

К вопросу о температурной делокализации носителей заряда в квантово-размерных гетероструктурах GaAs/AlGaAs/InGaAs

© Н.А. Пихтин[¶], А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, В.В. Шамахов, И.С. Шашкин, А.Д. Бондарев, Л.С. Вавилова, И.С. Тарасов

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

(Получена 25 февраля 2014 г. Принята к печати 11 марта 2014 г.)

Исследовано явление температурной делокализации в полупроводниковых лазерах на основе симметричных и асимметричных гетероструктур раздельного ограничения, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии (длина волны излучения $\lambda = 1060$ нм). Экспериментальные и расчетные оценки показывают, что концентрация носителей заряда в волноводе возрастает на порядок при увеличении температуры полупроводникового лазера на $\sim 100^\circ\text{C}$. Установлено, что рост температуры активной области ведет к усилению температурной делокализации как электронов, так и дырок. Показано, что делокализация дырок начинается при более высоких температурах, чем делокализация электронов. Экспериментально установлено, что начало температурной делокализации зависит от пороговой концентрации носителей заряда в активной области лазера при комнатной температуре. Установлено, что увеличение энергетической глубины активной области посредством выбора материала волновода позволяет полностью подавить процесс температурной делокализации вплоть до 175°C .

1. Введение

Проблема увеличения мощности полупроводниковых лазеров остается актуальной и сегодня, что подтверждают многочисленные публикации, посвященные этому вопросу [1–6]. Современный уровень практических применений полупроводниковых лазеров потребовал для повышения их мощности углубленного понимания физических процессов, происходящих в квантово-размерных активных областях лазерных гетероструктур раздельного ограничения (РО ДГС) с расширенным волноводом при высоких рабочих температурах и уровнях токовой накачки. Температура активной области в современных мощных полупроводниковых лазерах может достигать в непрерывном режиме генерации $70\text{--}120^\circ\text{C}$ [7], что при технологически доступных составах полупроводниковых твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, образующих гетероструктуру, может приводить к увеличению концентрации носителей заряда в волноводе — к температурной делокализации носителей [8]. Это ведет к росту пороговой плотности тока [9] и к росту внутренних оптических потерь [10], что снижает выходную оптическую мощность и является одной из основных причин насыщения ватт-амперной характеристики мощных полупроводниковых лазеров [11].

В настоящей работе предпринята попытка детального исследования процесса температурной делокализации носителей заряда в квантово-размерных гетероструктурах раздельного ограничения GaAs/AlGaAs/InGaAs при внешнем нагреве полупроводникового лазера.

2. Экспериментальные образцы и основные методики исследований

Для исследования процессов накопления носителей заряда в волноводных слоях (процесса температурной

делокализации) были изготовлены лазерные симметричные и асимметричные квантово-размерные двойные гетероструктуры раздельного ограничения (РО ДГС) на основе системы твердых растворов GaAs/AlGaAs/InGaAs. Состав и толщина волноводных слоев в структурах варьировались в широких пределах. В таблице приведены характеристики исследуемых лазерных гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и гидридов) [12]. Все исследуемые гетероструктуры излучали на длине волны $\lambda \approx 1060$ нм.

Из лазерных гетероструктур по стандартной просторовой технологии формировались мезаполосковые лазеры с апертурой излучения ~ 100 мкм и различной длиной резонатора ($L = 1\text{--}3$ мм). Для наблюдения электролюминесцентных характеристик кристалл полупроводникового лазера монтировался на теплоотвод стандартным способом, в котором оптическая ось резонатора Фабри–Перо устанавливается перпендикулярно торцу теплоотвода. Затем проводились стандартные технологические операции монтажа. Для наблюдения спонтанного излучения из квантово-размерной активной области в режиме генерации перед монтажом в кристаллах полупроводниковых лазеров удалялась одна из ограничивающих мезаполосок. Затем оптическая ось резонатора Фабри–Перо лазерного кристалла устанавливалась параллельно внешнему торцу теплоотвода и проводилась операция пайки. Такое расположение кристалла позволяет регистрировать спонтанное излучение из активной области лазерной гетероструктуры в режиме генерации при высоких уровнях токовой накачки. Для полного подавления стимулированного излучения из торцов резонатора Фабри–Перо на зеркала активного элемента полупроводникового лазера устанавливались штorkи. Монтаж активного элемента проводился по стандартной технологии на индий и на припой марки

