

# Влияние параметров квантоворазмерной области (Al)GaAs/AlGaAs на пороговую плотность тока лазерных диодов

М.А.Ладугин, А.А.Мармалюк

*Предложен подход к выбору параметров (ширины и глубины) квантоворазмерной области (Al)GaAs/AlGaAs на основе расчета пороговой плотности тока полупроводникового лазера. Детальная оценка различных ее составляющих позволила установить критерии поиска оптимального диапазона ширин квантовой ямы, обеспечивающей минимальное значение порогового тока для лазеров с различной геометрией гетероструктуры. Представленные в работе данные продемонстрировали возможности дальнейшего улучшения выходных характеристик полупроводникового лазера за счет оптимизации конструкции и технологии гетероструктуры с квантовой ямой. Благодаря этому были одновременно снижены пороговый ток, выброс носителей заряда и внутренние оптические потери, что дало возможность получить высокие (60%–70%) КПД полупроводникового лазера спектрального диапазона 800–850 нм.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, пороговая плотность тока, гетероструктура GaAs/AlGaAs, квантовая яма.

## 1. Введение

Полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) в настоящее время являются одними из самых привлекательных источников когерентного света для целого ряда применений благодаря низким потребляемым токам, высокой внешней дифференциальной эффективности и малым размерам. Лазеры, имеющие, например, низкие рабочие токи, играют ключевую роль в коммуникационных применениях, там, где модуляция сигнала и высокая скорость работы имеют решающее значение [1]. Повышенная эффективность преобразования электрической мощности в оптическую является определяющим параметром лазеров в применениях, связанных с технологической обработкой материалов [2]. Долговременная и стабильная работа излучателя зачастую обусловлена величиной пропускаемого электрического тока, поэтому для решения большинства практических задач по-прежнему необходимо использовать ЛД с высоким КПД и низкими потребляемыми токами.

Несмотря на то что в настоящее время типичные КПД  $\eta$  лазерных диодов и линеек уже составляют около 55%–60%, ряд применений требует их дальнейшего повышения. Для достижения КПД свыше 70% нужна еще более тщательная оптимизация параметров, входящих в известное выражение

$$\eta = \eta_d \frac{h\nu}{q} \frac{I - I_{th}}{I(V_0 + IR_s)}, \quad (1)$$

где  $\eta_d$  – внешняя дифференциальная эффективность;  $h\nu$  – энергия испускаемого фотона;  $q$  – заряд электрона;  $I$ ,  $I_{th}$  – рабочий и пороговый токи;  $V_0$  – напряжение отсечки;  $R_s$  – последовательное сопротивление.

М.А.Ладугин, А.А.Мармалюк. АО «НИИ "Поллюс" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: maximladugin@mail.ru

Поступила в редакцию 18 апреля 2019 г.

Улучшать выходные характеристики ЛД можно за счет повышения внешней дифференциальной эффективности, снижения порогового тока, внутренних оптических потерь, напряжения отсечки и последовательного сопротивления [3, 4]. Даже небольшое улучшение указанных параметров позволяет в итоге заметно повысить излучательные характеристики и КПД совершенствуемых приборов. Так, дополнительное снижение порогового тока, рабочего напряжения и внутренних оптических потерь всего на 5%–10% в новейших конструкциях лазерных гетероструктур (Al)GaAs/AlGaAs позволит увеличить максимальное значение КПД на 2%–5%, что приведет к заметному снижению тепловой нагрузки лазерных линеек и решеток [5].

Поскольку большая часть параметров ЛД закладывается на этапах разработки и получения эпитаксиальной гетероструктуры, в настоящей работе рассматривается подход, который позволяет выбрать оптимальную конструкцию квантоворазмерной активной области, определяющей пороговую плотность тока и зависимость оптического усиления от инжектируемого тока, для обеспечения высоких значений выходной мощности и КПД.

## 2. Результаты и их обсуждение

При анализе пороговой плотности тока в качестве объекта исследования была выбрана гетероструктура с барьерными слоями из  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $x = 0.1–0.5$ ) и одной квантовой ямой (КЯ) (Al)GaAs, часто используемая при создании лазерных излучателей востребованного спектрального диапазона 790–860 нм [5, 6]. Пороговая плотность тока  $J_{th}$  в самом общем случае есть сумма его отдельных составляющих, которая может быть записана следующим образом [3, 7]:

$$J_{th} = J_{transp} + J_{int} + J_{ext} + J_{spread} + J_{vertleak} + J_{SRH} + J_{surf} + J_{interface} + J_{Auger}, \quad (2)$$

где  $J_{\text{transp}}$  – плотность тока прозрачности;  $J_{\text{int}}$  и  $J_{\text{ext}}$  – плотности тока, необходимые для компенсации внутренних и внешних оптических потерь соответственно;  $J_{\text{spread}}$  – плотность тока, теряемого вследствие бокового растекания носителей заряда;  $J_{\text{vertleak}}$  – плотность тока, теряемого вследствие выброса носителей заряда из активной области;  $J_{\text{SRH}}$  – плотность тока рекомбинации Шокли–Рида–Холла;  $J_{\text{surf}}$  – плотность тока поверхностной рекомбинации;  $J_{\text{interface}}$  – плотность тока рекомбинации на гетерограницах;  $J_{\text{Auger}}$  – плотность тока оже-рекомбинации.

