

Температурная зависимость пороговой плотности тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковых лазерах ($\lambda = 900\text{--}920\text{ нм}$)

© М.А. Ладугин*, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк*, А.А. Падалица*, Н.А. Пихтин,
А.А. Подоскин, Н.А. Рудова, С.О. Слипченко[†], И.С. Шашкин, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* ФГУП НИИ „Полюс“ им. М.Ф. Стельмаха,
117342 Москва, Россия

(Получена 5 апреля 2010 г. Принята к печати 12 апреля 2010 г.)

Исследованы температурные зависимости излучательных характеристик полупроводниковых лазеров на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии (длина волны излучения $\lambda = 900\text{--}920\text{ нм}$). Установлено, что увеличение энергетической глубины и числа квантово-размерных ям активной области позволяет повысить температурную стабильность пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности полупроводниковых лазеров на их основе. В лазерах на основе гетероструктуры с 4 квантово-размерными ямами достигается температурная стабильность пороговой плотности тока с характеристическим параметром $T_0 = 290\text{ К}$. Экспериментально показано, что стабилизация лазерных параметров достигается благодаря снижению пороговой плотности тока и пороговой концентрации носителей заряда в квантовых ямах активной области. Установлено, что при достижении некоторого значения концентрации носителей заряда в квантовых ямах активной области температурная стабильность пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности резко снижается.

1. Введение

Температурная стабильность лазерных характеристик является одним из важнейших критериев, рассматриваемых при создании лазерных гетероструктур для лазерных линеек и лазерных матриц. Параметр максимальной мощности, излучаемой единичным активным элементом, теряет первостепенное значение при создании лазерной линейки или матрицы. В связи с высокой плотностью монтажа лазерных линеек на теплоотвод единичный активный элемент разогревается настолько сильно в непрерывном или квазинепрерывном режиме, что максимальная мощность излучения ограничивается чаще всего 2–4 Вт. Особенно это проявляется при требовании увеличения плотности излучения в матрице, где расстояние между лазерными линейками составляет $< 0.5\text{ мм}$. В такой конструкции тепло отводится вдоль тонкого теплопроводящего слоя теплоотвода и температурная стабильность пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности приобретают первостепенное значение.

В нашей предыдущей работе [1] было исследовано влияние толщины квантово-размерной напряженной активной области на характеристики полупроводникового лазера на основе асимметричной лазерной гетероструктуры раздельного ограничения.

Цель настоящей работы состояла в исследовании температурной зависимости пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковых лазерах на основе асимметричных

гетероструктур раздельного ограничения с различным числом и разной энергетической глубиной квантово-размерных ям активной области, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металл-органических соединений).

Исторически исследование температурной зависимости пороговой плотности тока $J_{\text{th}}(T)$, началось практически одновременно с исследованиями полупроводниковых лазеров. Общепринятым описанием этой зависимости считается эмпирическая экспоненциальная функция следующего вида [2]:

$$J_{\text{th}}(T) = J_{\text{th}}(T_1) \exp\left(\frac{T - T_1}{T_0}\right), \quad (1)$$

где T и T_1 — наибольшая и наименьшая температуры лазерного диода в диапазоне аппроксимации, $J_{\text{th}}(T_1)$ — пороговая плотность тока при температуре T_1 , T_0 — характеристический параметр.

Экспоненциальная зависимость пороговой плотности тока от температуры чаще всего связывается с экспоненциальным температурным распределением носителей заряда по энергетическим состояниям в активной области. Характеристический параметр T_0 определяется экспериментальным путем и зависит от огромного количества факторов: свойств полупроводниковых материалов, составляющих гетероструктуру, типа лазерной гетероструктуры, энергетических параметров гетероструктуры и геометрических размеров эпитаксиальных слоев, формирующих гетероструктуру. Тем не менее для любого участка температурного диапазона 10–400 К может быть подобран характеристический параметр T_0 ,