[¶] E-mail: nike@hpld.ioffe.ru

Параметры структур

Тип	Слой	Состав слоя	Толщина слоя	Уровень легирования
1	<i>p</i> -эмиттер	Al _{0.25} Ga _{0.75} As	1.5 мкм	Mg: $9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
	волновод	GaAs	0.65 мкм	Нелегированный
	активная область	InGaAs	90 Å	Нелегированный
	волновод	GaAs	1.05 мкм	Нелегированный
2	<i>p</i> -эмиттер	Al _{0.25} Ga _{0.75} As	1.5 мкм	Mg: $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
	волновод	Al _{0.1} Ga _{0.9} As	0.65 мкм	Нелегированный
	активная область	InGaAs	90 Å	Нелегированный
	волновод	Al _{0.1} Ga _{0.9} As	1.03 мкм	Нелегированный
3	<i>p</i> -эмиттер	Al _{0.12} Ga _{0.88} As	1.5 мкм	Mg: $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
	волновод	Al _{0.1} Ga _{0.9} As	0.63 мкм	Нелегированный
	активная область	InGaAs	90 Å	Нелегированный
	барьер	GaAs	300 Å	Нелегированный
4	<i>p</i> -эмиттер	Al _{0.22} Ga _{0.78} As	1.9 мкм	Mg: $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
	волновод	Al _{0.15} Ga _{0.85} As	0.59 мкм	Нелегированный
	активная область	InGaAs	90 Å	Нелегированный
	волновод	Al _{0.15} Ga _{0.85} As	0.59 мкм	Нелегированный
5	<i>p</i> -эмиттер	Al _{0.4} Ga _{0.6} As	1.5 мкм	Mg: $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
	волновод	Al _{0.2} Ga _{0.8} As	0.65 мкм	Нелегированный
	активная область	InGaAs	90 Å	Нелегированный
	волновод	Al _{0.2} Ga _{0.8} As	1.07 мкм	Нелегированный
<i>n</i> -эмиттер		Al _{0.25} Ga _{0.75} As	2 мкм	Si: $9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
		Al _{0.25} Ga _{0.75} As	1.5 мкм	Si: $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
<i>n</i> -эмиттер		Al _{0.22} Ga _{0.78} As	2 мкм	Si: $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$
		Al _{0.3} Ga _{0.7} As	1.94 мкм	Si: $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

ПОС. Это позволяло проводить температурные измерения, нагревая теплоотвод до 175°C.

Исследовалось спонтанное излучение из активной области и из волноводных слоев различных структур, параметры которых приведены в таблице, с применением стандартных электролюминесцентных методик. Экспериментальные результаты представлены как зависимости от температуры T отношения интенсивностей полос электролюминесценции из волноводного слоя (I_w) и активной области (I_a).

Для исследования спонтанного излучения из лазерных кристаллов в режиме генерации экспериментальные образцы были подобраны с приблизительно равными пороговыми плотностями тока ($\sim 130 \text{ А/см}^2$), для чего в некоторых пределах варьировалась длина резонатора. Толщина квантовых ям в активной области всех исследованных лазеров составляла 90 Å (см. таблицу). Плотность тока накачки, при которой проводились исследования, составляла величину 2.5 кА/см^2 при частоте

повторения импульсов 1 кГц и длительности 1 мкс. В таком режиме импульсной токовой накачки заметного перегрева активной области лазерной структуры не наблюдалось.

3. Температурная делокализация носителей заряда в квантово-размерных гетероструктурах GaAs/AlGaAs/InGaAs

На рис. 1 представлены полученные при разных температурах теплоотвода спектры излучения структуры типа 1 (см. таблицу). В этих лазерах на основе РОДГС с арсенидгаллиевым волноводом уже при комнатной температуре наблюдается люминесцентная полоса волноводного слоя ($\lambda = 900 \text{ нм}$), что свидетельствует о наличии электронов и дырок в волноводе (рис. 1). Пики вблизи $\lambda = 1050$ и 970 нм соответствуют излучательным переходам с 1-го и 2-го уровней размерного квантования электронов. В лазерах на основе РОДГС с Al_xGa_{1-x}As-волноводами, содержащими 10% алюминия (структура типа 2, см. таблицу), люминесцентной полосы волноводного слоя при комнатной температуре не наблюдалось, что свидетельствует о пренебрежимо малой концентрации в волноводе носителей заряда хотя бы одного знака.

