

А. В. Иванов, В. К. Кононенко, И. С. Манак, В. В. Паращук

СПЕКТРЫ УСИЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ  
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ  
КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ  
В СИСТЕМЕ GaInAs–GaAs–AlGaAs

### 1. Введение

Частотой генерации квантоворазмерных лазеров можно управлять, варьируя толщину активного слоя, высоту и ширину потенциальных барьеров, состав эмиттеров, изменяя ориентацию квантоворазмерных слоев [1]. Это создает принципиально новые возможности создания различных устройств полупроводниковой квантовой электроники. В то же время, несмотря на большое количество работ по исследованию излучения квантоворазмерных лазеров на основе различных гетероструктур, свойства некоторых лазерных гетероструктур, излучающих в ближнем ИК-диапазоне, недостаточно подробно изучены.

Лазерные диоды спектрального диапазона 1,0–1,1 мкм широко используются в качестве источников накачки твердотельных лазеров, а также в открытых атмосферных линиях связи и волоконно-оптических системах. Для этих целей необходимо дальнейшее улучшение параметров и характеристик как инжекционных лазеров, так и суперлюминесцентных диодов, излучающих в данной области спектра [2, 3].

Как следует из работы [2], для гетероструктур GaInAs–GaAs–AlGaAs, излучающих в указанном спектральном диапазоне, существует проблема образования дефектов, в частности дислокаций несоответствия, что вызвано отличием периодов кристаллических решеток вещества активной области GaInAs и подложки GaAs. Это приводит к снижению квантового выхода люминесценции, возрастанию оптических потерь. Было установлено, что замена барьерного слоя GaAs на GaAsP улучшает люминесцентные характеристики гетероструктур с заданным активным слоем GaInAs. В результате такой замены, как выяснилось, длина волны излучения увеличивается, уменьшается пороговый ток, возрастает квантовый выход генерации (до 70 %), а также повышается надежность лазеров.

Для квантоворазмерных лазеров с гетероструктурой на основе GaInAs–GaAsP, работающих на длине волны 1,06 мкм, проведен расчет коэффициента усиления [4]. Вычисления проводились в приближении трехзонной модели (рассматривались основные подзоны электронов и тяжелых и легких дырок). Расчетные и экспери-

ментальные спектры люминесценции хорошо совпали по форме, расхождение результатов теории и данных эксперимента не превысило 30 %. С увеличением тока накачки наблюдалось смещение максимума спектров в сторону коротких длин волн.

До сих пор не достаточно подробно исследованы поляризационные характеристики излучения лазеров в этом спектральном диапазоне 1,0–1,1 мкм, требуется также детальное изучение внутренних лазерных параметров. В данной работе измерены спектры люминесценции квантово-размерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaAs–AlGaAs с одной квантовой ямой и исследованы поляризационные характеристики излучения до порога генерации при токах накачки 20–120 мА.

## 2. Структура лазеров и методика эксперимента

Гетероструктуры GaInAs–GaAs–AlGaAs выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе “СИГМОС-130” с вращающимся графитовым подложко-держателем при температуре роста 720 °С и давлении 60 тор. В качестве источников элементов III и V групп использовались  $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$ ,  $\text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$ ,  $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ ,  $\text{AsH}_3$  и  $\text{PH}_3$ , а газом-носителем служил водород. Эпитаксиальный рост проводился на подложках *n*-GaAs с ориентацией (100). Ширина квантовой ямы GaInAs составляла 6 нм [2]. Схематически гетероструктура изображена на рис. 1.

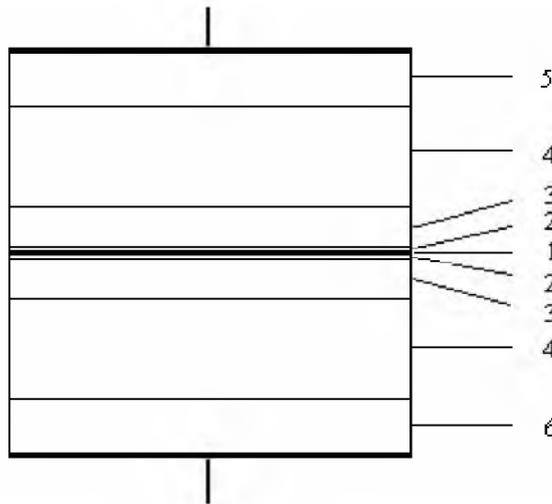


Рис. 1. Схематический состав гетероструктуры квантово-размерного гетеролазера

(1) активный слой GaInAs толщиной 6 нм, (2) барьерные слои GaAs толщиной 7 нм, (3) волноводные слои  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  толщиной 0,15 мкм, (4) эмиттерные слои  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  толщиной 1,5 мкм, (5) контактный слой *n*-типа, (6) контактный слой *p*-GaAs толщиной 0,5 мкм

