

AlGaAs/GaAs/InGaAs-лазеры со сверхузким волноводом

Ю.К.Бобрецова, Д.А.Веселов, А.А.Климов, Л.С.Вавилова,
В.В.Шамахов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин

Разработаны, изготовлены и исследованы полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1000–1100 нм на основе гетероструктур со сверхузким волноводом. Комплекс измерений включает исследования вольт-амперных и ватт-амперных характеристик, распределение интенсивности излучения в дальней зоне и внутренних оптических потерь. Показано, что лазеры со сверхузким волноводом имеют пороговую плотность тока $\sim 75 \text{ А/см}^2$, внутренний квантовый выход, близкий к 100%, и внутренние оптические потери вблизи порога генерации менее 1 см^{-1} , что соответствует уровню стандартных гетероструктур. Показана возможность получения мощности генерации до 5 Вт в непрерывном режиме и до 30 Вт в импульсном режиме работы при расходимости излучения на полувысоте 17.8° . Установлено, что градиент токовой зависимости внутренних оптических потерь в лазерах со сверхузким волноводом может быть заметно ниже, чем в лазерах стандартной конструкции, однако их внутренний квантовый выход падает с ростом тока накачки до 40%. Показано, что использование барьерных слоев в конструкции лазера со сверхузким волноводом позволяет существенно уменьшить падение внутреннего квантового выхода.

Ключевые слова: коэффициент поглощения, полупроводниковый лазер, внутренние оптические потери, импульсная накачка, энергетический барьер, сверхузкий волновод.

1. Введение

Актуальной задачей при разработке мощных полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 1000–1100 нм является улучшение выходных оптических характеристик, таких как выходная оптическая мощность, коэффициент полезного действия, пространственная и спектральная яркость излучения. Наиболее эффективные лазеры изготавливаются на основе двойной гетероструктуры раздельного ограничения с квантово-размерной активной областью и расширенным волноводом. На данный момент лазеры на основе этой конструкции имеют близкие к 100% значения внутреннего квантового выхода и низкие внутренние оптические потери на пороге генерации [1], однако и у них имеет место насыщение ватт-амперной характеристики (ВтАХ), которое препятствует дальнейшему повышению выходных характеристик. Многие исследования [2–6] показали, что основной причиной насыщения является рост внутренних оптических потерь при росте тока накачки и температуры.

Развитие технологии полупроводниковых лазеров позволило снизить внутренние оптические потери на дефектах и неоднородностях гетероструктур, поэтому в настоящее время внутренние оптические потери на пороге генерации определяются в основном поглощением на свободных носителях в активной области. Авторы работ [5, 6] связывают рост внутренних оптических потерь с ростом концентрации носителей заряда в волноводе. Одним из возможных решений для минимизации внутренних

оптических потерь и, следовательно, улучшения лазерных характеристик является уменьшение толщины волновода до минимальных значений так, чтобы лазерное излучение распространялось в материале эмиттеров, где концентрация носителей изменяется слабо. Использование профильного легирования эмиттеров, успешно примененное для лазеров с длиной волны 1550 нм, позволило существенно повысить максимальную мощность [7].

Цель настоящей работы – расчет и изготовление рабочих лазерных образцов на основе гетероструктур со сверхузким волноводом, излучающих на длинах волн 1000–1100 нм, исследование влияния на лазерные характеристики таких базовых параметров, как профиль легирования, толщина волновода, наличие энергетических барьерных слоев. Ниже представлены наши первые результаты по созданию и исследованию AlGaAs/InGaAs/GaAs-лазеров с оптимальной конструкцией сверхузкого волновода.

2. Экспериментальные образцы

Лазеры изготавливались на основе выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии двойных гетероструктур раздельного ограничения с квантово-размерными активными областями в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs. Параметры всех выращенных гетероструктур приведены в табл.1. В качестве эталонной гетероструктуры была выбрана конструкция 1 с расширенным до 3 мкм слаболегированным волноводом и двумя квантовыми ямами InGaAs, рассчитанными на излучение с $\lambda = 1040 \text{ нм}$. В состав конструкции 2 входили сверхузкий нелегированный волновод толщиной 210 нм и область распространения волны, включающая в себя слаболегированные части эмиттеров. Суммарная толщина этой области была примерно 2.4 мкм. Конструкция 3 имела также нелегированный сверхузкий волновод толщиной 150 нм и энергетические барьеры на границах волновод–эмиттер,

Ю.К.Бобрецова, Д.А.Веселов, А.А.Климов, Л.С.Вавилова, В.В.Шамахов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: bobretsova@mail.ioffe.ru, nike@hpld.ioffe.ru

Поступила в редакцию 27 декабря 2018 г.

Табл.1. Конструкции исследуемых гетероструктур.