Для сопоставления делокализации носителей заряда в структурах различных типов на рис. 2 приведено соотношение интенсивностей электролюминесценции волноводной и основной полос излучения на основе лазеров РОДГС с различным составом твердого раствора волноводного слоя в зависимости от температуры. Несмотря на то, что использование твердых растворов Al_xGa_{1-x}As увеличивает глубину квантово-размерной активной области, с увеличением температуры концентрация носителей заряда обоих знаков в волноводе

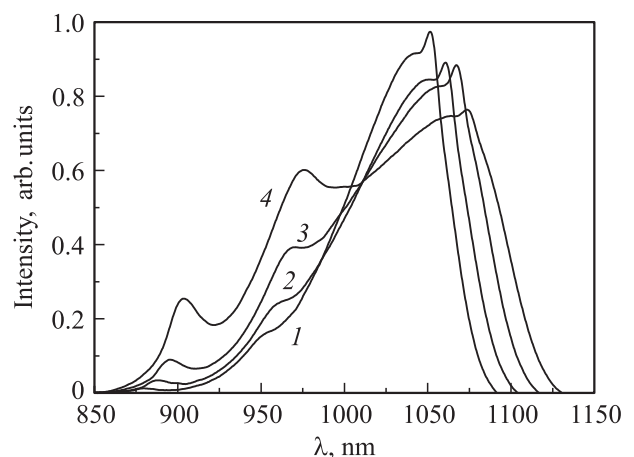


Рис. 1. Спектры спонтанной электролюминесценции в направлении, перпендикулярном оси резонатора полупроводникового лазера, для структуры типа 1. Ток накачки 2.4 кА/см^2 ; температура теплоотвода, °C: 1 — 20, 2 — 40, 3 — 60, 4 — 80.

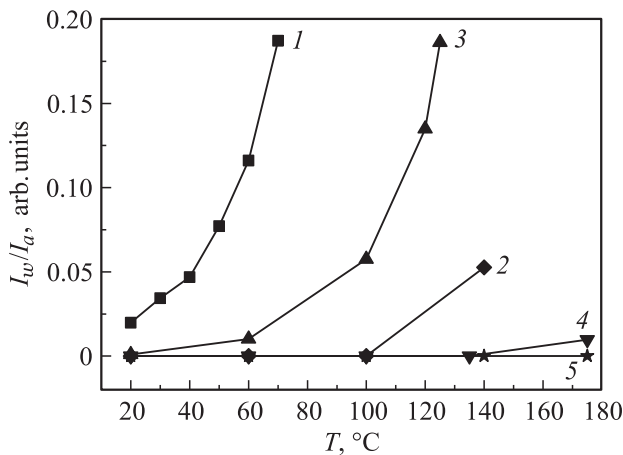


Рис. 2. Зависимости отношения интенсивности люминесценции волноводной полосы излучения (I_w) к интенсивности излучения из квантовой ямы (I_a) в полупроводниковых лазерах на основе различных типов РОДГС в зависимости от температуры. Номера кривых соответствуют типам структур (см. таблицу).

может возрастать (структура типа 2, см. таблицу). Это связано со смещением распределения носителей заряда, образующих „фермиевский хвост“, в область высоких энергий с увеличением температуры. При содержании 15% алюминия в волноводных слоях (структура типа 4, см. таблицу) излучение из волновода при нагреве структуры до 140°C не наблюдалось (рис. 2).