Измерения спектров излучения гетеролазеров проводились в лаборатории высокоэнергетичной ионной имплантации и функциональной диагностики кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета БГУ. Блок-схема установки для исследования спектров люминесценции представлена на рис. 2.

Получение спектра излучения осуществлялось последовательной перестройкой монохроматора по длине волны (путем разворота дифракционной решетки относительно оси вращения) с заданным шагом (0,2 нм) и одновременной регистрацией электрического сигнала приемника излучения в каждой точке спектра.

Фотоэлектрический приемник регистрировал энергию излучения выбранной спектральной полосы. Исследование спектров лазерного диода проводилось при комнатной температуре. При этом температура не фиксировалась термостатом, что можно отнести к недостаткам эксперимента.



Рис. 2. Функциональная схема установки для исследования спектров люминесценции (1) лазерный диод, подключенный к источнику постоянного тока через ограничивающий резистор, (2) пленочный поляризатор ИК-диапазона, (3) монохроматор МДР-23, (4) фотоэлектрический германиевый приемник, охлаждаемый жидким азотом, (5) устройство обработки и вывода информации, включающее широкополосный усилитель, осциллограф и компьютер с программой для отображения спектра на экране

### 3. Спектры люминесценции и поляризация

Спектры излучения квантоворазмерного гетеролазера в системе GaInAs–GaAs–AlGaAs в допороговом режиме при токах накачки 20–140 мА представлены на рис. 3. Максимум в спектре люминесценции гетеролазеров при комнатной температуре достигается на длине волны  $\lambda = 1,03$  мкм.

Из сравнения спектров люминесценции  $S(\lambda)$  при различных токах накачки выявлено смещение максимума спектра излучения в сторону длинных волн, при изменении тока  $I$  от 20 до 140 мА максимум смещается на 7,5 нм. С увеличением тока накачки спектр становится заметно шире и полуширина полосы испускания достигает величины  $\Delta\lambda = 23$  нм при токе 140 мА (при малом токе накачки  $I = 20$  мА полуширина спектра составляет  $\Delta\lambda = 15$  нм).

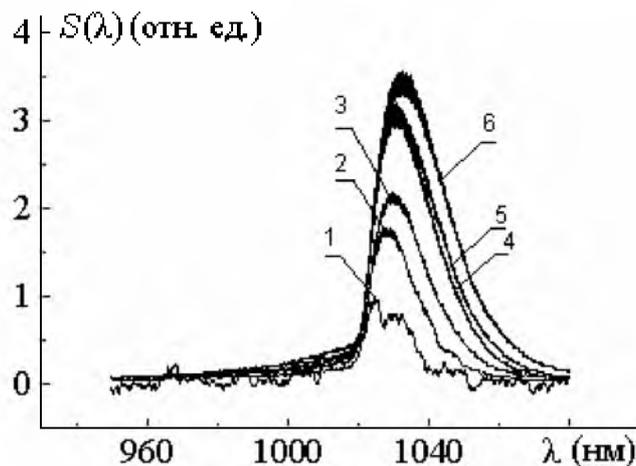


Рис. 3. Спектр люминесценции  $S(\lambda)$  при различных токах накачки  $I = 20$  (1), 60 (2), 80 (3), 100 (4), 120 (5) и 140 мА (6)

Три эффекта в основном приводят к смещению спектрального максимума. Смещение максимума в коротковолновую область связано с последовательным заполнением носителями тока нижних энергетических уровней при увеличении тока накачки. Противоположный по знаку эффект связан с нагревом лазерного диода при увеличении тока накачки. Третий эффект – это сужение ширины запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия носителей тока, он приводит, как и второй эффект, к смещению максимума в сторону длинных волн. Как следует из эксперимента влияние второго и третьего эффектов сказывается существенно сильнее первого.

