с помощью интерферометра Майкельсона. Измерениям автокорреляционной функции излучения полупроводниковых лазеров посвящено большое количество ранее выполненных работ (см., напр., [1, 2]). В настоящее время для полупроводниковых лазеров необходимость подобной характеристики временной когерентности связана с такими важными областями применения полупроводниковых лазеров, как оптическое считывание информации в CD-устройствах и в разнообразных оптических датчиках. Дело в том, что в этих применениях повышенная временная когерентность, характерная для лазерных пучков, является, как правило, не преимуществом, а недостатком, поскольку при высокой пространственной фокусировке пучка возникают значительные шумы из-за наличия спекл-картины.

Существуют различные способы подавления этих шумов. Одним из них является использование излучателей на основе полупроводниковых лазерных структур, работающих в режиме суперлюминесценции, т. е. ниже порога лазерной генерации (см., напр., [1] и ссылки там). В таких полупроводниковых излучателях (их еще называют торцевыми суперлюминесцентными светодиодами) оптический спектр может быть достаточно широким, что обеспечивает низкую временную когерентность и, соот-

ветственно, усреднение и сглаживание спекл-картины, за счет чего происходит подавление шумов.

Однако в данном случае приходится иметь дело с проблемой получения достаточно высокой мощности излучения. Как правило, мощность торцевого световода заметно уступает мощности аналогичного прибора, работающего в лазерном режиме. В этом свете понятен и другой подход к подавлению спекл-картины. Он состоит в том, что полупроводниковый излучатель (гетеролазер) работает в лазерном режиме, но при этом включена дополнительная модуляция его интенсивности высокочастотным сигналом, вводимым, например, в ток накачки. Такая модуляция интенсивности сопровождается и модуляцией оптической частоты (чирпингом) мод лазера, что тоже может привести к «усреднению» спекл-картины и, следовательно, к подавлению шумов. Наиболее удобной для практики реализацией этого метода, описанного, например, в работе [2], являются лазеры, которые способны самостоятельно (без внешней модуляции) работать в контролируемом режиме автопульсаций. В этом случае в цепи питания лазера не нужен дополнительный источник высокочастотного сигнала.

В любом случае, независимо от используемого метода, требуется контроль степени «остаточной» временной когерентности оптического пучка полупроводникового излучателя. Поскольку подавление когерентности необходимо для устранения спекл-картины, которая является результатом интерференции основного пучка с рассеянным излучением, то очевидно, что наиболее прямая характеристика степени когерентности в этом случае также реализуется в интерферометрических измерениях, выполненных, например, с помощью интерферометра Майкельсона. Однако техника соответствующих интерферометрических измерений менее распространена и, как правило, менее удобна, чем техника спектральных измерений с использованием дифракционных монохроматоров и спектрометров.

Хорошо известно, что автокорреляционная функция и спектральная плотность любой величины, представ-

Д.Р.Мифтахутдинов, Д.В.Батрак, А.П.Богатов, А.Е.Дракин, С.А.Плисюк. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 20 марта 2006 г., после доработки – 31 мая 2006 г.

ляющей собой случайный стационарный процесс, связаны фурье-соотношением по теореме Винера – Хинчина. Однако на практике адекватность использования спектральных измерений для характеристики степени остаточной временной когерентности и, следовательно, величины возможных шумов из-за спекл-картины, определяется точностью соответствующих измерений в сочетании с конкретной величиной когерентности оптического пучка. В этой связи представляется интересным на основе экспериментальных данных сравнить результаты контроля степени остаточной когерентности, полученные в виде функции автокорреляции с помощью интерферометра Майкельсона, с аналогичными результатами в виде спектральных измерений применительно к гетеролазерам, работающим в режиме автопульсаций интенсивности.

## 2. Эксперимент

В качестве основных образцов для исследований использованы типичные поперечно-одномодовые гетеролазеры с длинами волн 0.65 и 0.78 мкм, изготовленные на основе квантоворазмерных In(GaAl)P/AlGaAs/GaAs- и AlGaAs/GaAs-гетероструктур соответственно. Ширина активной области в горизонтальном (вдоль слоев структуры) направлении составляла 3–4 мкм. Волноводные свойства в этом направлении преднамеренно уменьшались за счет определенного травления эмиттерных р-слоев в соответствии с методикой, описанной в [3], так что волновод лазера был близок к типу волновода, создаваемого наличием усиления (gainguiding). В этом случае лазер способен работать в режиме самоподдерживающихся пульсаций интенсивности. Физический механизм возникновения таких пульсаций рассмотрен ранее в работах [5–10], его подробное изложение выходит за рамки настоящей статьи. Измерения выполнены в режиме постоянного тока накачки и без принудительного охлаждения образцов при комнатной температуре.