В лазерах с содержанием алюминия 20% в волноводных слоях РОДГС (тип 5, см. таблицу) электролюминесценция из волновода не регистрировалась вплоть до температуры 175°C (рис. 2). Полученный экспериментальный результат позволяет утверждать, что в исследованных РОДГС с квантово-размерной активной областью достаточной энергетической глубины при температурах теплоотвода 175°C в волноводных p - и n -слоях (p -волновод — часть волновода между активной областью и p -эмиттером, n -волновод — часть волновода между активной областью и n -эмиттером) не наблюдается накопления носителей заряда обоих знаков или их концентрация находится ниже порога чувствительности используемой методики.

Для количественного подтверждения экспериментальных результатов были проведены расчеты концентрации носителей заряда в различных волноводных слоях. Методика расчета приведена в работе [13], где была получена связь между концентрацией носителей в квантовой яме (КЯ) и концентрацией носителей в волноводной области на пороге генерации. Согласно работе [13], объемную концентрацию свободных электронов в волноводной области на пороге генерации n_{th}^{WG} в зависимости от двумерной концентрации электронов в квантовой яме n^{QW} можно рассчитать по следующим формулам:

$$n_{th}^{WG} = n_1^{WG} \left[\exp \left(\frac{n^{QW}}{N_c^{2D}} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

где

$$n_1^{WG} = N_c^{3D} \exp \left(-\frac{\Delta E_c - E_n}{k_B T} \right). \quad (2)$$

N_c^{2D} — двумерная эффективная плотность состояний в зоне проводимости КЯ, N_c^{3D} — объемная эффективная плотность состояний в зоне проводимости волноводной области, ΔE_c — разрыв края зоны проводимости на границе волноводная область–КЯ, E_n — энергия нижнего края подзоны размерного квантования электронов в КЯ, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Расчеты были проведены для структур с КЯ $Ga_{0.72}In_{0.28}As$ (толщина $d^{QW} = 90 \text{ \AA}$), помещенной в волноводные слои $GaAs$, $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ и $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$. Глубина КЯ ΔE_c относительно волновода рассчитывалась согласно [14]. Для $Ga_{0.72}In_{0.28}As/Al_xGa_{1-x}As$ $\Delta E_c = 166$ ($x = 0$), 231 ($x = 0.1$) и 297 мэВ ($x = 0.2$).

Плотность порогового тока лазера j_{th} , согласно [13], состоит из двух компонент:

$$j_{th} = j_{th}^{QW} + j_{th}^{WG}, \quad (3)$$

$$j_{th}^{QW} = eB_{2D} (n^{QW})^2, \quad (4)$$

$$j_{th}^{WG} = ed^{QW}B_{3D} (n_{th}^{WG})^2, \quad (5)$$

где j_{th}^{QW} — плотность тока рекомбинации в наноразмерной КЯ на пороге генерации, j_{th}^{WG} — паразитная компонента плотности порогового тока, обусловленная спонтанной излучательной рекомбинацией в волноводе, B_{2D} и B_{3D} — коэффициенты спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной КЯ и в объемном волноводе соответственно, d^{QW} — толщина КЯ, e — заряд электрона.

В работе [15] показано, что в аналогичных лазерных структурах с волноводом из $GaAs$ компонента порогового тока j_{th}^{QW} более чем на порядок превышает j_{th}^{WG} , поэтому волноводной компонентой порогового тока j_{th}^{WG} в (3) можно пренебречь. Для волноводов из $Al_xGa_{1-x}As$ различие j_{th}^{QW} и j_{th}^{WG} еще больше. В связи с этим в исследуемых в данной работе лазерах пороговая концентрация носителей в КЯ определялась из экспериментальной температурной зависимости плотности порогового тока j_{th} с использованием выражения (4). Величина двумерного коэффициента излучательной рекомбинации B_{2D} рассчитывалась согласно [16], и в $Ga_{0.72}In_{0.28}As$ квантовых ямах $B_{2D} = 2.51 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ при комнатной температуре. Вычисленная из экспериментальных значений плотности порогового тока пороговая концентрация носителей (в объемных единицах) в КЯ $Ga_{0.72}In_{0.28}As$ в структуре с волноводом из $GaAs$ составила $1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 20°C и $4.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 90°C, с волноводом из $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ — $1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 20°C и $3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 110°C, с волноводом из $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ — $1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 20°C и $3.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 110°C.

