

Температурная зависимость внутренних оптических потерь в полупроводниковых лазерах ($\lambda = 900\text{--}920\text{ нм}$)

© Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко[¶], И.С. Шашкин, М.А. Ладугин*, А.А. Мармалюк*, А.А. Подоскин, 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 в непрерывном режиме генерации с ростом тока накачки и температуры активной области растет пороговая концентрация в активной области и волноводных слоях лазерной гетероструктуры раздельного ограничения. Экспериментально установлено, что в диапазоне температур $20\text{--}140^\circ\text{C}$ величина стимулированного квантового выхода остается неизменной. Показано, что температурная делокализация носителей заряда ведет к росту концентрации носителей заряда в волноводных слоях лазерной гетероструктуры. Суммарный рост внутренних оптических потерь на рассеяние на свободных носителях заряда в слоях активной области и волноводных слоях лазерной гетероструктуры ведет к снижению дифференциальной квантовой эффективности и к насыщению ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров в непрерывном режиме генерации.

1. Введение

Увеличение оптической мощности полупроводниковых лазеров является одной из основных задач на пути к расширению областей их применения. Наибольший уровень сложности эта проблема приобретает при непрерывном режиме работы полупроводниковых лазеров. Насыщение ватт-амперной характеристики, ограничивающее излучаемую оптическую мощность в непрерывном режиме генерации, связано с ростом температуры активной области. Поскольку исключить влияние этого фактора невозможно, необходимо снизить его вклад. Нами было показано, что переход к импульсному режиму токовой накачки позволяет увеличить излучаемую оптическую мощность более чем на порядок [1]. Линейность ватт-амперной характеристики в лазерах, работающих в импульсном режиме генерации, сохраняется до токов, на порядок превышающих токи насыщения ватт-амперной характеристики этих же лазеров в непрерывном режиме генерации [2]. Увеличение непрерывного тока накачки в полупроводниковых лазерах проявляется в перегреве активной области относительно теплоотвода, росте пороговой плотности тока и снижении дифференциальной квантовой эффективности [3]. В теоретических работах [4–8] были исследованы различные факторы, оказывающие влияние на достигаемую величину максимальной оптической мощности, однако единого мнения о причине, ограничивающей эту величину, нет.

Цель настоящей статьи состояла в экспериментальном исследовании внутренних оптических потерь как причины насыщения ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров в непрерывном режиме генерации.

2. Экспериментальные образцы

Для исследований были выбраны три типа лазерных асимметричных гетероструктур раздельного ограничения на основе системы твердых растворов AlGaAs/InGaAs: в лазерной гетероструктуре типа 1 активная область расположена между промежуточными слоями GaAs; в лазерной гетероструктуре типа 2 активная область расположена непосредственно между волноводными слоями AlGaAs; в лазерной гетероструктуре типа 3 число активных областей, расположенных непосредственно между слоями волновода, увеличено до 4. В таблице приведены характерные значения толщин и составы эпитаксиальных слоев, составляющих лазерные асимметричные гетероструктуры раздельного ограничения различных типов. Лазерные гетероструктуры были изготовлены методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металл-органических соединений) [9]. Из лазерных гетероструктур по стандартной технологии изготовлены мезаполосковые лазеры с апертурой излучения 100 мкм и различной длиной резонатора. После монтажа на теплоотвод в экспериментальных образцах лазеров исследовались температурные зависимости их пороговых, спектральных и мощностных характеристик.