Слои структуры	Номер конструкции, состав, толщина, легирование слоев		
	1	2	3
Подложка	GaAs	GaAs	GaAs
Буферный	GaAs максимальное, N ⁺	GaAs максимальное, N ⁺	GaAs максимальное, N ⁺
N-эмиттер	AlGaAs (10%) 1.5 мкм максимальное, N	AlGaAs (15%) 1 мкм максимальное, N	AlGaAs (15%) 1 мкм максимальное, N
		1.2 мкм минимальное, p	2 мкм минимальное, p
Барьер	–	–	AlGaAs (30%) 300 Å минимальное, p
Волновод	GaAs 1.73 мкм минимальное, p	GaAs 1000 Å	GaAs 700 Å
	0.2 мкм нелегированный	нелегированный	нелегированный
КЯ	две КЯ InGaAs по 90 Å	InGaAs 90 Å	InGaAs 90 Å
Волновод	GaAs 0.2 мкм нелегированный	GaAs 1000 Å	GaAs 700 Å
	1 мкм минимальное, p	нелегированный	нелегированный
Барьер	–	–	AlGaAs (30%) 300 Å минимальное, p
P-эмиттер	AlGaAs (30%) 1 мкм максимальное, P	AlGaAs (15%) 1.2 мкм минимальное, p	AlGaAs (15%) 2 мкм минимальное, p
		1 мкм максимальное, P	1 мкм максимальное, P
Контакт- ный	GaAs 0.3 мкм максимальное, P ⁺	GaAs 0.3 мкм максимальное, P ⁺	GaAs 0.3 мкм максимальное, P ⁺

которые предположительно должны препятствовать утечке носителей заряда из волновода в эмиттер. Толщина слабелегированной части эмиттеров в конструкции 3 суммарно составляла около 4 мкм. Конструкции 2 и 3 содержали по одной квантовой яме InGaAs на длину волны генерации 1040 нм.

Все лазеры создавались по стандартной технологии «глубокая меза» с шириной апертуры 100 мкм, ограниченной протравленными сквозь гетероструктуру под наклоном мезами, подавляющими возникновение замкнутых мод. Лазеры изготавливались с различными длинами резонатора и коэффициентами отражения зеркал, образованных естественными сколами. Для стандартных измерений ВТАХ и спектров использовались лазеры с длиной резонатора $L = 3000$ мкм и коэффициентами отражения зеркал 5% и 95%, полученными путем нанесения диэлектрических покрытий. Лазерные образцы, исследуемые методом ввода зондирующего излучения, имели резонатор длиной 5100 мкм и два просветленных зеркала ($R \leq 5\%$); лазерные кристаллы монтировались на медные теплоотводы. При исследовании изменения коэффициента

поглощения обеспечивался свободный доступ к обоим зеркалам резонатора, для чего использовался теплоотвод, длина которого была меньше длины лазерного обреза.

3. Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования образцов с резонаторами длиной 3 мм проводились в несколько этапов. На первом этапе проводилось стандартное измерение в непрерывном режиме ватт-амперных и вольт-амперных (ВАХ) характеристик, а также измерение угла расходимости излучения по быстрой оси (перпендикулярно слоям гетероструктуры) при комнатной температуре. На втором этапе регистрировались ВТАХ лазеров в импульсном режиме работы (100 нс, 1 кГц) по методике, изложенной в [8]. Значения пиковой мощности P_{peak} при определенном токе накачки в этом случае вычислялись по формуле

$$P_{\text{peak}} = \frac{P_{\text{av}} - P_{\text{d}}}{f\tau}, \quad (1)$$

где P_{av} и P_{d} – средняя и темновая мощности, определяемые по болометру; f – частота следования; τ – длительность импульса (значения, полученные по осциллограмме лазерного импульса).

Исследование ВАХ лазеров позволило сравнить их основные электрические характеристики: напряжение отсечки и последовательное сопротивление, которые определялись аппроксимацией ВАХ на участке между 1А и 2А прямой с наклоном, соответствующим последовательному сопротивлению; прямая пересекалась с осью напряжений в точке, отвечающей напряжению отсечки. Полученные результаты представлены в табл.2.

Значения внутренних оптических потерь α_{int} , внутреннего квантового выхода η_{int} и характеристической пороговой плотности тока J_{th} ($1/L = 0$) (табл.2) определялись в непрерывном режиме работы стандартным методом при измерении ВТАХ лазеров с разной длиной резонатора вблизи порога генерации. Для всех исследуемых гетероструктур внутренний квантовый выход на пороге генерации был близок к 100%, а внутренние оптические потери – ниже 1 см^{-1} . Для лазеров на основе гетероструктур 2 и 3 со сверхзуким волноводом достигнута характеристическая пороговая плотность тока $\sim 75 \text{ А/см}^2$, что соответствует уровню стандартных лазерных конструкций. В связи с большим количеством квантовых ям в гетероструктуре 1 пороговая плотность тока была значительно выше.

Табл.2. Основные параметры исследуемых гетероструктур.