Измерения функции автокорреляции производились на автоматизированном интерферометре Майкельсона, упрощенная схема которого представлена на рис.1. Излучение лазера 1, пройдя через объектив 2, преобразуется в параллельный пучок света, падающий на делительный кубик 3 с образованием двух пучков света – А и В. Эти пучки отражаются от зеркал 4 и 5 и при помощи объектива 6 фокусируются на фотоприемнике 7, в качестве которого используется фотодиод ФД-26. Сигнал фотоприемника проходит через усилитель 8 и регистрируется компьютером 9, оснащенный платой аналого-цифрового преобразователя. Зеркало 4 интерферометра укреплено на подвижной платформе 10, перемещаемой при помощи червячной передачи. Червячный вал 11 вращается шаговым двигателем 12, управляемым компьютером с помощью блока управления 13. Шаговый двигатель имеет шаг в одну тысячную часть полного оборота, а шаг резьбы червячного вала составляет 1 мм, что позволяет позиционировать зеркало 4 в среднем с шагом 1 мкм. Зеркало 5 укреплено на пьезокерамическом цилиндре 14, на который подается напряжение с генератора синусоидального сигнала, регистрируемое компьютером. Амплитуда напряжения, подаваемого на пьезокерамический цилиндр, такова, что зеркало 5 совершает колебания с регулируемой амплитудой ~1–2 мкм. Пьезокерамический цилиндр с зеркалом укреплен на столике 15, который способен перемещаться с нерегулярным, но контролиру-

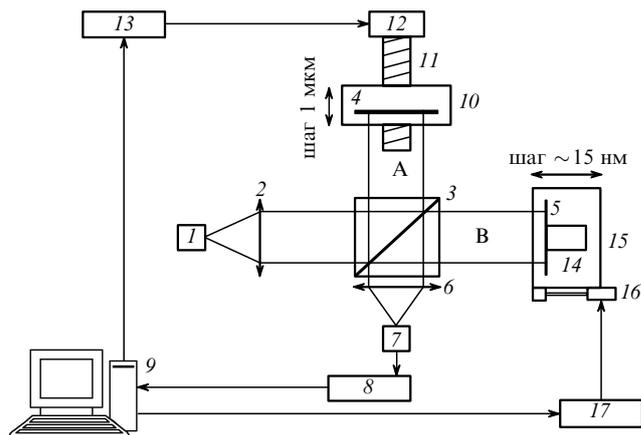


Рис.1. Схема интерферометра:

1 – источник излучения (лазер или светодиод); 2, 6 – объективы; 3 – делительный кубик; 4, 5 – зеркала; 7 – фотодиод; 8 – усилитель; 9 – компьютер; 10, 15 – подвижные платформы; 11 – червячный вал; 12 – шаговый двигатель; 13 – блок управления шаговым двигателем; 14 – пьезокерамический цилиндр; 16 – пьезокерамический транслятор; 17 – блок управления пьезокерамическим транслятором.

емым шагом при помощи пьезокерамического шагового транслятора 16, управляемого компьютером посредством блока 17. Использование периодического синусоидального колебания зеркала в комбинации с малым (по сравнению с амплитудой колебания) шаговым перемещением позволяет калибровать это шаговое перемещение и таким образом изменять разность хода в интерферометре за счет перемещения зеркала 5 с шагом около 30 нм при полном изменении разности хода до 50 мм (при перемещении зеркала 4 разность хода может меняться от –5 см до 70 см).

Методику обработки результатов измерений можно кратко описать следующим образом. Представим напряженности квазимонохроматических полей от пучков А и В на светочувствительной площадке фотодетектора в следующем виде:

$$\mathcal{E}_A(t) = \mathcal{E}(t) = E(t) \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.},$$

$$\mathcal{E}_B(t) = \alpha \mathcal{E}(t + \tau)$$

$$= \alpha E(t + \tau) \exp[-i\omega(t + \tau)] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где  $E(t)$  – медленно меняющаяся комплексная амплитуда;  $\omega$  – центральная частота;  $\tau$  – разность хода пучков А и В;  $\alpha$  – положительный коэффициент, близкий к единице, характеризующий разбаланс интенсивности пучков А и В, который реально всегда присутствует из-за неидеальности оптической системы (в настоящей работе он составлял 0.8–0.9). Для упрощения будем считать, что амплитуда поля измеряется в единицах, в которых интенсивность совпадает со средним (по времени) квадратом амплитуды поля. В этом случае интенсивность  $I$  на фотодетекторе запишется как

$$I = I_0 [1 + \eta \psi(\tau)],$$

$$I_0 = (1 + \alpha^2) \overline{\mathcal{E}^2(t)}, \quad \eta = \frac{2\alpha}{1 + \alpha^2}, \quad (2)$$

$$\psi(\tau) = \overline{\mathcal{E}(t)\mathcal{E}(t + \tau)} / \overline{\mathcal{E}^2(t)},$$

где  $I_0$  – суммарная интенсивность пучков А и В;  $\psi(\tau)$  – нормированная автокорреляционная функция для поля  $\mathcal{E}(t)$ ;  $\eta$  – положительный коэффициент, близкий к единице ( $\eta \leq 1$ ).