[¶] E-mail: sergHPL@mail.ioffe.ru

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 Å		»
	активная область	In _x Ga _{1-x} As	100 Å		»
	спейсер	GaAs	70 Å		»
	волновод	Al _{0,31} Ga _{1-x} As	1.25 мкм		»
2	<i>n</i> -эмиттер	Al _{0,5} Ga _{1-x} As	1.87 мкм	1	Si: 10 ¹⁸ см ⁻³
	<i>p</i> -эмиттер	Al _{0,5} Ga _{1-x} As	1.58 мкм		C: 10 ¹⁸ см ⁻³
	волновод	Al _{0,31} Ga _{1-x} As	0.48 мкм		Нелегированный
	активная область	In _x Ga _{1-x} As	50 Å		»
3	волновод	Al _{0,31} Ga _{1-x} As	0.89 мкм	4	»
	<i>n</i> -эмиттер	Al _{0,5} Ga _{1-x} As	1.64 мкм		Si: 10 ¹⁸ см ⁻³
	<i>p</i> -эмиттер	Al _{0,5} Ga _{1-x} As	1.61 мкм		C: 10 ¹⁸ см ⁻³
	волновод	Al _{0,31} Ga _{1-x} As	0.47 мкм		Нелегированный
	активная область	In _x Ga _{1-x} As	50 Å		»
	барьер	Al _{0,31} Ga _{1-x} As	300 Å		»
	волновод	Al _{0,31} Ga _{1-x} As	0.88 мкм	3	»
	<i>n</i> -эмиттер	Al _{0,5} Ga _{1-x} As	1.68 мкм		Si: 10 ¹⁸ см ⁻³

3. Температурная зависимость внутренних оптических потерь

Из хорошо известного выражения для внешней дифференциальной квантовой эффективности (η_d)

$$\eta_d = \eta_i \frac{L^{-1} \ln R^{-1}}{\alpha_i + L^{-1} \ln R^{-1}}, \quad (1)$$

где η_i — внутренний квантовый выход стимулированного излучения, L — длина резонатора, R — коэффициент отражения зеркала резонатора ($R = 0.3$), α_i — внутренние оптические потери, можно определить параметры, от которых зависит снижение дифференциальной квантовой эффективности. Это внутренний квантовый выход стимулированного излучения, внутренние оптические потери, а также внешние оптические потери, связанные с длиной резонатора и коэффициентами отражения зеркала. Для выбранного полупроводникового лазера с увеличением тока накачки и соответственно температуры активной области могут изменяться только стимулированный квантовый выход и внутренние оптические потери.

Экспериментальная зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора полупроводникового лазера позволяет определить величину внутреннего квантового выхода стимулированного излучения и суммарных внутренних оптических потерь. Для каждого типа исследуемых лазерных гетероструктур в образцах лазерных диодов были измерены значения внешней дифференциальной квантовой эффективности и пороговой плотности тока в диапазоне температур 20–140°C при импульсном

режиме накачки (длительность импульса $\tau = 0.5$ –1 мкс, частота $f = 1$ кГц). Длина резонатора Фабри–Перо варьировались от 600 до 3500 мкм. Температура медного теплоотвода стабилизировалась с помощью мощного элемента Пельтье с водяным охлаждением радиатора и дополнительной электрической печкой, установленной непосредственно на медном держателе теплоотвода. Измерение температуры теплоотвода производилось термоматчиком, закрепленным вблизи лазерного кристалла.

На рис. 1 приведены зависимости обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора полупроводниковых лазеров на

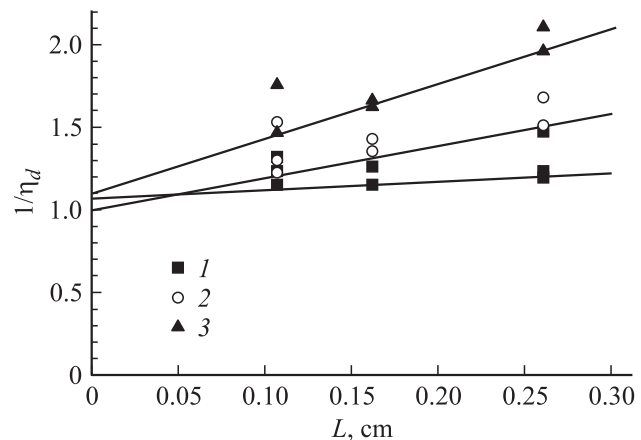


Рис. 1. Зависимости обратной величины дифференциальной квантовой эффективности (η_d) от длины резонатора (L) полупроводниковых лазеров — гетероструктура типа 3. Температура, °C: 1 — 20, 2 — 70, 3 — 140.