Далее с использованием формул (1) и (2) были рассчитаны концентрации носителей в волноводе при

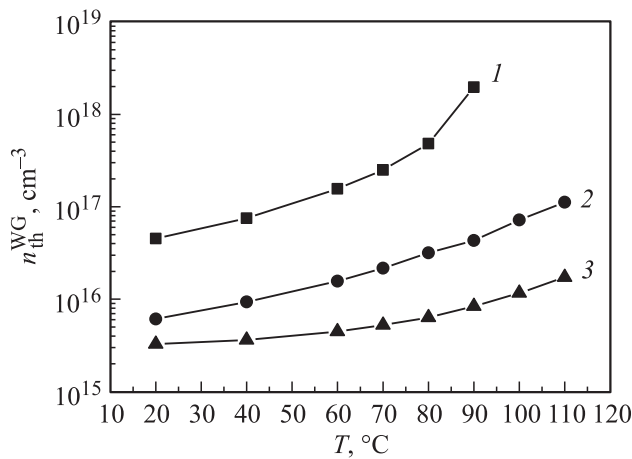


Рис. 3. Расчетные температурные зависимости пороговой концентрации электронов в волноводной области: 1 — GaAs-волновод, структура типа 1, 2 — Al_{0.1}Ga_{0.9}As-волновод, структура типа 2, 3 — Al_{0.2}Ga_{0.8}As-волновод, структура типа 5. Квантовая яма In_{0.28}Ga_{0.72}As толщиной 90 Å.

пороговой концентрации носителей заряда в активной области и при разной температуре.

На рис. 3 приведены расчетные зависимости пороговой концентрации носителей заряда в волноводе для структур с различными волноводами (типов 1, 2 и 5 — см. таблицу) от температуры. Расчеты показывают, что концентрация носителей заряда в волноводе может быть достаточно высокой, однако использование в лазере более широкозонных волноводов может на порядки уменьшить эту концентрацию.

При регистрации спонтанного излучения из волноводных слоев полупроводниковых лазеров на основе симметричной РОДГС невозможно определить, из *p*- или *n*-волновода наблюдается люминесценция.

Для определения части волновода, в которой преимущественно происходит спонтанное излучение, была изготовлена лазерная структура с различающимся составом *n*- и *p*-волноводов (тип 3). Преднамеренно внесенная асимметрия волновода потребовала повышения фактора оптического ограничения для достижения требуемого усиления. Поэтому активная область в РОДГС содержала две квантовые ямы. Для правомерности сравнения структур данного типа со структурами, содержащими одну квантовую яму в активной области, изменением длины резонатора выполнялось условие равенства пороговых концентраций в квантовых ямах исследуемых лазеров. В РОДГС типа 3 накопление носителей заряда в результате делокализации может происходить в арсенидгаллиевом *n*-волноводе и в *p*-волноводе Al_{0.1}Ga_{0.9}As. Спектр волновода структуры типа 3 содержал только полосу, соответствующую излучению в *n*-волноводе из GaAs, а полосы люминесценции *p*-волновода Al_{0.1}Ga_{0.9}As не наблюдалось. Этот экспериментальный результат позволяет нам предположить, что в РОДГС типа 3 наблюдается накопление дырок в *n*-волноводе из GaAs. Это происходит при более

высоких температурах (на 30–40°C), чем накопление электронов в *p*-волноводе из GaAs в структуре типа 1 с *n*- и *p*-волноводами из GaAs, как видно из сравнения кривых 1 и 3 на рис. 2.

Таким образом, из эксперимента следует, что в исследуемых РОДГС наблюдается делокализация как электронов, так и дырок. В случае невыполнения условий делокализации (низкая температура и глубокая квантово-размерная активная область) волноводной полосы не наблюдалось. Другими словами, в волноводном *p*-слое и в волноводном *n*-слое при протекании тока плотностью $j = 2.4 \text{ кА/см}^2$ и при невыполнении условий делокализации электроны отсутствуют в *p*-волноводе, а дырки отсутствуют в *n*-волноводе или их концентрация меньше чувствительности используемой в эксперименте аппаратуры.