При токе накачки 60 мА и выше в спектре люминесценции присутствуют резонансные пики, соответствующие различным модам резонатора Фабри–Перо. Таким образом, при этих токах необходимо учитывать эффекты усиленной люминесценции.

Спектры испускания были исследованы при различном положении лимба поляризатора. Зависимость спектральной интенсивности от угла поворота лимба поляризатора для трех длин волн, одна из которых соответствует максимуму интенсивности в спектре, при токе накачки 20 мА представлена на рис. 4. Графики сравнения спектров усиленной люминесценции для ТЕ- и ТМ-поляризаций при различных токах накачки приведены на рис. 5.

В диапазоне токов 20–120 мА наблюдаются близкие к единице значения степени поляризации излучения  $P$ . При этом интенсивность ТМ-мод не превысила уровня шумов. Из работ по исследованию поляризации излучения квантоворазмерных лазеров, в частности [5], можно было ожидать малое значение  $P$  при малых  $I$  и увеличение величины  $P$  до единицы при достаточно больших накачках вблизи порога генерации. Практи-

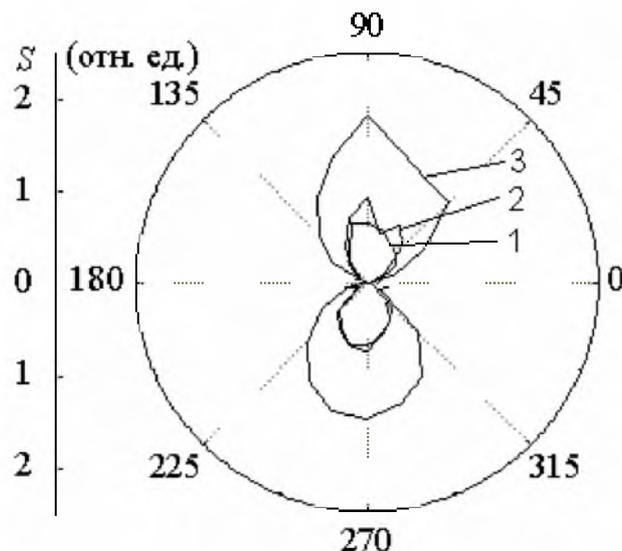


Рис. 4. Зависимость интенсивности излучения от угла поляризации при токе  $I = 20$  мА  
 $\lambda = 1018$  (1),  $1035$  (2) и  $1026$  нм (3)

чески полная поляризация излучения исследованных гетеролазеров наблюдается уже при малых токах накачки и объясняется, по-видимому, характеристиками пропускания торцов лазерных диодов, подавлением резонатором излучения ТМ-поляризации, а также параметрами волноводных слоев и наличием механических напряжений в активной области.

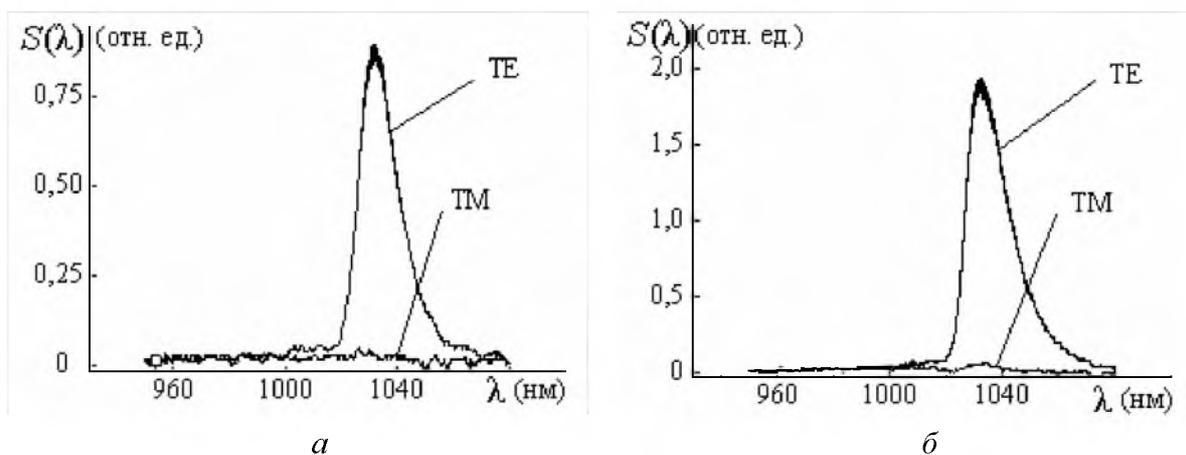


Рис. 5. Сравнение спектров излучения ТЕ- и ТМ-мод: ток накачки  $I = 60$  мА (а) и  $120$  мА (б)