основе лазерной гетероструктуры типа 3 при различных температурах. Аналогичные зависимости были получены для гетероструктур двух других типов. Основной особенностью полученных зависимостей является близкая к 100% величина внутреннего квантового выхода стимулированного излучения, определяемая из пересечения зависимостей с осью ординат. Для всех типов лазерных гетероструктур величина η_i в диапазоне температур 20–140°C составляла 90–95% с погрешностью 5%, допустимой при экспериментальном определении. Из этого следует, что при увеличении тока накачки и перегреве активной области лазерной гетероструктуры в диапазоне температур 20–140°C за порогом генерации не возникает токовых утечек, приводящих к снижению внешней дифференциальной квантовой эффективности. Независимость величины η_i от температуры в диапазоне 20–140°C означает, что насыщение ватт-амперной характеристики в непрерывном режиме генерации происходит из-за увеличения внутренних оптических потерь, обусловленных перегревом активной области.

На рис. 2 показаны температурные зависимости пороговой плотности тока (J_{th}), приведенной к толщине активной области 5 нм, для полупроводниковых лазеров с длиной резонатора, соответствующей максимальной внешней дифференциальной квантовой эффективности. Используя экспериментальные значения порогового тока (рис. 2) и выражение [10]

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

где q — заряд электрона, d_{QW} — толщина квантовой ямы, N — количество квантовых ям, B — коэффициент излучательной рекомбинации, были рассчитаны температурные зависимости пороговой концентрации носителей заряда в активной области (n_{th}) (рис. 3).

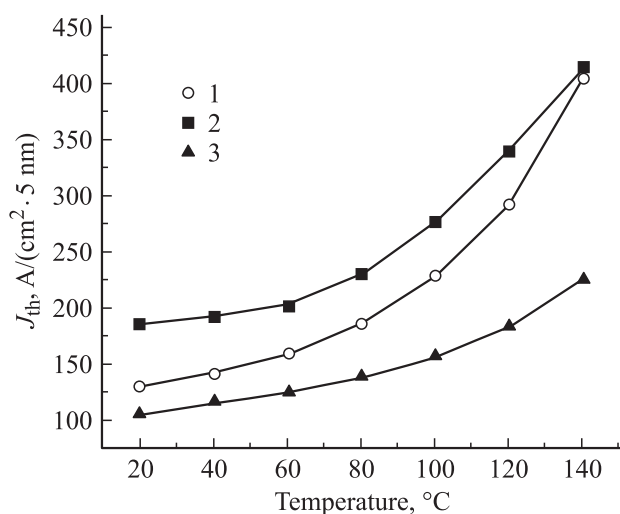


Рис. 2. Температурные зависимости пороговой плотности тока (J_{th}), приведенной к толщине активной области 5 нм, для полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур типов 1, 2, 3 (номера указаны).

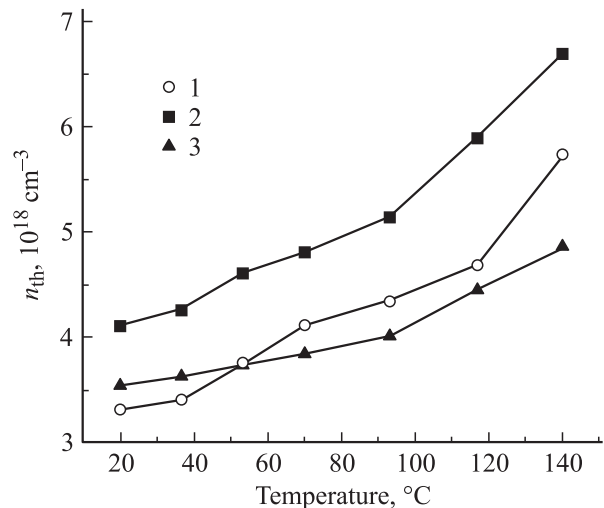


Рис. 3. Температурная зависимость пороговой концентрации носителей заряда (n_{th}) в активной области полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур типов 1, 2, 3 (номера указаны).