В соответствии с соотношениями (1) автокорреляционную функцию можно также представить в виде

$$\psi(\tau) = v(\tau) \cos[\omega\tau + \varphi(\tau)],$$

$$v(\tau) = \frac{|E(t)E^*(t + \tau)|}{|E^2(t)|},$$

$$\exp[i\varphi(\tau)] = \frac{E(t)E^*(t + \tau)}{|E(t)E^*(t + \tau)|}.$$

Наличие косинуса в выражении (3) для автокорреляционной функции соответствует хорошо известной картине интерференции, при которой имеют место осцилляции интенсивности  $I$  от максимального ( $I_{\max}$ ) до минимального ( $I_{\min}$ ) значений при изменении аргумента косинуса

$$\Phi(\tau) = \omega\tau + \varphi(\tau)$$

за счет изменения разности хода  $\tau$ . Огибающая этих осцилляций в виде функции  $v(\tau)$  с точностью до множителя  $\eta$  совпадает с  $u(\tau)$  – видностью интерференционной картины:

$$u(\tau) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I} = \eta v(\tau).$$

Результатом обработки экспериментальных данных, полученных с помощью интерферометра Майкельсона, были зависимости видности интерференционной картины  $u(\tau)$ , а также аргумента косинуса в виде зависимости  $\Phi(\tau)$  от разности хода  $\tau$ . Используя далее соотношения (3)–(5), в соответствии с теоремой Винера – Хинчина находили значение спектральной плотности для амплитуды поля  $\mathcal{E}(t)$ . При обработке данных предполагалось, что  $\eta$  не зависит от  $\tau$ .

Прямые измерения спектральной плотности, пространственного распределения интенсивности излучения, а также частоты пульсаций выходной мощности лазера проводились по стандартным методикам, описанным ранее в работах [11, 12]. При этом применялся спектрометр ДФС-24 со спектральным разрешением по критерию Рэлея 0.03 нм. Используя преобразование Фурье спектральной плотности, можно было рассчитать огибающую функции автокорреляции.

На рис.2 представлен набор типичных излучательных характеристик исследованных лазеров, работающих на длине волны 0.65 мкм. Из ватт-амперной характеристики (рис.2,а) следует, что порог лазерной генерации составляет  $\sim 53$  мА. Это ожидаемое значение для лазеров, у которых волноводные свойства активной области в горизонтальном направлении формируются, в основном, за счет усиления. То же самое можно сказать и о дифференциальной эффективности. В этом отношении лазеры такого типа заведомо уступают лазерам с волноводом, сформированным только профилем показателя преломления. Однако основное их достоинство заключается в том, что уже при небольшом превышении накачки над порогом в этих лазерах наблюдаются хорошо выраженные самоподдерживающиеся пульсации интенсивности. Следствием пульсаций, как уже было отмечено выше, является чирпинг мод, а значит, уширение спектральных линий, соответствующих каждой продольной моде. Это можно видеть, сравнив спектр на пороге (рис.2,б), когда чирпинг пренебрежимо мал, со спектрами рис.2,в и г, для которых чирпинг мод присутствует в полной мере.

Свойством такого рода пульсаций является линейная зависимость их частоты повторения от средней лазерной мощности или от тока накачки. На это обстоятельство было обращено внимание еще в работе [11], а для исследованных образцов пример такой зависимости представлен на рис.3. Результаты получены путем регистрации сигнала со скоростного фотодетектора селективным вольт-

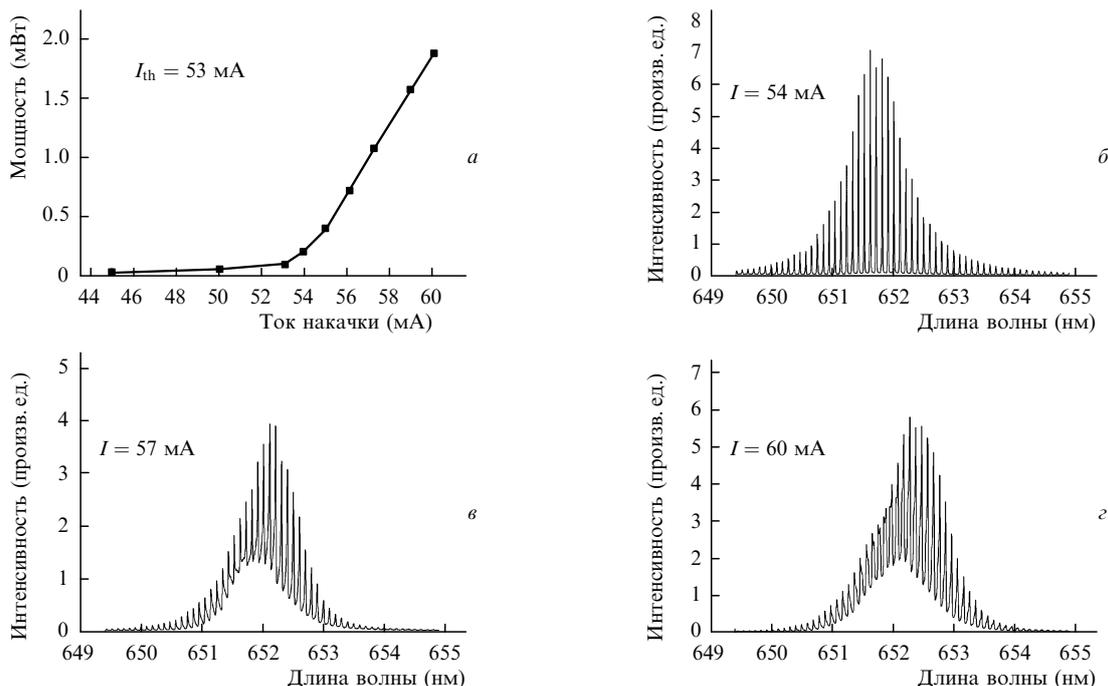


Рис.2. Излучательные характеристики лазера с  $\lambda = 0.65$  мкм – ватт-амперная характеристика (а) и спектры излучения при указанных токах накачки (б–г).