[†] E-mail: sergHPL@mail.ioffe.ru

Таблица 1. Параметры слоев лазерных гетероструктур

Тип структуры	Слой	Состав слоя	Толщина слоя	Число слоев	Легирование	
1	<i>p</i> -эмиттер	$Al_{0.5}Ga_{1-x}As$	1.92 мкм	1	Zn: 10^{18} см^{-3}	
	волновод	$Al_{0.31}Ga_{1-x}As$	0.76 мкм		Нелегированный	
	спейсер	GaAs	70 \AA		»	
	активная область	$In_xGa_{1-x}As$	100 \AA		»	
	спейсер	GaAs	70 \AA		»	
	волновод	$Al_{0.31}Ga_{1-x}As$	1.25 мкм		»	
	<i>n</i> -эмиттер	$Al_{0.5}Ga_{1-x}As$	1.87 мкм		Si: 10^{18} см^{-3}	
2	<i>p</i> -эмиттер	$Al_{0.5}Ga_{1-x}As$	1.58 мкм	1	C: 10^{18} см^{-3}	
	волновод	$Al_{0.31}Ga_{1-x}As$	0.48 мкм		Нелегированный	
	активная область	$In_xGa_{1-x}As$	50 \AA		»	
	волновод	$Al_{0.31}Ga_{1-x}As$	0.89 мкм		»	
<i>n</i> -эмиттер	$Al_{0.5}Ga_{1-x}As$	1.64 мкм	Si: 10^{18} см^{-3}			
3	<i>p</i> -эмиттер	$Al_{0.5}Ga_{1-x}As$	1.61 мкм	4	C: 10^{18} см^{-3}	
	волновод	$Al_{0.31}Ga_{1-x}As$	0.47 мкм		Нелегированный	
	активная область	$In_xGa_{1-x}As$	50 \AA		»	
	барьер	$Al_{0.31}Ga_{1-x}As$	300 \AA		3	»
	волновод	$Al_{0.31}Ga_{1-x}As$	0.88 мкм		»	
	<i>n</i> -эмиттер	$Al_{0.5}Ga_{1-x}As$	1.68 мкм		Si: 10^{18} см^{-3}	

позволяющий описать температурную зависимость пороговой плотности с помощью выражения (1) [3].

В лазерах на основе гетероструктур отдельного ограничения для повышения температурной стабильности необходимо увеличение длины резонатора Фабри–Перо, которое обеспечивает снижение пороговой плотности тока [4]. В асимметричных лазерных структурах отдельного ограничения с расширенным волноводом повышение стабильности пороговой плотности тока требует увеличения толщины квантово-размерной активной области, что приводит к уменьшению пороговой плотности тока за счет увеличения фактора оптического ограничения [1]. В настоящей работе мы попытались повысить стабильность пороговой плотности тока, варьируя различные параметры активной области лазерной асимметричной гетероструктуры отдельного ограничения.

2. Экспериментальные образцы

Для исследований были выбраны три типа лазерных асимметричных гетероструктур отдельного ограничения на основе системы твердых растворов AlGaAs/InGaAs; в лазерной гетероструктуре типа 1 активная область расположена между промежуточными слоями GaAs (спейсерами), в лазерной гетероструктуре типа 2 активная область расположена непосредственно между волноводными слоями AlGaAs; в лазерной гетероструктуре типа 3 число активных областей, расположенных между слоями волновода, увеличено до 4. В табл. 1 приведены характерные значения толщин и составов эпитаксиальных слоев, составляющих лазерные

асимметричные гетероструктуры отдельного ограничения различных типов. Лазерные гетероструктуры были изготовлены методом МОС-гидридной эпитаксии, температура роста составляла 720–770°C, давление в реакторе поддерживалось в диапазоне 60–80 мм рт. ст. В качестве источников элементов III группы использовались триметилалюминий, триэтилгаллий и триметилиндий, а в качестве источника элементов V группы — арсин (100%). Смесь силана с водородом использовалась в качестве лигатуры для получения *n*-типа, а диэтилцинк и тетрахлорид углерода — в качестве лигатуры для *p*-типа. В роли газа-носителя выступал высокочистый водород. Рост осуществлялся на подложках *n*-GaAs (100).