При расчете принималось, что пороговые концентрации электронов (n_{th}) и дырок (p_{th}) одинаковы. Из полученных зависимостей (рис. 3) видно, что в диапазоне температур 20–140°C для полупроводниковых лазеров, изготовленных из лазерных структур трех типов, наблюдается существенный рост величины n_{th} . Максимальное значение пороговой концентрации носителей заряда достигается в лазерах, изготовленных из гетероструктур типа 2, и составляет $6.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Одна из причин такого температурного роста пороговой концентрации носителей заряда — это увеличение внутренних оптических потерь на рассеяние в активной области полупроводниковых лазеров. Температурную зависимость величины внутренних оптических потерь в активной области (α_{QW}) можно рассчитать с учетом фактора оптического ограничения (Γ_{QW}) по известной формуле

$$\alpha_{QW} = \Gamma_{QW}n_{th}(\sigma_n + \sigma_p), \quad (3)$$

где σ_n , σ_p — сечения рассеяния света на электронах и дырках соответственно.

На рис. 4, а представлены температурные зависимости внутренних оптических потерь в активной области исследуемых полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур трех типов. На рис. 4, б приведены температурные зависимости суммарных внутренних оптических потерь, экспериментально определенными из зависимостей обратной величины дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора лазерного диода (рис. 1). Суммарные внутренние оптические потери во всех типах гетероструктур превышают в несколько раз внутренние оптические потери в активной области при температуре 140°C. Суммарные оптические потери состоят из потерь в слоях активной области, в волноводных слоях и эмиттерных p - и n -слоях [11,12]. Реализация

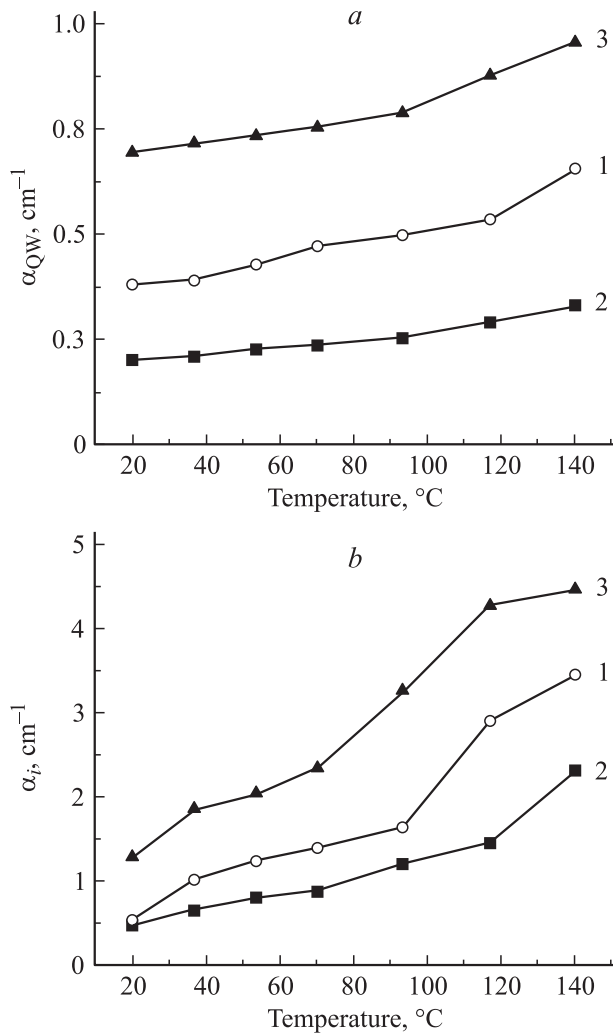


Рис. 4. Температурные зависимости внутренних оптических потерь в активной области (а) и суммарных внутренних оптических потерь (б) полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур типов 1, 2, 3 (номера указаны).