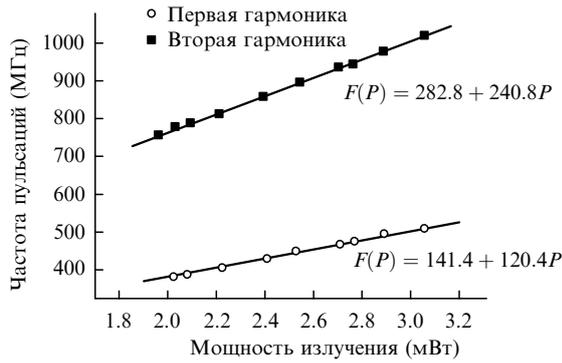


Рис.3. Зависимости частоты пульсаций  $F$  для первой и второй гармоник от мощности излучения  $P$  для лазера с  $\lambda = 0.65$  мкм.

метром DNIS-4. При этом амплитуды первой и второй гармоник были близки, что свидетельствует о значительном отличии закона изменения интенсивности от гармонического и о большой глубине пульсаций.

Принципиальным свойством лазеров, работающих в режиме самоподдерживающихся пульсаций, является динамическая зависимость ширины оптического пучка от мощности лазера. Это касается и мгновенных по времени значений (что подробно описано в [9]), и средних величин. Так, на рис.4 представлены распределения излучения в дальнем поле и ширина диаграммы направленности, свидетельствующие об уменьшении расходимости (увеличении эффективной ширины пучка в активной области) с ростом тока накачки.

На рис.5 показаны результаты измерения видности интерференции (функция  $u(\tau)$ , соотношение (5)) для двух значений тока накачки. В качестве аргумента помимо шкалы времени (нижние шкалы) использована также шкала разности хода  $\Delta l = c\tau$ , где  $c$  – скорость света в вакууме.

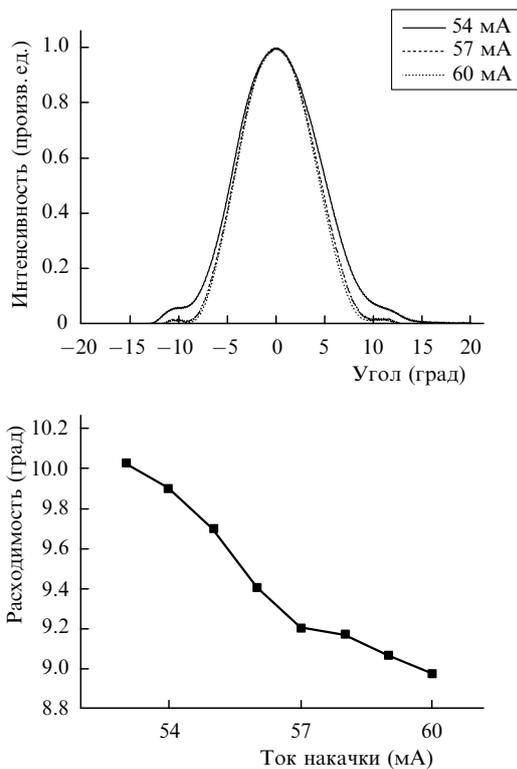


Рис.4. Зависимости расходимости в плоскости р-п-перехода от тока накачки для лазера с  $\lambda = 0.65$  мкм (вверху – диаграмма направленности, внизу – ширина диаграммы направленности по полувысоте).

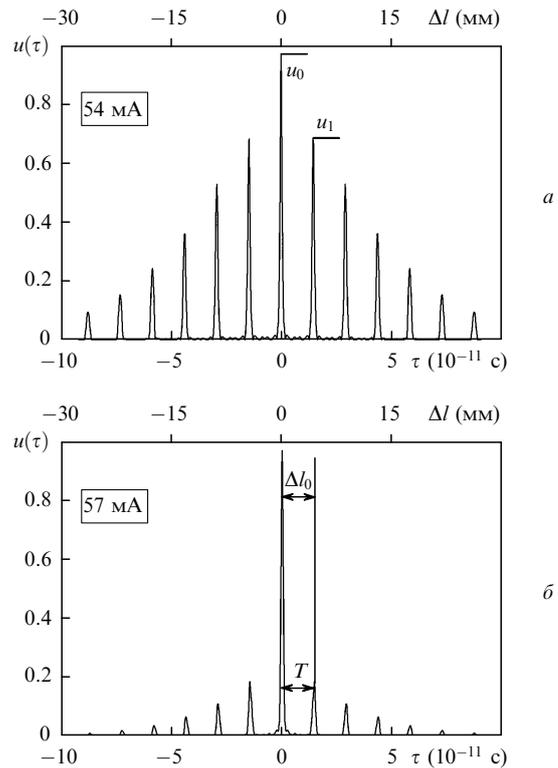


Рис.5. Видность интерференционной картины для токов накачки 54 (а) и 57 мА (б).