Из лазерных гетероструктур по стандартной технологии были изготовлены мезаполосковые лазеры с апертурой излучения 100 мкм и различной длиной резонатора. После монтажа на теплоотвод в экспериментальных образцах лазеров исследовались пороговые, спектральные и мощностные характеристики в зависимости от температуры.

3. Перегрев активной области полупроводникового лазера в непрерывном режиме генерации

Величина перегрева активной области полупроводникового лазера относительно теплоотвода существенно влияет на его излучательные характеристики. В мощных полупроводниковых лазерах в непрерывном режиме генерации слои лазерной гетероструктуры перегреваются относительно теплоотвода на десятки градусов. Зареги-

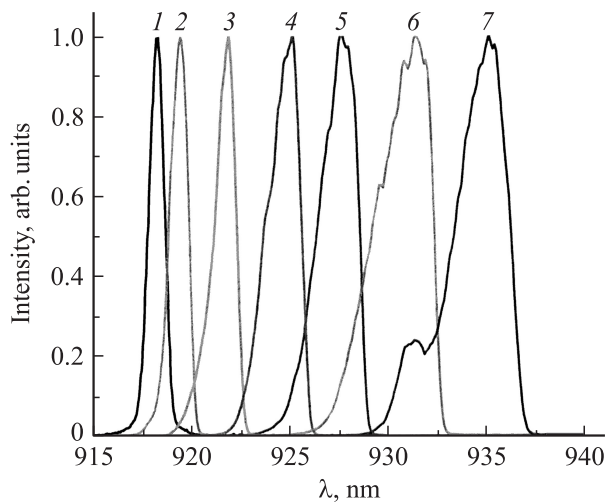


Рис. 1. Спектры генерации полупроводникового лазера, работающего в непрерывном режиме, изготовленного из гетероструктуры типа 3 при токах накачки; А: 1 — 1.45, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5, 6 — 6, 7 — 7.

стрировать перегрев слоя активной области лазерной гетероструктуры можно по смещению длинноволнового края огибающей спектра генерации (рис. 1). Для этого температура теплоотвода, на который смонтирован лазер, поддерживается постоянной (20°C), а спектр генерации регистрируется в зависимости от тока накачки. Зная смещение длинноволнового края спектра генерации и температурный коэффициент смещения длинноволнового края спектра генерации, можно определить перегрев относительно теплоотвода активной области полупроводникового лазера, работающего в непрерывном режиме.

Для определения температурного коэффициента смещения длинноволнового края спектра генерации была использована следующая методика. В полупроводниковых лазерах, изготовленных из гетероструктур трех типов, проводились измерения спектров генерации в импульсном режиме. Выбранные параметры импульсов тока накачки — длительность $\tau = 0.5-1$ мкс и частота $f = 1$ кГц — позволили исключить влияние перегрева активной области относительно теплоотвода при токах накачки до 1–1.5 А. В эксперименте значение температуры теплоотвода соответствовало температуре активной области и позволяло одновременно регистрировать температуру активной области и положение длинноволнового края спектра генерации. Определенный из экспериментальных данных коэффициент смещения длинноволнового края спектра генерации составил величину $3.3 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$, что хорошо совпало со справочными данными [5].

Таким образом, из экспериментально определенно смещения длинноволнового края спектра генерации в непрерывном режиме (рис. 1) и с использованием температурного коэффициента смещения длинноволнового края спектра генерации ($3.3 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$) был определен

перегрев активной области полупроводникового лазера относительно теплоотвода, который составил 30–50°C.