Типичные значения пороговой плотности тока  $J_{\text{th}}$  для традиционных мощных ЛД на основе гетероструктуры (Al)GaAs/AlGaAs варьируются примерно от 200 до 400 А/см<sup>2</sup>. При этом, как правило, на долю плотности тока прозрачности  $J_{\text{transp}}$  приходится  $130 \pm 50$  А/см<sup>2</sup>, а на доли плотностей тока  $J_{\text{int}}$  и  $J_{\text{ext}}$  –  $10 \pm 5$  и  $100 \pm 50$  А/см<sup>2</sup> соответственно. На остальные слагаемые в формуле (2), порой не учитываемые при анализе плотности порогового тока по ряду причин [8], суммарно приходится до 100 А/см<sup>2</sup>.

В идеальном случае протекание носителей заряда можно схематически изобразить так, как показано на рис.1,а, когда вертикальные и латеральные утечки сведены к нулю, полностью устранены всевозможные каналы безызлучательной рекомбинации, а также отсутствуют внутренние и внешние потери (например, для бесконечного резонатора и при минимальных потерях на рассея-

ние и поглощение свободными носителями заряда). В реальном же приборе токовые потери (рис.1,б) могут быть существенными, вследствие чего минимальное теоретическое значение пороговой плотности тока будет превышено в несколько раз.

Самым малым вкладом в пороговую плотность тока является плотность тока прозрачности  $J_{\text{transp}}$ , при которой обеспечивается необходимая прозрачность активной среды лазера (усиление равно потерям). Как известно [9], это условие выполняется тогда, когда расстояние между квазиуровнями Ферми  $E_{\text{Fc}}$ ,  $E_{\text{Fv}}$  в зоне проводимости (ЗП) и в валентной зоне (ВЗ) равно разности энергий доступных уровней размерного квантования  $E_c$  и  $E_h$  для электронов и дырок в указанных зонах (условие прозрачности):

$$E_{\text{Fc}} - E_{\text{Fv}} \geq E_c - E_h. \quad (3)$$

В ЛД для указанного разделения квазиуровней Ферми требуется инжекция носителей посредством электрического тока, и переход от поглощения к усилению будет происходить при определенной концентрации носителей  $N_{\text{transp}}$ , обеспечивающей прозрачность среды. В зависимости от концентрации инжектированных носителей или от вероятности заселения состояний в ВЗ и ЗП будет доминировать поглощение или усиление. Типичные значения  $N_{\text{transp}}$  для систем материалов (Al)GaAs и InGa(As,P) лежат в диапазоне  $(1-3) \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Действительно, в рас-