концепции мощных полупроводниковых лазеров в асимметричных гетероструктурах раздельного ограничения с расширенным волноводом позволяет снизить фактор оптического ограничения в эмиттерных слоях до величины менее 1.5% [12,13]. В диапазоне температур 20–140°C концентрация носителей заряда в эмиттерных слоях не претерпевает изменений, способных повлиять на суммарные внутренние оптические потери. Из этого следует, что температурный рост суммарных внутренних оптических потерь состоит из потерь в активной области и в волноводных слоях лазерной гетероструктуры. Данные, приведенные на рис. 4, позволяют последовательно рассчитать температурную зависимость внутренних оптических потерь и температурный рост концентрации носителей заряда в волноводных слоях. На рис. 5 приведены расчетные температурные зависимости концентрации носителей заряда в волноводных слоях (n_{WG}), величина которых способна обеспечить насыщение ватт-

амперных характеристик исследуемых полупроводниковых лазеров. Для насыщения ватт-амперных характеристик достаточно увеличения концентрации носителей заряда в расширенном волноводе асимметричной структуры от $3 \cdot 10^{16}$ до $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Эффект температурной делокализации и роста концентрации носителей заряда в волноводных слоях был обнаружен нами в лазерах, излучающих на длине волны 1060–1100 нм [14]. Одной из причин температурной делокализации носителей заряда была малая энергетическая глубина квантово-размерных активных областей лазерных гетероструктур. Для исследуемых структур выше было показано (рис. 3), что рост температуры приводит к увеличению пороговой концентрации носителей заряда и их перераспределению в высокоэнер-

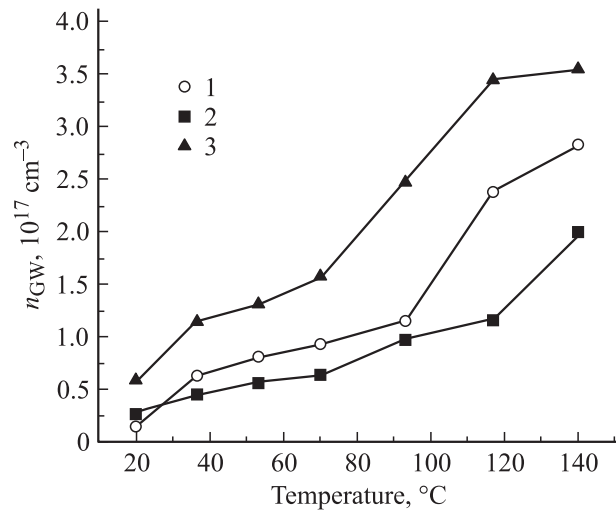


Рис. 5. Температурные зависимости концентрации носителей заряда в волноводных слоях (n_{WG}) полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур типов 1, 2, 3 (номера указаны).

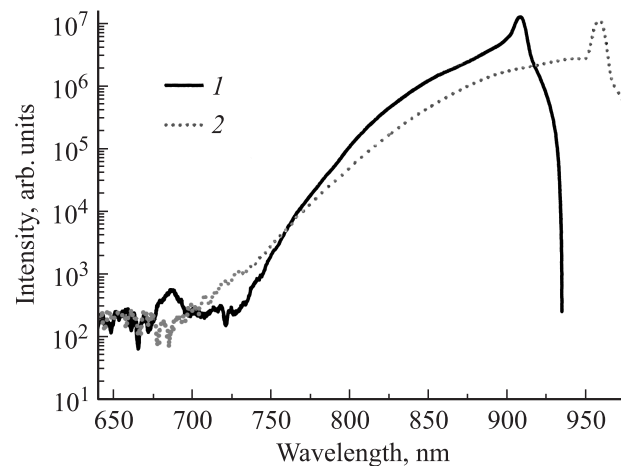


Рис. 6. Спектры спонтанного излучения полупроводникового лазера, изготовленного на основе структуры типа 2, при токе накачки 13 А и температуре теплоотвода, °С: 1 — 20, 2 — 140.