Период  $T$  для характерных пиков определяется пролетным временем для волнового пакета, образованного несколькими продольными модами, при полном его обходе зеркал резонатора:

$$T = \frac{2Ln^*}{c} = \frac{\Delta l_0}{c}, \tag{6}$$

где  $\Delta l_0$  – расстояние между пиками;  $n^*$  – эффективный групповой показатель преломления;  $L$  – длина лазерного диода. Этот период связан очевидным образом со спектральным расстоянием между продольными модами по частоте  $\Delta\omega$  или по длине волны  $\delta\lambda$ :

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{\pi c}{Ln^*}, \quad \delta\lambda = \frac{\Delta\omega}{\omega} \lambda = \frac{\lambda^2}{2Ln^*}. \tag{7}$$

Ожидаемым поведением зависимости  $u(\tau)$  является уменьшение амплитуды пиков при увеличении  $\tau$ , определяемое шириной отдельной продольной моды, а в настоящем случае – ее уширением из-за чирпинга. Таким образом, уменьшение амплитуды пиков с ростом  $\tau$  характеризует степень временной когерентности. В ряде практических случаев для описания такого поведения используют количественный критерий

$$\gamma = \frac{u_1}{u_0}, \tag{8}$$

где  $u_1$  – амплитуда первого пика;  $u_0$  – амплитуда нулевого пика (рис.5,а). Значение  $\gamma$  наилучшим образом количественно характеризует интенсивность спекл-картины, а значит, и связанный с нею уровень шумов. Допустимое значение  $\gamma$  зависит от конкретного применения. Например, для CD-систем часто требуется, чтобы  $\gamma$  не превышало 0.7, а для когерентной оптической томографии тре-

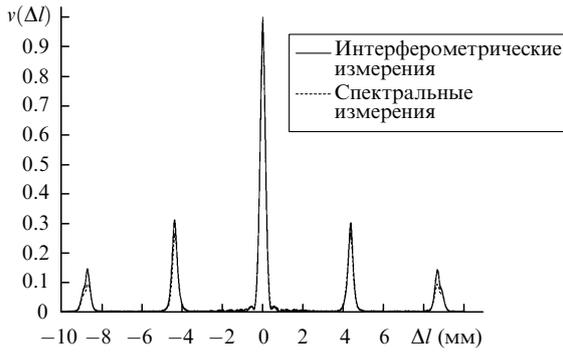


Рис.6. Огибающие автокорреляционной функции, полученные с помощью интерферометрических и спектральных измерений.

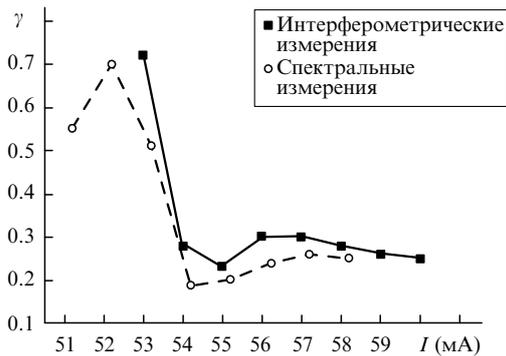


Рис.7. Значения  $\gamma$ -факторов для лазера с  $\lambda = 0.65$  мкм, полученные из интерферометрических и спектральных измерений.

бования значительно выше, и приемлемыми считаются значения  $\gamma \lesssim 10^{-2}$ . Сравнение рис.5,а и б свидетельствует о том, что с ростом тока  $\gamma$  уменьшается. Это можно также косвенно наблюдать из спектров рис.2, где эффект чирпинга увеличивается с ростом тока накачки.

В соответствии со сказанным выше видность  $u(\tau)$  можно также рассчитать из спектров, аналогичных показанным на рис.2, используя соотношение Винера – Хинчина. На рис.6 результат такого расчета сравнивается с результатами непосредственных измерений с помощью интерферометра Майкельсона.

Качественно результаты спектральных и интерферометрических измерений полностью совпадают. Что касается количественной характеристики, то между ними существует некоторое расхождение. Оно сводится к занижению значения  $\gamma$ , полученного из спектральных измерений, по отношению к этой же величине, полученной непосредственно из интерферометрических измерений. Более детально это можно видеть из рис.7, на котором представлена зависимость параметра  $\gamma$  от тока накачки для лазера, спектры которого показаны на рис.2. Тем не менее общее поведение зависимостей  $\gamma$  от тока накачки, полученных обоими методами, достаточно хорошо совпадает. Максимальное значение  $\gamma \simeq 0.8$  наблюдается вблизи порога лазерной генерации. Порог для режима автопульсации в этих образцах практически совпадает с лазерным порогом. Это приводит к тому, что  $\gamma$  начинает падать сразу же с появлением лазерной генерации и далее стабилизируется на уровне  $\sim 0.3$ . При этом расхождение в значениях  $\gamma$ , найденных разными методами, составляет менее 0.1, что дает относительную ошибку, не превышающую  $\sim 30\%$ .