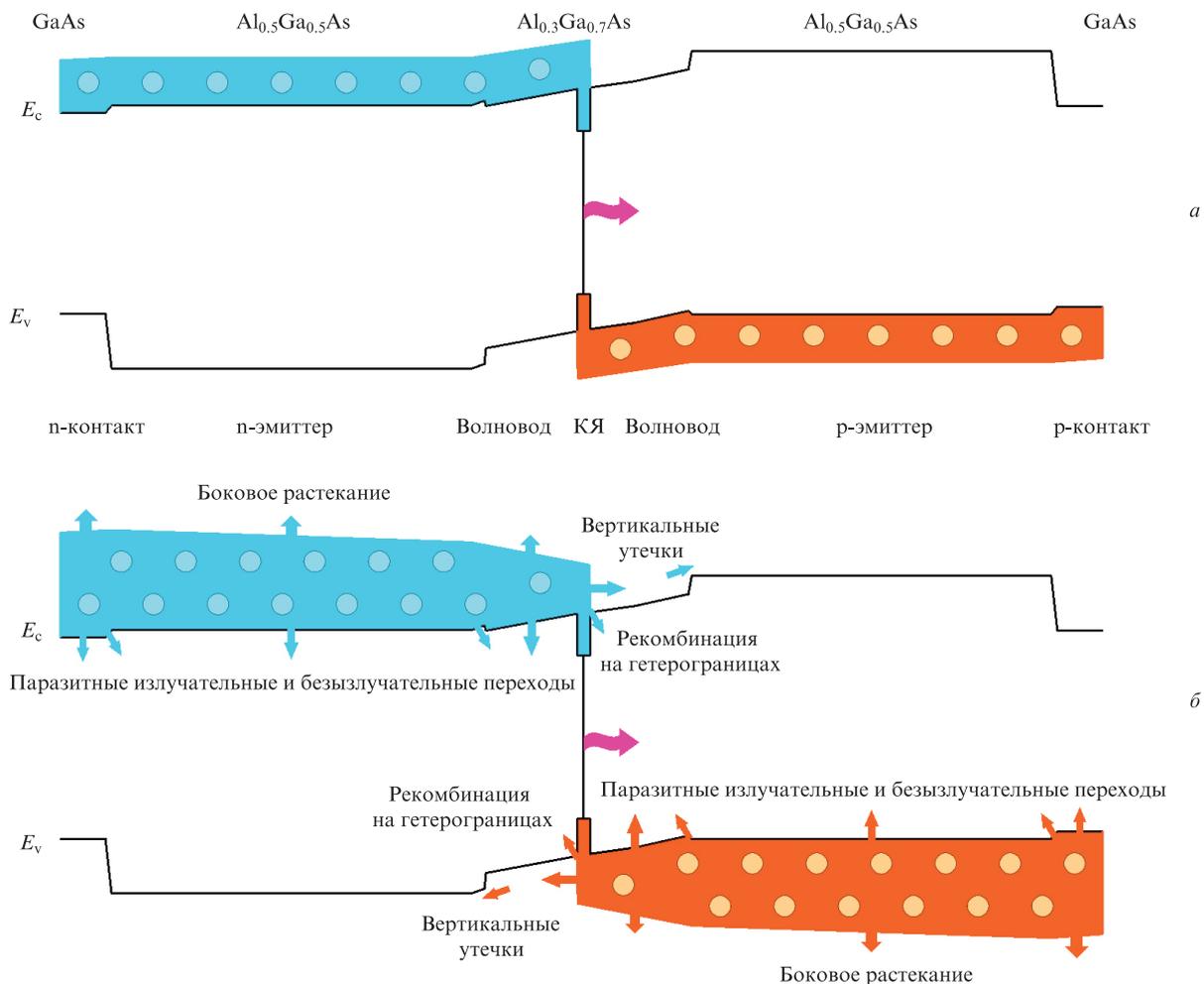


Рис.1. Схематическое изображение инжекции носителей заряда в лазерной квантоворазмерной гетероструктуре для идеального (а) и реального (б) случаев.

смаатриваемом в настоящей работе случае для КЯ на основе GaAs с традиционной шириной  $L_z = 10$  нм трехмерная концентрация носителей, требуемая для достижения прозрачности среды, по описанной далее оценочной методике составляет  $(1-1.5) \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (рис.2). А плотность тока, связанная с концентрацией носителей выражением

$$J_{\text{transp}} = qN_{\text{transp}}L_z/t_{\text{rec}}, \quad (4)$$

будет находиться для данной конструкции в пределах 80–120 А/см<sup>2</sup> при типичных излучательных временах жизни  $t_{\text{rec}} = 1-3$  нс [10, 11]. В большинстве экспериментальных работ [2, 7, 8, 12–19] это слагаемое плотности тока, входящее в уравнение (2), как правило, глубоко не анализируется, а просто определяется согласно линейной или экспоненциальной модели порогового тока путем его измерения для лазерных диодов с различными длинами резонатора или коэффициентами отражения зеркал.

Расчету минимальной величины порогового тока был посвящен целый ряд работ [7, 9, 19–22], однако в них редко анализировалась зависимость плотности тока прозрачности от конструкции активной области, определяемой как шириной и составом материала КЯ, так и шириной и составом окружающих ее барьерных слоев. Например, в работах [9, 19] было рассчитано лишь по одной конструкции активной области с фиксированными составами КЯ и барьера, а в работах [20] и [21, 22] минимальное значение плотности порогового тока для похожих конструкций активной области, несмотря на наличие экспериментальных результатов, приходилось на ширины КЯ 6 и 15 нм соответственно. Указанный разброс результатов для одной и той же системы материалов может быть обусловлен тем, что измеренные значения пороговых токов в приведенных работах включали в себя все токи утечки, токи безызлучательной рекомбинации и поверхностной рекомбинации на различных гетерограницах. Стройная теоретическая модель расчета порогового тока приведена в известной работе [19], однако, к сожалению, она не позволяет согласовать экспериментальные данные для лазерных структур с шириной КЯ менее 4–5 нм (например, с результатами [16, 17]), поскольку рассчитанный авторами пороговый ток для таких конфигураций КЯ стремится к бесконечным значениям.