4. Влияние уровня концентрации носителей заряда в активной области на процесс температурной делокализации носителей заряда в квантово-размерных гетероструктурах GaAs/AlGaAs/InGaAs

Величина концентрации носителей заряда в активной области оказывает влияние на накопление носителей заряда в волноводе. Концентрацию носителей заряда в квантово-размерной активной области полупроводникового лазера можно менять в некоторых пределах, изменяя длину резонатора. Это свойство было использовано для исследования влияния концентрации носителей заряда в активной области на процесс температурной делокализации.

Были получены спектры спонтанной электролюминесценции структуры типа 2 с длиной резонатора от 1 до 3 мм. Уменьшение длины резонатора от 3 до 1 мм соответствовало увеличению пороговой концентрации носителей в активной области при комнатной температуре от $1.7 \cdot 10^{18}$ до $2.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Пороговая концентрация рассчитывалась из пороговой плотности тока в лазере по формулам (3) и (4). На рис. 4 приведены зависимости отношения интенсивности люминесценции волноводной полосы излучения к основной для лазерных образцов с разной длиной резонатора в зависимости от температуры. Изменение пороговой концентрации при комнатной температуре в 1.65 раза в образцах с Al_xGa_{1-x}As-волноводом, содержащим 10% алюминия, приводит к резкому усилению температурной делокализации носителей заряда. В коротких образцах с максимальной пороговой концентрацией делокализация носителей заряда усиливается настолько, что уже при температуре 60°C наступает срыв генерации. Следует отметить, что для лазеров из той же РОДГС с длиной резонатора 3 мм при температуре 140°C процесс делокализации носителей заряда только начинается (рис. 4). Таким образом,

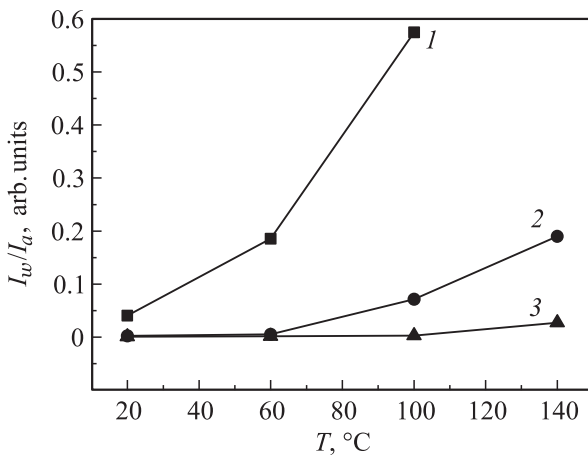


Рис. 4. Температурные зависимости отношения интенсивности люминесценции волноводной полосы излучения (I_w) к интенсивности излучения из квантовой ямы (I_a) в лазерах типа 2 с различной длиной L резонатора Фабри–Перо. L , мм: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3.

увеличение пороговой концентрации в активной области приводит к значительному возрастанию концентрации носителей заряда в волноводе, что существенно ухудшает мощностные характеристики лазера в непрерывном режиме генерации. Долгое время влияние величины порогового тока на максимально достижимую оптическую мощность в полупроводниковых лазерах считалось не существенным. Действительно, вклад порогового тока в общую величину тока накачки пренебрежимо мал, но процесс температурной делокализации сильно зависит от пороговой концентрации носителей заряда и существенно снижает максимально достижимую оптическую мощность излучения в непрерывном режиме генерации.

5. Обсуждение результатов и заключение

В полупроводниковых лазерах на основе квантово-размерных гетероструктур отдельного ограничения при высоких уровнях токовой накачки в непрерывном режиме генерации наблюдается явление температурной делокализации носителей заряда. Экспериментально делокализованные носители заряда можно зарегистрировать по наличию полосы электролюминесцентного излучения волноводного слоя РОДГС. В непрерывном режиме генерации в результате перегрева активной области относительно теплоотвода процесс температурной делокализации многократно усиливается, что в некоторых случаях приводит к срыву генерации. Увеличение температуры приводит к делокализации как электронов, так и дырок в волноводные слои. Установлено, что в исследованных лазерных структурах делокализация дырок начинается при более высоких температурах (выше на 30–40°C), чем делокализация электронов. В случае невыполнения условий делокализации ни для дырок, ни

для электронов люминесценции из волноводных слоев полупроводникового лазера на основе РОДГС в системе твердых растворов GaAs/AlGaAs/InGaAs не наблюдается. В этом случае в волноводных слоях присутствуют носители заряда только одного типа проводимости.