Аналогичные измерения выполнены и для образцов лазеров, работающих в области 0.78 мкм. На рис.8 представлены типичные излучательные характеристики этих лазеров. В целом их поведение схоже с поведением характеристик лазеров, работающих на длине волны 0.65 мкм. Количественное различие наблюдается в значениях пороговых токов, что, скорее всего, связано с большим дифференциальным усилением для AlGaAs/GaAs-лазеров по сравнению с его значением для  $\text{In}_{0.49}(\text{GaAl})_{0.51}\text{P}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ -лазеров. Кроме того, есть качественное отличие, заключающееся в присутствии вблизи порога лазерной генерации значительной интенсивности усиленного спонтанного излучения с ТМ-поляризацией. Наиболее отчетливо это видно из рис.8,б, где наряду с острыми пиками, соответствующими ТЕ-модам, присутствуют более широкие пики, относящиеся к излучению ТМ-поляризации. Огибающая этих широких пиков сдвинута в коротковолновую область по отношению к ТЕ-модам, на которых происходит лазерная генерация. Характерное изменение диаграммы направленности (усредненной

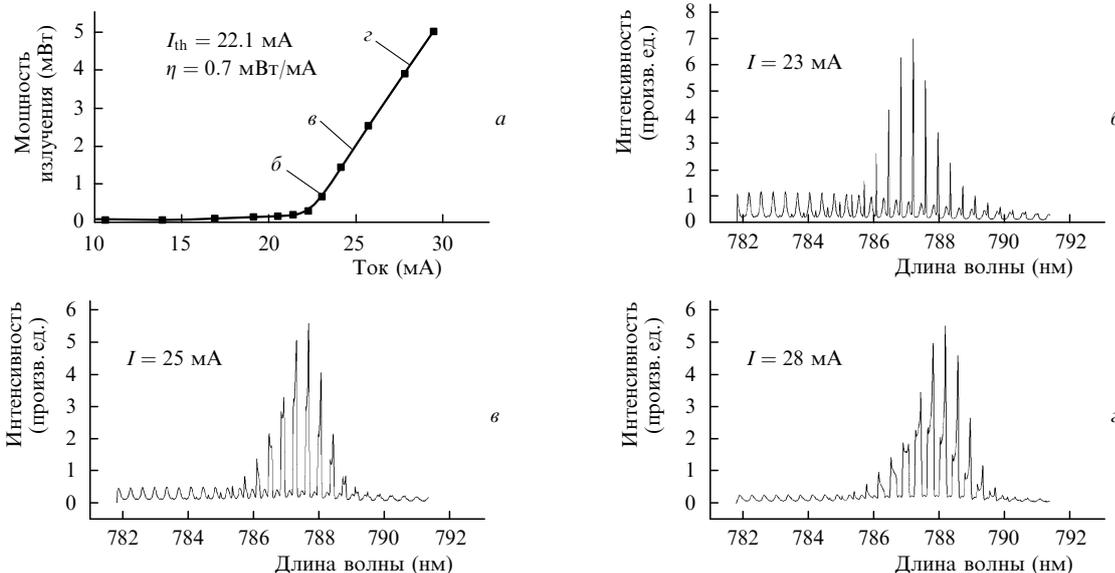


Рис.8. Излучательные характеристики лазера с  $\lambda = 0.78$  мкм – ватт-амперная характеристика (а) и спектры излучения при указанных токах накачки (б–д).

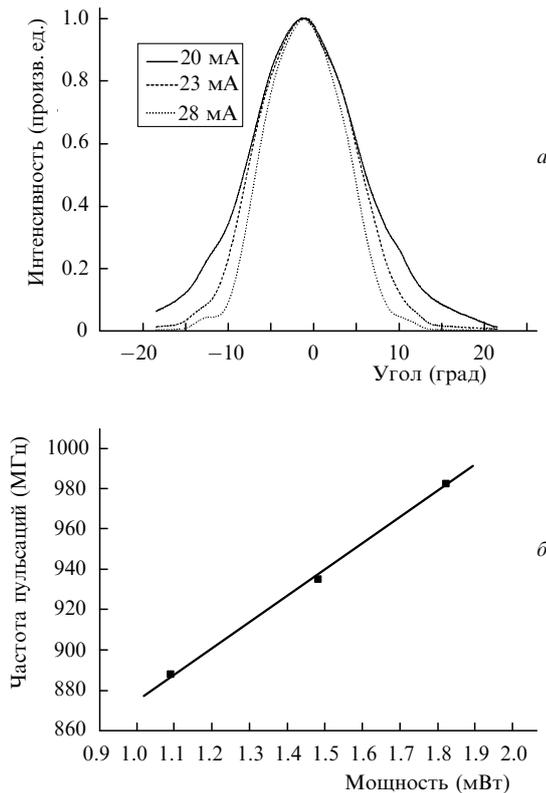


Рис.9. Зависимости диаграммы направленности в плоскости р–п-перехода от тока накачки (а) и частоты пульсаций от мощности излучения (б) для лазера с  $\lambda = 0.78$  мкм.