Для оценки влияния параметров активной области на плотность тока прозрачности в настоящей работе рассмотрена традиционная конструкция лазерной гетероструктуры [23], состоящей из пяти слоев, зонная диаграмма которой изображена на вставках рис.2. В качестве крайних ограничивающих слоев был выбран широкозонный слой Al<sub>0,6</sub>Ga<sub>0,4</sub>As; КЯ на основе тройного соединения Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0-0.06$ ) была окружена барьерными слоями Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.05-0.5$ ).

Определение плотности тока, при которой выполняется условие (3), в зависимости от конструкции квантоворазмерной активной области требует установления положений квазиуровней Ферми в соответствующих подзонах с помощью выражений [24]

$$N_e = kT \sum_i \left( \frac{m_{ci}}{\pi \hbar^2 L_z} \right) \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_{Fc} - E_{ic}}{kT} \right) \right],$$

$$N_h = kT \sum_i \left( \frac{m_{vi}}{\pi \hbar^2 L_z} \right) \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_{Fv} - E_{iv}}{kT} \right) \right], \quad (5)$$

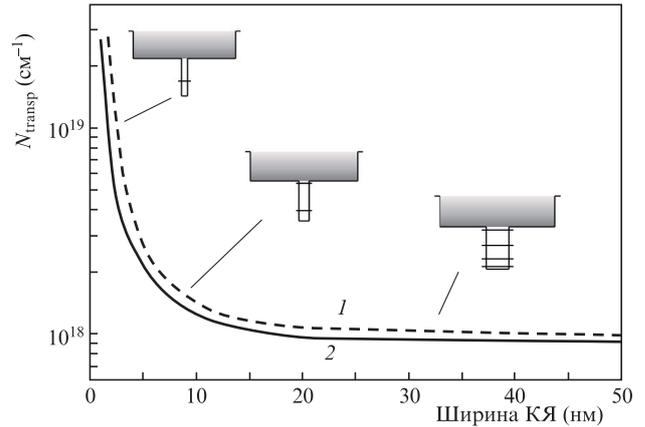


Рис.2. Зависимости трехмерной концентрации прозрачности от ширины КЯ GaAs, окруженной барьерными слоями Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с  $x = 0.2$  (1) и 0.4 (2). На вставках – схематичное изображение зоны проводимости квантоворазмерной гетероструктуры, используемой в расчетах.

где  $N_{e,h}$  – трехмерная концентрация электронов и дырок;  $m_{ci,vi}$  – эффективная масса носителей заряда в ЗП и ВЗ;  $E_{ic}$ ,  $E_{iv}$  – уровни размерного квантования в ЗП и ВЗ.

Суммирование должно производиться по всем квантованным подзонам в пределах каждой из зон: в ЗП – для электронов в Г-, L- и X-минимумах, в ВЗ – для легких и тяжелых дырок. Учет L-минимумов (для Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с  $x > 0.3$ ) и X-минимумов (для Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As,  $x > 0.4$ ) в ЗП особенно важен при повышенных температурах или использовании КЯ шириной менее 7 нм, т.е. в тех случаях, когда наиболее вероятно заполнение высококоротко расположенных квантовых состояний.

Положение самих энергетических уровней размерного квантования для электронов и дырок в обсуждаемой конструкции определялось путем решения стационарного уравнения Шрёдингера для КЯ конечной глубины, как было продемонстрировано в [25].

Плотность тока прозрачности определялась для конструкции активной области с КЯ на основе GaAs и различными барьерными слоями Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.1-0.5$ ). В крайних ограничивающих слоях Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As  $x = 0.60$ . Зависимости плотности тока прозрачности от ширины КЯ приведены на рис.3. Из полученных зависимостей видно, что с уменьшением ширины КЯ от нескольких десятков нанометров до примерно 6–7 нм плотность тока

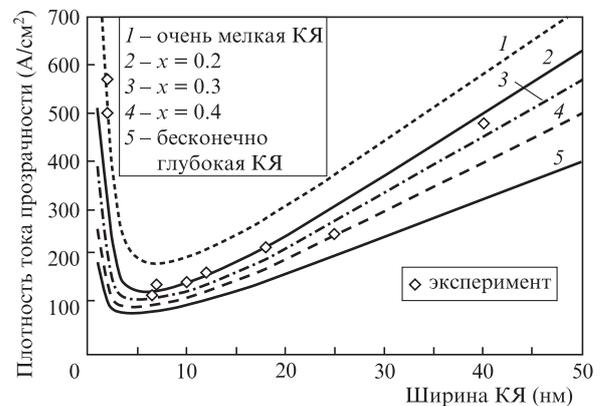


Рис.3. Зависимости плотности тока прозрачности от ширины КЯ GaAs, окруженной барьерными слоями Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As различного состава. Точки – экспериментальные данные работ [2, 12–14, 16–19, 26].