#### 4. Анализ и обсуждение результатов

Энергия испускаемых фотонов определяется уровнями подзон электронов и дырок в квантовых ямах и зависит от состава материала и ширины квантовых ям, а также параметров барьерных слоев. В частности, при изменении мольной доли InAs в активном слое GaInAs в пределах

0,04–0,4 длина волны соответствующего оптического перехода изменяется в пределах 860–1100 нм [2].

Ниже расчет проводился для активного слоя  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ . Выполненные оценки энергии уровней размерного квантования показывают, что в квантовой яме шириной  $d = 6$  нм реализуется следующий набор уровней: две подзоны электронов, две подзоны тяжелых дырок и одна подзона легких дырок (табл. 1). При этом высоты потенциальных барьеров в системе  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ – $\text{GaAs}$  полагались  $\Delta E_c = 370$  мэВ в зоне проводимости и  $\Delta E_v = 51$  мэВ валентной зоне.

Таблица 1

Уровни энергий размерного квантования  $E$  в квантовой яме гетеролазера

$E$ , мэВ	Номер подзоны	
	$n = 1$	$n = 2$
Электроны	83,8	305,9
Тяжелые дырки	13,1	45,1
Легкие дырки	23,1	–

Энергетическая диаграмма квантоворазмерной гетероструктуры с обозначением возможных оптических переходов показана на рис. 6. Согласно расчетам, энергии начальных оптических переходов между подзонами электронов и тяжелых и легких дырок равны, соответственно,  $h\nu_{1h} = 1,099$  эВ,  $h\nu_{1l} = 1,1089$  эВ и  $h\nu_{2h} = 1,353$  эВ. Как видно, основной вклад в испускание вносят переходы с участием основных подзон электронов и дырок ( $n = 1$ ).

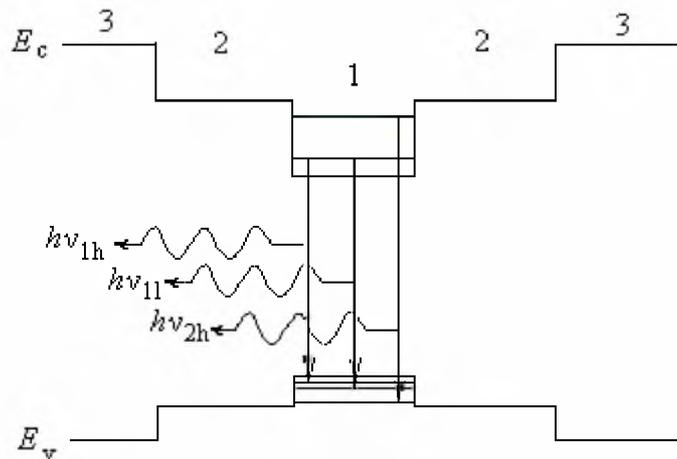


Рис. 6. Энергетическая диаграмма гетероструктуры и оптические переходы

(1)  $\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,3}\text{As}$ , (2)  $\text{GaAs}$ , (3)  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$

Спектр испускания определяется скоростью спонтанной рекомбинации  $r_{sp}(h\nu)$ , которая зависит от механизма излучательной рекомбинации, вероятности оптических переходов, уровня возбуждения активной области и характера спектрального уширения. В общем виде это можно учесть через плотность состояний в подзонах и функцию спектрального уширения [6]:

$$r_{sp}(h\nu) = r_0 \sum_{n,i} \frac{m_{rit}}{m_e} \int f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) L(h\nu - E_{cv}) \alpha_{ni}(\alpha, \theta_{ni}) H_{ni}(E_{cv} - h\nu_{ni}) dE_{cv}, \quad (1)$$

где  $r_0$  – нормировочный коэффициент,  $n$  – номер подзоны в квантовой яме,  $i = h, l$  – индекс, соответствующий тяжелым и легким дыркам,  $m_{rit}$  – приведенная масса,  $E_{cv} = E_{cni} - E_{vni}$  – энергия оптических переходов,  $f_e(E_{cni})$  и  $f_h(E_{vni})$  – функции Ферми–Дирака для электронов и дырок,  $L(h\nu - E_{cv})$  – функция спектрального уширения,  $H_{ni}(E_{cv} - h\nu_{ni})$  – ступенчатая функция Хевисайда. Поляризационный фактор  $\alpha_{ni}(\alpha, \theta_{ni})$  зависит от ориентации вектора поляризации (угол  $\alpha$ ) и волнового вектора дырки (угол  $\theta_{ni}$ ) относительно оси размерного квантования  $\langle 100 \rangle$  [7]. Для ТЕ-моды задается  $\alpha = \pi/2$ , а для ТМ-моды –  $\alpha = 0$ .