Перегрев активной области зависит не только от величины тока накачки, но также от кпд полупроводникового лазера и теплового сопротивления, обеспечиваемого качеством металлизации и монтажа на теплоотвод. Изменение геометрических параметров активной области лазерных гетероструктур трех типов не позволяет значительно влиять на кпд и тепловое сопротивление в исследуемых полупроводниковых лазерах. Максимальное значение кпд в исследуемых лазерах достигает 50–60%, а тепловое сопротивление составляет величину 4–5 К/Вт. Поскольку исключить влияние этих факторов невозможно, необходимо снизить их вклад. Влияние перегрева активной области полупроводникового лазера относительно теплоотвода можно снизить за счет повышения температурной стабильности основных лазерных характеристик: порогового тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности. Поэтому исследования температурной зависимости пороговой плотности тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности с целью определения конструкции лазерной гетероструктуры с повышенной температурной стабильностью представляют большой интерес.

4. Температурная зависимость пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности

Температурная зависимость пороговой плотности тока (J_{th}) исследовалась в лазерах, изготовленных из гетероструктур трех типов, в импульсном режиме генерации ($\tau = 0.5-1$ мкс, $f = 1$ кГц) в диапазоне тем-

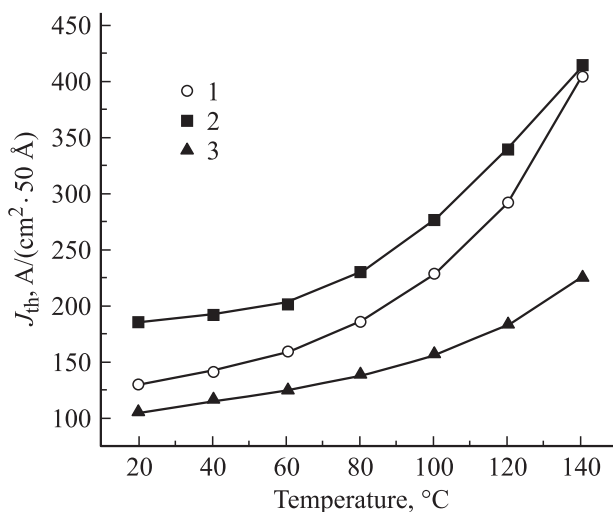


Рис. 2. Температурные зависимости пороговой плотности тока, приведенной к активной области 5 нм, для полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур типов 1, 2, 3 (номера указаны).

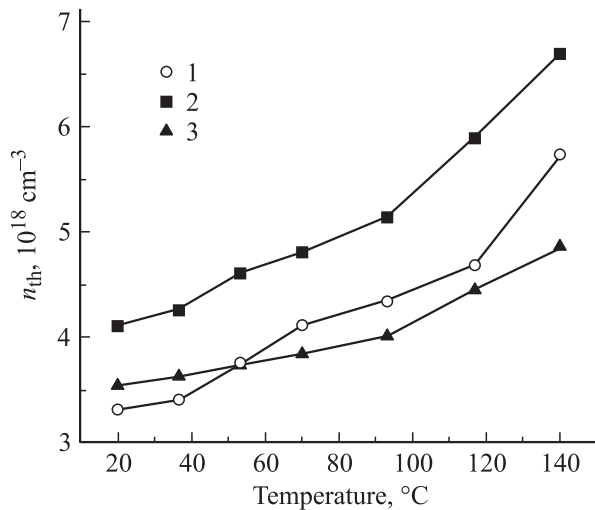


Рис. 3. Температурные зависимости пороговой концентрации носителей заряда (n_{th}) в активной области полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур типов 1, 2, 3 (номера указаны).

ператур 20–140°C. Длина резонатора Фабри–Перо варьировалась от 600 до 3500 мкм. Температура медного теплоотвода стабилизировалась с помощью мощного элемента Пельтье с водяным охлаждением радиатора и дополнительной электрической печкой, непосредственно нанесенной на медный держатель теплоотвода. Измерение температуры теплоотвода осуществлялось термодатчиком в непосредственной близости от лазерного кристалла. На рис. 2 приведены температурные зависимости пороговой плотности тока полупроводниковых лазеров, изготовленных из лазерных гетероструктур трех типов. Пороговая плотность тока приведена для одной квантовой ямы толщиной 50 Å, что позволяет оценить из этой зависимости и пороговую концентрацию в активной области лазерной гетероструктуры. На рис. 3 приведена расчетная пороговая концентрация носителей заряда в квантовой яме активной области лазерных структур трех типов. Расчет проводился согласно хорошо известному выражению [6]