прозрачности снижается линейно до  $\sim 100$  А/см<sup>2</sup>, после чего резко возрастает для КЯ шириной менее 4 нм.

Первоначальное снижение плотности тока происходит из-за наличия в КЯ шириной 20–40 нм большого числа уровней размерного квантования. При комнатной температуре более высокие возбужденные уровни находятся ниже или в пределах  $kT$  от квазиуровня Ферми в ЗП и поэтому заметно заселены. Следовательно, из-за температурного распределения носителей заряда эти возбужденные уровни забирают на себя часть носителей и являются паразитными с точки зрения эффективной лазерной генерации.

Нулевое усиление, т.е. выполнение условия прозрачности, зависит только от плотности нижнего квантового состояния в соответствующей зоне – параметра, который увеличивается с уменьшением ширины КЯ. Минимальное значение плотности тока прозрачности соответствует такой ситуации, когда основной нижний уровень в КЯ является единственным в потенциальной яме и отстоит от уровней в барьерном материале на максимальную величину. При дальнейшем уменьшении ширины потенциальной ямы ограничение носителей заряда в ней ухудшается, и поэтому для обеспечения нулевого усиления необходима дополнительная инжекция, приводящая к росту плотности тока прозрачности для КЯ шириной менее 4 нм.

При использовании более глубокой КЯ, образованной барьерными слоями с большими  $x$ , инжектированные носители ограничиваются в ней лучше. Стоит отметить, что для барьеров  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x > 0.4$  плотность тока уменьшается слабее ввиду вероятного заполнения электронами L- и X-минимумов в непрямозонном материале. В свою очередь, при уменьшении глубины КЯ квазиуровень Ферми располагается ближе к уровню барьера или, порой, даже выше его, при этом происходит значительное заполнение состояний в барьерном материале, что приводит к существенной потере носителей. Данные расчета хорошо подтверждаются экспериментальными значениями (рис.3).

Проведенный расчет плотности тока прозрачности для КЯ  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  различного состава ( $x = 0-0.06$ ) при фиксированном барьере  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x = 0.30$  показан на рис.4. Представленный график демонстрирует такой же характер зависимости плотности тока от ширины КЯ, что и на рис.3: с уменьшением глубины потенциальной ямы (в данном случае за счет увеличения состава  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в КЯ) плотность тока прозрачности возрастает. При этом с ростом  $x$  ее минимальное значение смещается в сторону больших значений ширины КЯ.

Анализируя распределение носителей заряда по энергетическим уровням, находящимся в КЯ и в барьерах (табл.1), можно заметить, что узкие КЯ имеют значительно худшее ограничение носителей заряда (как правило, электронов из-за их малой эффективной массы). Даже при использовании глубокой КЯ вне квантоворазмерной области может находиться до десятой части концентрации электронов, требуемой для достижения прозрачности активной среды.

Неэффективный захват носителей заряда в ямы шириной менее 5 нм [27, 28] при работе лазера в режиме генерации будет приводить к значительной токовой утечке ( $J_{\text{vertleak}}$ ) в барьерные слои и к возрастанию внутренних оптических потерь.

Для изучения эффективности захвата носителей заряда в КЯ  $\text{AlGaAs}$ , излучающих на длине волны около

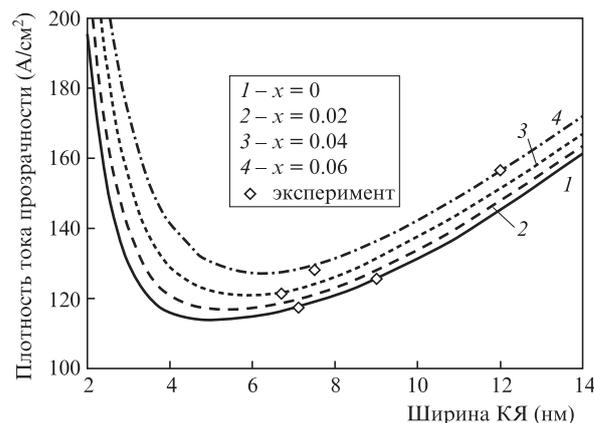


Рис.4. Зависимости плотности тока прозрачности от ширины КЯ  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  различного состава ( $x = 0-0.06$ ), окруженной барьерными слоями  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

Табл.1. Распределение носителей заряда (в %) по энергетическим уровням в КЯ GaAs и барьерной области  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ .

Номер уровня в КЯ	Ширина КЯ		
	2–3 нм	6–7 нм	11–12 нм
1	90–97	99.5	86–91
2	–	0.5	8–13
3	–	–	1
уровни в барьерных слоях	3–10	0	0

800 нм, мы провели ряд экспериментов. В качестве барьерных слоев был выбран  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x = 0.3$ , ширина КЯ варьировалась от 4 до 12 нм. При измерении интенсивности спектров фотолюминесценции образцов обнаружена зависимость с одним минимумом около 9 нм и двумя максимумами в районе 5.5 и 11 нм (рис.5). С точки зрения квантовомеханического подхода [29] такая зависимость объясняется тем, что вероятность захвата электронов увеличивается тогда, когда в яме появляется новый уровень размерного квантования. Это состояние в рассмотренном примере как раз соответствует КЯ шириной 5.5 и 11 нм. Вместе с тем, в [30] отмечалось, что при лазерной генерации концентрация инжектированных носителей заряда значительно превышает концентрацию носителей, создаваемых в результате оптического возбуждения, поэтому данные колебания при измерении выходных ха-

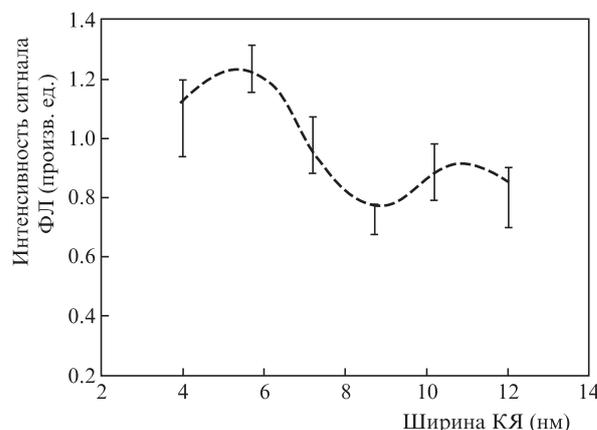


Рис.5. Зависимость интенсивности сигнала фотолюминесценции от ширины КЯ  $\text{AlGaAs}$ , излучающей на длине волны 800 нм.

характеристик лазерных диодов могут быть менее заметны. Однако, тем не менее, при проектировании эффективной квантоворазмерной области зависимость скорости захвата от параметров КЯ необходимо непременно учитывать [28–31].

Стоит еще отметить, что для узких КЯ характерно также более сильное проникновение волновых функций электронов и дырок в барьерный материал; при худшем его качестве и/или высокой скорости рекомбинации на гетерограницах это будет приводить к возрастанию вклада всех токов безызлучательной рекомбинации в пороговую плотность тока согласно формуле (2) [32].

Плотностью тока оже-рекомбинации зачастую пренебрегают, поскольку в большинстве теоретических работ коэффициенты оже-процессов  $C_{Auger}$  для электронов или дырок в системе материалов GaAs/AlGaAs полагают равными  $10^{-30}–10^{-31}$  см<sup>6</sup>/с. Однако если учесть, что в ряде экспериментов эти коэффициенты составили  $\sim 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с [33, 34] (они могут увеличиваться с концентрацией инжектированных носителей  $N_{inject}$  и с температурой), рассчитанная по формуле [9] пороговая плотность тока оже-рекомбинации

$$J_{Auger} = qN_{inject}^3 L_z C_{Auger} \quad (6)$$

может составлять около 30 А/см<sup>2</sup>.

Аналогичная ситуация возможна и для плотности тока рекомбинации на гетерограницах, когда вместо скорости рекомбинации  $v_{interface} \approx 50–450$  см/с [35–37] используют ее нулевые значения, что на практике недостижимо.

Для итогового расчета плотности порогового тока требуется расчет спектра усиления, который в общем виде записывается как

$$g(E) = A \int M^2 \rho(\epsilon) [f_c(\epsilon) - f_v(\epsilon)] \frac{\Delta\epsilon}{(\epsilon - E)^2 + \Delta\epsilon^2} d\epsilon, \quad (7)$$

где  $g(E)$  – спектр материального усиления;  $A$  – коэффициент, характеризующий материал активной области;  $M^2$  – квадрат матричного элемента, определяющий вероятность перехода;  $\rho(\epsilon)$  – приведенная плотность состояний;  $f_c(\epsilon)$ ,  $f_v(\epsilon)$  – вероятности заполнения состояний в ЗП и ВЗ;  $E$  – энергия перехода;  $\Delta\epsilon$  – параметр, учитывающий уширение за счет межзонного рассеяния.

Поскольку в выражении (7) присутствуют компоненты, связанные с плотностью состояний, зависимость плотности порогового тока от ширины КЯ имеет вид, аналогичный представленному на рис. 3 и 4. Минимальные значения  $J_{th}$ , как и в случае  $J_{transp}$ , соответствуют КЯ шириной 6–7 нм.