Кроме температуры и энергетической глубины квантовых ям на процесс температурной делокализации оказывает сильное влияние концентрация носителей заряда в активной области. Показано, что увеличение пороговой концентрации в 1.65 раз приводит к многократному усилению процесса температурной делокализации в исследованных структурах. В некоторых предельных случаях уровень концентрации делокализованных носителей заряда достаточен для срыва генерации излучения из квантовой ямы РОДГС. Температурную делокализацию можно подавить увеличением энергетической глубины квантовых ям активной области. В полупроводниковых лазерах, излучающих на длине волны 1060 нм, применение волноводов с содержанием 20% алюминия в твердых растворах $Al_xGa_{1-x}As$ позволяет полностью подавить делокализацию носителей заряда при температуре активной области вплоть до 175°C.

Список литературы

- [1] H. Wenzel. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **19** (5), 1502913 (2013).
- [2] В.В. Кабанов, Е.В. Лебедев, Г.И. Рябцев, А.С. Смалъ, М.А. Щемелев, Д.А. Винокуров, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **46** (10), 1339 (2012).
- [3] A. Malag, E. Dabrowska, M. Teodorczyk, G. Sobczak, A. Kozłowska, J. Kalbarczyk. IEEE J. Quantum Electron., **48** (4), 465 (2012).
- [4] P. Crump, G. Erbert, H. Wenzel. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **19** (4), 1501211 (2013).
- [5] A. Pietrzak, P. Crump, H. Wenzel, G. Erbert, F. Bugge, G. Trankle. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **17** (6), 1715 (2011).
- [6] T. Morita, T. Nagakura, K. Torii, M. Takauji, J. Maeda, M. Miyamoto, H. Miyajima, H. Yoshida. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **19** (4), 1502104 (2013).
- [7] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Pietrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Häusler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert. Proc. SPIE, **7198**, 9 (2009).
- [8] И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Д.А. Веселов, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. ФТП, **46** (9), 1230 (2012).
- [9] И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Н.А. Рудова, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Д.А. Веселов, К.В. Бахвалов, И.С. Тарасов. ФТП, **46** (9), 1234 (2012).
- [10] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Подоскин, И.С. Тарасов. ФТП, **44** (10), 1411 (2010).
- [11] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **40** (22), 1413 (2004).

- [12] П.В. Булаев, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, Д.Н. Николаев, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, А.Д. Бондарев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов. *ФТП*, **36** (9), 1144 (2002).
- [13] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. *ФТП*, **45**, 1553 (2011).
- [14] M.P.C.M. Krijn. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27 (1991).
- [15] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. *Квантовая электроника*, **46**, 428 (2013).
- [16] Л.В. Асрян. *Квантовая электроника*, **35**, 1117 (2005).

Редактор Л.В. Шаронова

On the temperature delocalization of charge carriers in quantum-sized GaAs/AlGaAs/InGaAs heterostructures

N.A. Pikhtin, A.V. Lyutetskiy, D.N. Nikolaev, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, V.V. Shamakhov, I.S. Shashkin, A.D. Bondarev, L.S. Vavilova, I.S. Tarasov

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

Abstract The phenomenon of temperature delocalization in semiconductor lasers based on MOVPE-grown symmetric and asymmetric separate-confinement heterostructures (wavelength $\lambda = 1060$ nm) have been studied. Experimental and estimated assessments show that waveguide carrier density increases by one order with increase in temperature of the semiconductor laser by 100°C. It is found that the active region temperature rise leads to an intensification of both electrons and holes temperature delocalization. It has been demonstrated that holes delocalization takes its rise at higher temperatures than that for electrons. It has been deduced from experiments that the temperature delocalization onset depends on room temperature threshold carrier density in the laser active region. It is found that the increase of the energy depth of the active region by the waveguide material selection allows us to completely suppress the temperature delocalization process up to 175°C.