$$J_{th} = qd_{QW}NBn_{QW}^2, \quad (2)$$

где q — заряд электрона, d_{QW} — толщина квантовой ямы, N — количество квантовых ям, B — коэффициент излучательной рекомбинации, n_{QW} — пороговая концентрация электронов в активной области.

В температурных зависимостях пороговой плотности тока и пороговой концентрации носителей заряда лазеров, изготовленных из лазерных гетероструктур трех типов, можно выделить два участка: первый участок, соответствующий малым температурам, характеризующийся слабой температурной зависимостью параметров, и второй участок, соответствующий высоким температурам, характеризующийся сильной температурной зависимостью. Смена температурных участков наступает при

пороговой плотности тока 240–250 А/см² в структурах с одной квантовой ямой и при 150 А/см² в структуре с четырьмя квантовыми ямами, что соответствует примерно одной и той же пороговой концентрации $\sim 4.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, только при разных температурах. Для образцов, изготовленных из лазерной гетероструктуры типа 3, смена температурных участков наступает при максимальной температуре. Максимальная температура „излома“ наблюдалась в лазерах с максимальной длиной резонатора и минимальной пороговой плотностью тока.

В табл. 2 сведены значения характеристического температурного параметра T_0 для двух участков температурных зависимостей пороговой плотности тока лазеров, изготовленных из гетероструктур различных типов. Характеристический параметр T_0 рассчитывался по формуле (1). Наивысшей температурной стабильностью обладают лазеры, изготовленные из лазерной структуры третьего типа, имеющей в качестве активной области 4 квантово-размерных ямы без арсенид-галлиевых спейсеров. Полученные зависимости позволяют сделать следующий вывод: при достижении некоторой концентрации носителей заряда в активной области асимметричной лазерной гетероструктуры раздельного ограничения температурная стабильность порогового тока резко падает, что ведет к снижению всех излучательных свойств (рис. 2, 4). С ростом температуры также происходит снижение внешней дифференциальной квантовой эффективности. На рис. 4 приведены температурные зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности для полупроводниковых лазеров, изготовленных из лазерных гетероструктур трех типов. Катастрофическое снижение внешней дифференциальной квантовой эффективности до 20% с ростом температуры наблюдается в лазерах, изготовленных на основе структуры типа 1. В лазерах на основе гетероструктур типа 1 и 2 также наблюдается снижение внешней дифференциальной квантовой эффективности до 40%. Резкое снижение наблюдается при достижении некоторой критической температуры вблизи 100°C. Лазеры из гетероструктур типов 1 и 2 отличаются длинами резонатора Фабри–Перо, обеспечивающими высокие значения внешней дифференциальной квантовой эффективности при низких температурах. В лазерах с одной квантово-размерной ямой в активной области оптимальная длина резонатора достигала 2.5–3.5 мм, в отличие

Таблица 2. Характеристический параметр T_0 для лазерных гетероструктур трех типов

Тип лазерной гетероструктуры	T_0 , К	
	низкотемпературный интервал	высокотемпературный интервал
1	130–150	40–96
2	160–240	90–120
3	210–290	90–120