Абсолютное значение пороговой плотности тока можно дополнительно снизить, модифицируя зонную структуру, например при помощи легирования активной области примесью n-типа проводимости или введения механических напряжений сжатия/растяжения в КЯ. В первом случае мы одновременно смещаем положение квазиуровней Ферми в ЗП и ВЗ вверх, меняя исходные степени вырождения в указанных зонах при выполнении условия прозрачности, во втором – изменяем зонную диаграмму, уменьшая эффективную массу носителей заряда в ВЗ и разделяя подзоны легких и тяжелых дырок. Введение на-

пряжений более предпочтительно, т. к. оно, в отличие от легирования КЯ примесью n-типа, позволяет увеличить материальное усиление и, следовательно, внешнюю дифференциальную эффективность [38].

Наконец, проанализируем влияние на пороговый ток ЛД ширины и состава волновода. Волноводным слоем являлся рассмотренный выше барьерный материал  $Al_xGa_{1-x}As$  с  $x = 0.1–0.5$ ; ширина активной области составляла около 7 нм. В качестве эмиттерных слоев в лазерной гетероструктуре использовался широкозонный состав  $Al_xGa_{1-x}As$ , значение  $x$  которого было на 0.2 больше, чем у волноводных слоев, что необходимо для эффективного оптического и электронного ограничений.

Результаты расчетов плотности порогового тока для гетероструктур с узким (0.2–0.4 мкм) и широким (2.0–2.5 мкм) волноводом для типичных конструкций ЛД с длиной резонатора 1 мм и шириной полоскового контакта 100 мкм показали, что с увеличением доли  $x$  волноводных слоев, т. е. глубины потенциальной ямы, плотность порогового тока благодаря росту электронного ограничения в КЯ планомерно уменьшается. В случае широкого волновода при изменении  $x$  от 0.10 до 0.25 происходит более резкое ее снижение (с  $J_{th} = 700$  до  $\sim 400$  А/см<sup>2</sup>), чем при аналогичном изменении мольной доли в случае гетероструктур с узким волноводом, для которых  $J_{th}$  снижается с 270 до  $\sim 200$  А/см<sup>2</sup>. Для максимально глубоких КЯ (барьерный материал с  $x = 0.1$ )  $J_{th} = 180$  А/см<sup>2</sup> для узкого волновода, а для широкого – 320 А/см<sup>2</sup>. В общем случае ввиду большего фактора оптического ограничения в активной области гетероструктур с узким волноводом пороговые токи для лазеров на их основе заметно меньше, чем у лазеров на основе гетероструктур с широким волноводом. Помимо этого, расчеты выходных характеристик при повышенных температурах показали, что лазеры на основе структур с узким волноводом демонстрируют более высокие характеристические параметры  $T_0$  и  $T_1$ , что чрезвычайно важно при создании лазерных излучателей с улучшенной температурной стабильностью [15, 23].

Применение подобного подхода с целью снижения пороговой плотности тока, направленного на оптимизацию ширины и состава квантоворазмерной области, а также ширины и состава волноводных слоев на основе системы материалов (Al)GaAs/AlGaAs, позволило существенно улучшить выходные параметры приборов. В частности, за счет снижения пороговых токов на 10%–12% и увеличения эффективности на 10%–15% были достигнуты высокие (на уровне 70% и 62%) КПД лазерных линеек и решеток соответственно [26, 39].

В заключение отметим, что нами проведена оптимизация гетероструктуры (Al)GaAs/AlGaAs с квантоворазмерной областью с целью улучшения выходных характеристик ЛД. На основании определения положения квазиуровней Ферми в ненапряженной КЯ при инжекции в нее носителей заряда, учитывающего заполнение подзон легких и тяжелых дырок в ВЗ и энергетических минимумов в ЗП, а также расчета модового усиления лазера предложен алгоритм поиска оптимальной геометрии – ширины и глубины – активной области. Снижение пороговой концентрации носителей заряда и их утечек в барьерные слои позволяет уменьшить внутренние оптические потери, увеличить дифференциальную эффективность и, как следствие, повысить КПД полупроводниковых излучателей.