по времени), связанное с наличием автопульсаций в этих лазерах, показано на рис.9. Там же представлена зависимость частоты повторения пульсаций от излучаемой мощности. Заметим, что по сравнению с лазерами, работающими на длине волны 0.65 мкм, диапазон изменения частоты сдвинут в более высокочастотную область. Это также качественно согласуется с увеличенным значением дифференциального усиления для AlGaAs/GaAs-лазеров.

Пример зависимости параметра когерентности  $\gamma$  от тока накачки для лазеров этого типа показан на рис.10. Сплошная кривая представляет результаты, полученные при интерференционных измерениях, а нижняя, пунктирная, – результаты пересчета спектральных измерений.

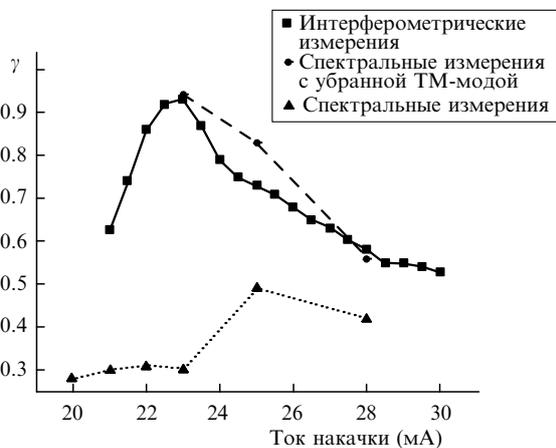


Рис.10. Значения  $\gamma$ -факторов для лазера с  $\lambda = 0.78$  мкм, полученные из интерферометрических и спектральных измерений при фильтрации ТМ-моды в спектре излучения и без фильтрации.

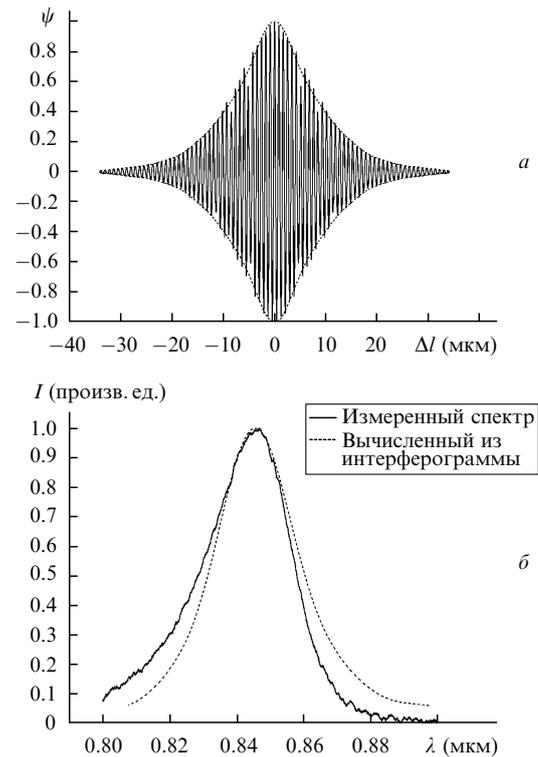


Рис.11. Автокорреляционная функция (а) и спектр излучения (б), рассчитанный из автокорреляционной функции (штриховая) и измеренный с помощью спектрометра (сплошная линия) (б), для торцевого светодиода.

Следует отметить, что для этого типа лазеров расхождение результатов, полученных разными методами, более велико, чем для In(GaAl)P/GaAs-лазеров. Самой вероятной причиной такого расхождения является наличие значительно усиленного спонтанного излучения в спектрах AlGaAs/GaAs-лазеров. Действительно, фильтрация ТМ-компоненты поляризации в спектре излучения (штриховая кривая на рис.10) приводит к гораздо лучшему совпадению значений  $\gamma$ , полученных разными методами. Фильтрация ТМ-компоненты проводилась с помощью ручной обработки уже снятого спектра, т. к. фильтрация с помощью поляризатора вызывала существенные изменения в динамике лазера.

Представляла интерес проверка рассмотренных выше методик в обратной задаче, а именно, восстановление спектральной плотности излучения из интерферометрических измерений. Для этой цели был использован торцевой суперлюминесцентный светодиод на основе квантоворазмерной AlGaAs/GaAs-структуры с мезаполоской, наклоненной к торцевым граням. Соответствующая функция автокорреляции представлена на рис.11,а, а на рис.11,б показаны два спектра – пересчитанный из соотношений Винера – Хинчина и измеренный прямым образом. Для прямого измерения спектра суперлюминесцентного диода применялись монохроматор МДР-4 и фотодиод ФД-24. Хотя полуширины кривых на рис.11,б близки, тем не менее в длинноволновых крыльях спектров есть небольшое различие. Длинноволновое крыло, полученное в прямых измерениях, менее интенсивно, чем найденное из автокорреляционной функции. Возможная причина этого – различия в спектральных зависимостях чувствительностей использованных фотоприемников, а также в уменьшении эффективности использованной дифракционной

решетки монохроматора в длинноволновом крыле спектра.