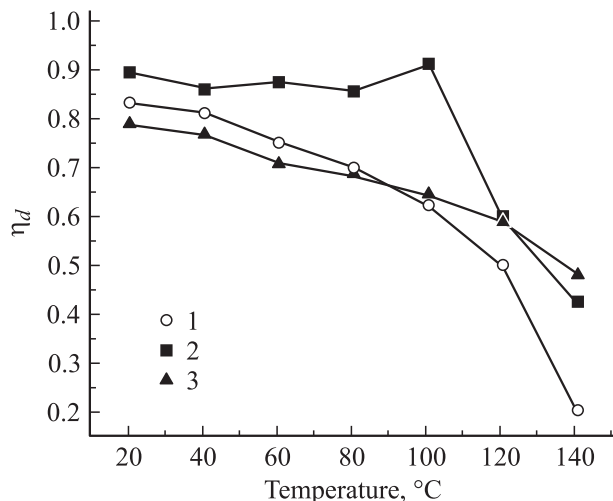


Рис. 4. Температурные зависимости дифференциальной квантовой эффективности (η_d) полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур типов 1, 2, 3 (номера указаны).

от 0.6–1.0 мм для лазеров с 4 квантово-размерными ямами в активной области. Значение оптимальной длины резонатора важно при создании лазерных матриц, в которых предпочтение отдают коротким резонаторам, позволяющим эффективнее отводить тепло.

5. Обсуждение экспериментальных результатов и заключение

В лазерных асимметричных гетероструктурах отдельного ограничения увеличение энергетической глубины и числа квантово-размерных ям активной области позволяет значительно повысить температурную стабильность таких лазерных характеристик, как пороговый ток и внешняя дифференциальная квантовая эффективность. Стабилизация лазерных характеристик достигается благодаря снижению пороговой плотности тока и пороговой концентрации носителей заряда в квантово-размерных ямах активной области. Независимо от конструктивных особенностей лазерных структур всех трех типов, при достижении некоторого значения концентрации носителей в квантово-размерных ямах активной области температурная стабильность пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности резко снижается. В лазерах на основе гетероструктуры с 4 квантово-размерными ямами без спейсеров критическая концентрация достигается при максимальных температурах 100–110°C.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН № 27, программы ОФН РАН III-7 и Госконтракта № П2319.

Список литературы

- [1] Д.А. Винокуров, В.В. Васильева, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **44** (2), 246 (2010).
- [2] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [3] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский, В.А. Смирнов, В.П. Евтихийев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, А.С. Школьник, Г.Г. Зегря. ФТП, **39** (9), 1252 (2005).
- [4] И.С. Тарасов, Д.З. Гарбузов, В.П. Евтихийев, А.В. Овчинников, З.Н. Соколова, А.В. Чудинов. ФТП, **19** (8), 1496 (1985).
- [5] *High-Power Diode Lasers: Fundamentals, Technology, Applications*, ed. by R. Diehl. [Topics in Applied Physics, v. 78 (Springer publishing Co., 2001)].
- [6] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (John Wiley & Sons, Inc., 1995).

Редактор Л.В. Шаронова

A temperature dependence of the threshold current density and the external differential quantum efficiency in semiconductor lasers ($\lambda = 900\text{--}920\text{ nm}$)

M.A. Ladugin*, A.V. Lyutetskiy, A.A. Marmalyuk*, A.A. Padalitsa*, N.A. Pikhtin, A.A. Podoskin, N.A. Rudova, S.O. Slipchenko, I.S. Shashkin, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* POLYUS Research and Development Institute,
117342 Moscow, Russia

Abstract Temperature dependences of emission characteristics of semiconductor lasers (wavelength $\lambda = 900\text{--}920\text{ nm}$) fabricated using MOCVD and based on asymmetric separate-confinement heterostructures with broadened waveguide have been examined. It has been found that the increase of the energy depth and the number of the active region quantum-sized wells allows enhancing the temperature stability of the threshold current density and the differential quantum efficiency of the semiconductor lasers based on the structures. The temperature stability of the threshold current density with the characteristic parameter $T_0 = 290\text{ K}$ is obtained in the lasers based on the heterostructure with 4 quantum-sized wells. It has been experimentally shown that stabilization of the laser characteristics is obtained due to reduction of the threshold current density and the threshold carrier density in quantum wells of the active region. It has been demonstrated that the temperature stability of the threshold current density and the differential quantum efficiency decreases strongly when the some specific value of the carrier density in quantum wells of the active region is obtained.