1. Klotzkin David J. *Introduction to Semiconductor Lasers for Optical Communications* (New York: Springer-Verlag 2014).
2. Diehl R. *High-power Diode Lasers. Fundamentals, Technology, Applications* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2000).
3. Piprek J. *Semiconductor Optoelectronic Devices. Introduction to Physics and Simulation* (Amsterdam: Academic Press, 2003).
4. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алфёров Ж.И. *ФТП*, **38**, 1477 (2004).
5. Ладугин М.А., Коваль Ю.П., Мармалюк А.А., Петровский В.А., Багаев Т.А., Андреев А.Ю., Падалица А.А., Симаков В.А. *Квантовая электроника*, **43**, 407 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 407 (2013)].
6. Мармалюк А.А., Ладугин М.А., Андреев А.Ю., Телегин К.Ю., Яроцкая И.В., Мешков А.С., Коняев В.П., Сапожников С.М., Лебедева Е.И., Симаков В.А. *Квантовая электроника*, **43**, 895 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 895 (2013)].
7. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **36**, 364 (2002).
8. Tsang W. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 217 (1982).
9. *Quantum Well Lasers*. Ed. by P.S.Zory, Jr. (San Diego: Academic Press, 1993).
10. Arakawa Y., Sakaki H., Nishioka M., Yoshino J., Kamiya T. *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 519 (1985).
11. Wang P., Lee K.K., Yao G., Chen Y.C., Waters R.G. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 2083 (1990).
12. Chen T.R., Eng L.E., Zhuang Y.H., Yariv A. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1002 (1990).
13. Мурашова А.В., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Шамахов В.В., Васильева В.В., Капитонов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Налет Т.А., Николаев Д.Н., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Тарасов И.С., Kim Y.S., Kang D.H., Lee C.Y. *ФТП*, **42**, 882 (2008).
14. Chen H.Z., Ghaffari A., Morkoç H., Yariv A. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 2094 (1987).
15. Ладугин М.А., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Рудова Н.А., Слипченко С.О., Шашкин И.С., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. *ФТП*, **44**, 1417 (2010).
16. Hersee S.D., de Cremoux V., Duchemin J.P. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 476 (1984).
17. Lo Y.C., Hsieh K.Y., Kolbas R.M. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1853 (1988).
18. Андреев А.Ю., Зорина С.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Мурашова А.В., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипченко С.О., Телегин К.Ю., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **43**, 543 (2009).
19. Sugimura A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **20**, 336 (1984).
20. Arakawa Y., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 1666 (1985).
21. Kasemset D., Hong C.-S., Patel N.B., Dapkus P.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 1025 (1983).
22. Saint-Cricq V., Lozes-Dupuy F., Vassilief G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 625 (1986).
23. Мармалюк А.А., Ладугин М.А., Андреев А.Ю., Телегин К.Ю., Яроцкая И.В., Мешков А.С., Коняев В.П., Сапожников С.М., Лебедева Е.И., Симаков В.А. *Квантовая электроника*, **43**, 895 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 895 (2013)].
24. Звелто О. *Принципы лазеров* (СПб.: Лань, 2008).
25. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. *Основы наноэлектроники: Учебное пособие* (Новосибирск, Изд-во НГТУ, 2000).
26. Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Багаев Т.А., Андреев А.Ю., Телегин К.Ю., Лобинцов А.В., Давыдова Е.И., Сапожников С.М., Данилов А.И., Подкопаев А.В., Иванова Е.Б., Симаков В.А. *Квантовая электроника*, **47**, 291 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 291 (2017)].
27. Shichijo H., Kolbas R.M., Holonyak N., Jr. *Sol. State Commun.*, **27**, 1029 (1978).
28. Tsai C.-Y., Lo Y.-H., Spencer R.M., Eastman L.F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 316 (1995).
29. Brum J.A., Bastard G. *Phys. Rev. B*, **33**, 1420 (1986).
30. Haverkort J.E.M., Blom P.W.M., Van Hall P.J., Claes J., Wolte J.H. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **188**, 139 (1995).
31. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **45**, 1553 (2011).
32. Hariz A., Dapkus P.D., Lee H.C., Menu E.P., DenBaars S.P. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 635 (1989).
33. Strauss U., Rühle W.W., Köhler K. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 55 (1993).
34. Lush G.B., MacMillan H.F., Keyes В.М., Levi D.H., Melloch M.R., Ahrenkiel R.K., Lundstrom M.S. *J. Appl. Phys.*, **72**, 1436 (1992).
35. Wolford D.J., Gilliland G.D., Kuech T.F., Klem J.F., Hjalmarson H.P., Bradley J.A., Tsang C.F., Martinsen J. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1416 (1994).
36. Viswanath A.K. *Handbook of Surfaces and Interfaces of Materials* (San Diego: Academic Press, 2001).
37. Pavesi L., Guzzi M. *J. Appl. Phys.*, **75**, 4779 (1994).
38. Coldren L.A., Corzine S., Mashanovitch M. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons Inc., 2012).
39. Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Телегин К.Ю., Лобинцов А.В., Сапожников С.М., Данилов А.И., Подкопаев А.В., Симаков В.А. *Квантовая электроника*, **47**, 693 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 693 (2017)].