### 3. Обсуждение результатов и выводы

Анализ данных, которые характеризуют степень временной когерентности полупроводниковых лазеров, работающих в режиме автопульсаций, показывает, что спектральные измерения дают результат, достаточно адекватный интерферометрическим измерениям. Занижение параметра  $\gamma$  в спектральных измерениях не превышает 30 % и может происходить по двум причинам. Первая – это недостаточная точность измерений. В спектральных измерениях мы получаем данные о спектральной плотности излучения в виде свертки спектральной плотности с аппаратной функцией спектрометра. Следовательно, важное значение имеет соотношение между спектральной шириной аппаратной функции и «истинным» уширением моды из-за пульсаций. В любом случае аппаратная функция вносит искажения, которые сводятся к завышению спектральной ширины моды, а значит, к занижению значения  $\gamma$ . Это и наблюдается в большей или меньшей степени в эксперименте. Очевидным источником существенной ошибки в определении  $\gamma$  являются соотношения между реальной спектральной шириной моды, шириной аппаратной функции спектрального прибора и межмодовым расстоянием. Действительно, по определению  $\gamma$  характеризует соотношение между шириной моды  $\delta\omega$  и межмодовым расстоянием  $\Delta\omega$ . Если отношение  $\delta\omega/\Delta\omega \rightarrow 0$ , то  $\gamma \rightarrow 1$ , и напротив, при  $\delta\omega/\Delta\omega \rightarrow 1$  значение  $\gamma \rightarrow 0$ . Поэтому для адекватного нахождения  $\gamma$  с целью характеристики лазеров по параметру остаточной когерентности необходимо, чтобы ширина аппаратной функции спектрального прибора  $\delta\omega_{\text{ар}}$  была заведомо меньше межмодового расстояния  $\Delta\omega$ .

Другая возможная причина занижения  $\gamma$  в спектральных измерениях – это влияние усиленного спонтанного излучения. Из-за большей светосилы спектрального прибора по сравнению с интерферометром Майкельсона измеряемая спектральная плотность содержит значительную долю спонтанного излучения, что создает кажущееся дополнительное уширение моды. В интерферометре Майкельсона спонтанное излучение из-за своей пространственной некогерентности не влияет на формирование интерференционной картины. Очевидно также, что требования к спектральным измерениям при характеристике степени когерентности торцевых суперлюминесцентных световодов значительно выше, чем при характе-

ризации лазеров. В этом случае, помимо высокого спектрального разрешения прибора, необходимо обеспечить также высокую степень пространственной фильтрации используемого оптического пучка.

В ходе исследований, выполненных в настоящей работе, получила дополнительное подтверждение взаимосвязь между формированием оптического спектра излучения в полупроводниковых лазерах и динамикой его интенсивности. Режим автопульсаций в исследованных лазерах появлялся практически на пороге лазерной генерации. Эта нестационарность одновременно приводила как к генерации значительного числа продольных мод, так и к спектральному уширению отдельной моды. Механизм автопульсаций, связанный с деформацией (изменением ширины) поперечного распределения интенсивности в «слабом» волноводе, обеспечивает достаточно глубокую модуляцию интенсивности, о чем свидетельствует значительный чирпинг. Характерным для этого механизма является также близкая к линейной зависимость частоты пульсаций от средней мощности или (что почти одно и то же) от тока накачки.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке программ Президиума РАН «Низко-размерные квантовые структуры» и ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур».

1. Введенский Б.С., Логинов А.С., Сенаторов К.Я. *Квантовая электроника*, **1** (5), 1232 (1974).
2. Bacher H., Eliseev P.G., Manko M.A., Strahov V.P., Raab S., Thay C.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11** (7), 507 (1975).
3. Мамедов Д.С., Прохоров В.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **33** (6), 471 (2003).
4. Nemoto K., Kamei T., Abe H., Imanishi D., Narui H., Hirata S. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (16), 2270 (2001).
5. Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **5** (3), 603 (1978).
6. Bogatov A.P., Gurov Yu.V., Eliseev P.G., Okhotnikov O.G., Pak G.T., Khairetdinov K.A. *Sol.-State Electron Devices*, **3** (3), 72 (1979).
7. Roy Lang. *Jap. J. Appl. Phys.*, **19** (2), L93 (1980).
8. Van der Ziel J.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17** (1), 60 (1981).
9. Chang-Zhi Guo, Kai-Ge Wang. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, **MTT-30** (10), 1716 (1982).
10. Богатов А.П., Дураев В.П., Елисеев П.Г., Лукьянов С.А. *Квантовая электроника*, **15** (8), 1552 (1988).
11. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30** (4), 315 (2000).
12. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30** (5), 401 (2000).
13. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Кобилджанов О.А., Мадгазин В.Р., Хайдаров А.В. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 1, 16 (1987).