Интегрирование в (1) проводится по энергии оптических переходов  $E_{cv}$ , начиная с энергии начальных переходов  $h\nu_{1h} = E_g + E_{c1} + E_{v1}$ , где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны  $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{As}$  при температуре  $T$ , и заканчивается при достижении высоты потенциального барьера. Функция спектрального уширения выбиралась в виде лоренцевской функции:

$$L(h\nu - E_{cv}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(h\nu - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2}, \quad (2)$$

где параметр  $\Gamma_{cv}$  принимался равным 10 мэВ.

Спектры спонтанной рекомбинации в случае прямых оптических переходов и лоренцевского уширения приведены на рис. 7 и 8. При малых уровнях накачки наиболее интенсивны спонтанные переходы, соответствующие ТЕ-поляризации излучения, т. е. основной вклад в формирование спектров испускания вносят переходы с участием тяжелых дырок. С ростом накачки увеличивается роль оптических переходов электронов из первой подзоны в зоне проводимости на подзону легких дырок. При этом возрастает вклад в испускание ТМ-мод. Однако, чтобы объяснить наблюдаемое подавление излучения с ТМ-поляризацией, необходимо учесть решающее влия-

ние оптических и волноводных характеристик резонатора на выход излучения из активной области лазерного диода.

Отметим, что на рис. 7 *а* численный коэффициент составляет  $r_0 \cdot 10^{-7}$ , для рис. 7 *б* –  $r_0 \cdot 10^{-3}$ , а для рис. 7 *в* и 7 *г* –  $r_0 \cdot 10^{-2}$ , где  $r_0 \approx 4,12 \times 10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$ . Это дает возможность оценить интенсивность люминесценции и сравнить результаты расчета с измеряемыми спектрами. Коротковолновый сдвиг расчетных спектров можно частично устранить путем подбора компонентного состава GaInAs в активной области.