гетичные состояния. В результате энергетической глубины квантово-размерных ям активной области также становится недостаточно для ограничения носителей заряда. Для подтверждения эффектов делокализации и увеличения концентрации носителей заряда в волноводе лазеров, излучающих в диапазоне длин волн 900–920 нм, были исследованы спектры спонтанного излучения при температурах 20 и 140°С. Спектральные зависимости приведены на рис. 6 для лазеров на основе гетероструктур типа 2. Аналогичные зависимости были исследованы для гетероструктур двух других типов. При температуре 140°С коротковолновый край спектра спонтанного излучения перекрывается с полосой излучения волновода. Это значит, что хвосты температурного распределения электронов и дырок перекрываются с разрешенными состояниями волноводного слоя. В результате квантовая яма не локализует все носители заряда, необходимые для достижения пороговой концентрации, и волноводный слой заполняется делокализованными носителями заряда. При температуре 20°С коротковолновый край спектра спонтанного излучения не перекрывается с полосой излучения волновода, из чего следует, что делокализация носителей заряда в волноводных слоях отсутствует. В результате температурной делокализации носителей заряда в волноводных слоях исследуемых лазерных гетероструктур происходит рост внутренних оптических потерь на рассеяние на свободных носителях заряда в волноводных слоях.

4. Заключение

В полупроводниковых лазерах в непрерывном режиме генерации с увеличением тока накачки происходит температурный перегрев активной области лазерной гетероструктуры относительно теплоотвода. Рост температуры приводит к увеличению пороговой концентрации носителей заряда и их перераспределению в высокоэнергетичные состояния. Температурное размытие носителей заряда по энергетическим уровням приводит к делокализации носителей заряда в волноводные слои лазерной гетероструктуры раздельного ограничения.

Рост концентрации носителей заряда в активной области и волноводных слоях лазерной гетероструктуры ведет к увеличению внутренних оптических потерь и, как следствие, к снижению дифференциальной квантовой эффективности. Снижение дифференциальной квантовой эффективности приводит к насыщению ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров в непрерывном режиме генерации.

Работа выполнена при поддержке программы президента РАН № 27, программы ОФН РАН III-7 Госконтракта № П2319 и со стороны программы поддержки научных школ по теме „Физика, технология и применение наногетероструктур“.

Список литературы

- [1] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, А.В. Рожков, Н.А. Рудова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщёв, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **32** (16), 47 (2006).
- [2] I.S. Tarasov, N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, D.A. Vinokurov, V.A. Kapitonov, M.A. Khomylev, A.Yu. Leshko, A.V. Lyutetskiy, A.L. Stankevich. Spectrochim. Acta A, **66** (4–5), 819 (2007).
- [3] 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).
- [4] L.V. Asryan, S. Luryi. IEEE J. Quant. Electron., **40** (7), 833 (2004).
- [5] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **39** (3), 404 (2003).
- [6] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. J. Appl. Phys., **97**, 113 106 (2005).
- [7] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. J. Appl. Phys., **97**, 123 103 (2005).
- [8] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. J. Appl. Phys., **101**, 123 115 (2007).
- [9] Д.А. Винокуров, В.П. Коняев, М.А. Ладугин, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, А.Н. Петрунов, Н.А. Пихтин, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, А.В. Сухарев, Н.В. Фетисова, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов. ФТП, **44** (2), 251 (2010).
- [10] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (John Wiley & Sons, Inc., 1995).
- [11] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **38** (3), 374 (2004).
- [12] С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38** (12), 1477 (2004).
- [13] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налёт, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **39** (3), 388 (2005).
- [14] С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **44** (5), 688 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

A temperature dependence of the internal optical loss in semiconductor lasers ($\lambda = 900\text{--}920\text{ nm}$)

*N.A. Pikhin, S.O. Slipchenko, I.S. Shashkin,
M.A. Ladugin*, A.A. Marmalyuk*, A.A. Podoskin,
I.S. Tarasov*

Ioffe 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 $\lambda = 900\text{--}920\text{ nm}$) manufactured using MOCVD epitaxy and based on asymmetric separate-confinement heterostructures with broadened waveguide have been examined. It has been found that the threshold concentration in the active region and in the waveguide layers of the separate-confinement laser heterostructure increases with pump current rise in CW mode and with active region temperature rise. It has been deduced from the experiments that the stimulated quantum efficiency value within the temperature range $20\text{--}140^\circ\text{C}$ remains invariant. It has been demonstrated that temperature delocalization of the carriers leads to carrier density increase in the laser heterostructure waveguide layers. The total increase of the free carrier scattering internal optical loss in the active and waveguide layers of the laser heterostructure results in the differential quantum efficiency decrease and in the light-current characteristics saturation of the semiconductor lasers operating in CW mode.