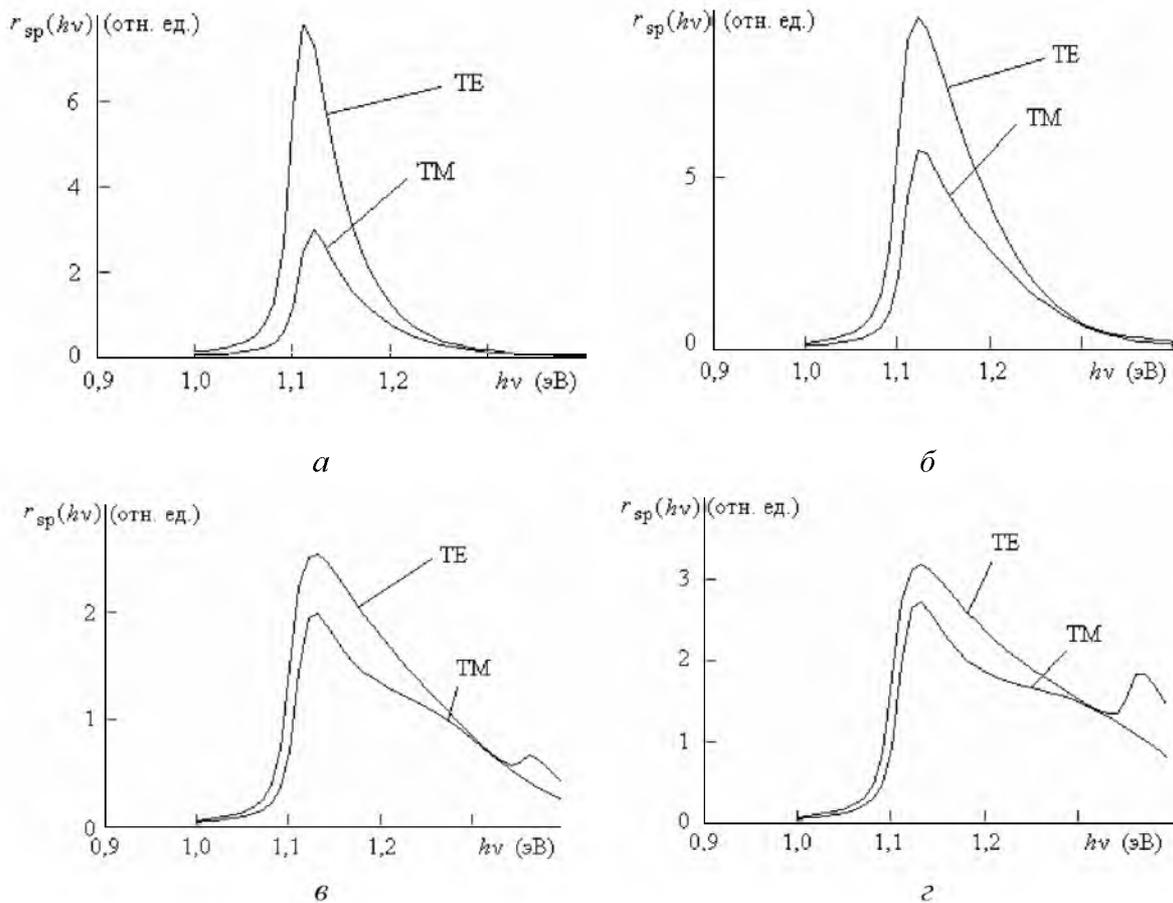


Рис. 7. Спектр спонтанного испускания  $r_{sp}(h\nu)$  при разных уровнях накачки разность квазиуровней Ферми  $\Delta F = 0,8$  (*а*), 1,1 (*б*), 1,2 (*в*) и 1,25 эВ (*г*)

Таким образом, для адекватного описания формы полосы усиленной люминесценции и ее изменения с током накачки необходимо учитывать сложный характер спектрального уширения, нагрев лазерного диода и особенности локализации излучения в активной области [8]. Очевидно также влияние компонентного состава активной области и механических напряжений на структуру уровней, участвующих в процессе испускания.

## 5. Заключение

Для квантоворазмерного гетеролазера в системе GaInAs–GaAs–AlGaAs измерены спектральные характеристики излучения и его поляризации, а также проведены расчеты с целью теоретического обоснования экспериментальных зависимостей. Из анализа изменения интенсивности и формы полосы люминесценции с током накачки следует, что необходимо более детально определить характер спектрального уширения и учесть нагрев лазерного диода. Особенности локализации излучения в процессе усиленной люминесценции и влияние оптических и волноводных характеристик резонатора на выход излучения из активной области лазерного диода задают степень поляризации его излучения.

Авторы выражают благодарность за помощь в организации эксперимента Н.М. Казючицу.

## Литература

1. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* // Теория полупроводниковых лазеров. Минск, 1995. 108 с.
2. *Дураев В. П., Мармалюк А. А., Падалица А. А. и др.* Влияние барьерных слоев GaAsP на параметры лазерных InGaAs/AlGaAs-диодов спектрального диапазона 1050–1100 нм // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 10, С. 909–911.
3. *Латин П. И., Мамедов Д. С., Мармалюк А. А. и др.* Мощные и широкополосные суперлюминесцентные диоды спектрального диапазона 1000–1100 нм // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 4. С. 315–318.
4. *Батрак Д.В., Богатова С.А., Бородаенко А.В. и др.* Моделирование материального усиления квантоворазмерных слоев InGaAs, используемых в гетеролазерах, работающих в спектральной области 1.06 мкм // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 4, С. 316–322.
5. *Kononenko V. K., Tsvirko V. I., Glukhikh I. V. et al.* Output power and spectral characteristics of quantum-well laser diode bars // Proc. Int. Conf. on Laser Applications and Optical Metrology (ICLAOM-03). New Delhi, 2004. P. 259–262.
6. *Kononenko V. K., Nalivko S. V.* Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760–767.
7. *Карасев Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С., Харевич Д. Л.* Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1992. № 3–4. С. 52–55.
8. *Кононенко В. К., Грибковский В. П.* Влияние радиационного шума на порог и мощность генерации инжекционного лазера // ФТП. 1971 Т. 5, № 10, С. 1875–1881.