Средние значения	Конструкция 1	Конструкция 2	Конструкция 3
R_{d} (МОм)	49	87	208
U_{cut} (В)	1.145	1.2	1.25
η_{int} (%)	98	93	95
α_{int} (см^{-1})	0.71	0.6	0.49
J_{th} ($1/L = 0$) (А/см^2)	121	76	78
P_{cw} ($I = 5 \text{ А}$) (Вт)	4.1	3.6	4.2
P_{pulse} ($I = 50 \text{ А}$) (Вт)	38	21	25
θ_{FWHM} (град)	19.6	28.5	17.8

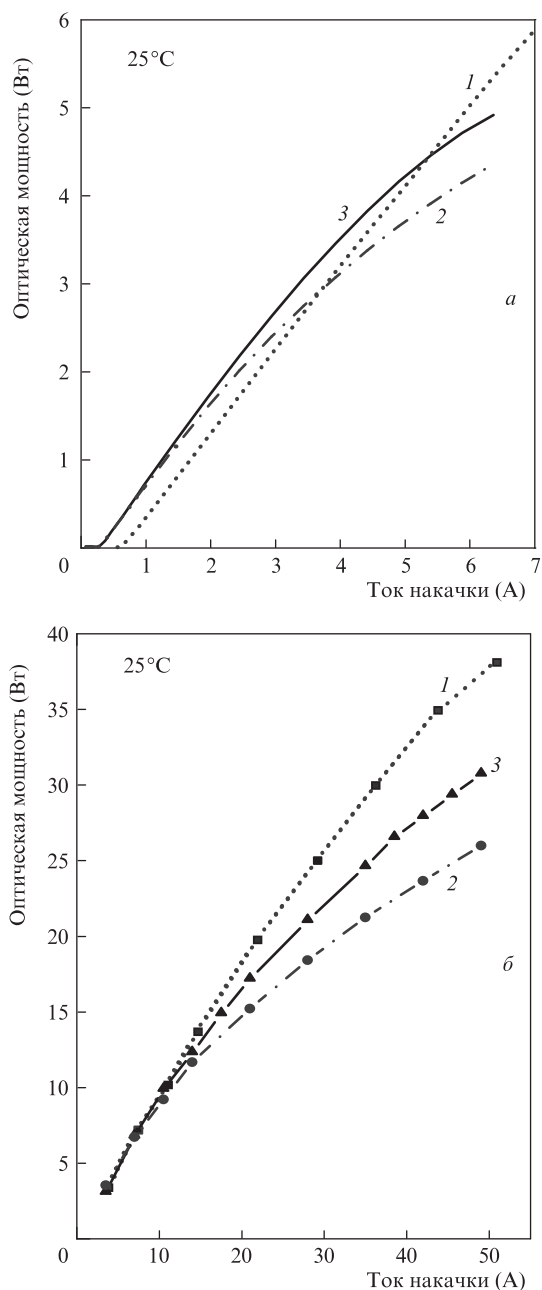


Рис.1. Ватт-амперные характеристики лазеров в непрерывном режиме (а) и в импульсном режиме работы (б). Кривые 1, 2, 3 соответствуют лазерам на основе гетероструктур 1, 2 и 3.

На рис.1 приведены характерные зависимости оптической мощности исследуемых лазерных образцов от тока накачки в непрерывном и импульсном режимах работы. В непрерывном режиме работы при низких токах мощности исследуемых гетероструктур сопоставимы (см. табл.2). При токах до 5 А лазер на гетероструктуре 3 продемонстрировал наилучший результат, однако при больших токах накачки в непрерывном и импульсном режимах работы наибольшая мощность пока что у лазеров со стандартной гетероструктурой 1. Лазеры со сверхузким волноводом и энергетическими барьерами (конструкция 3) оказались мощнее лазеров без них (конструкция 2).

На рис.2 показаны распределения интенсивности излучения в дальней зоне по быстрой оси исследованных лазеров. Излучение всех лазеров соответствовало фунда-

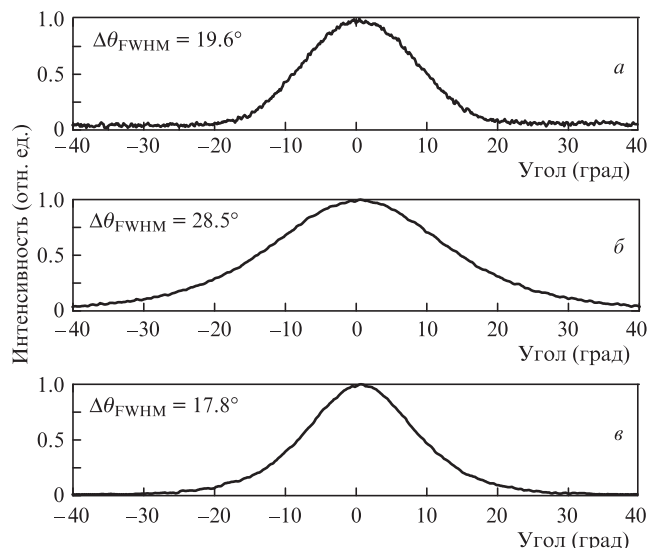


Рис.2. Измеренная расходимость излучения лазеров на основе гетероструктуры 1 (а), гетероструктуры 2 (б) и гетероструктуры 3 (в).

ментальной моде. Наименьшую расходимость излучения на полувывоте продемонстрировала лазерная конструкция 3 со сверхузким волноводом и барьерными слоями. Расчетные значения расходимости $\Delta\theta_{FWHM}$ (20.3°, 24.6° и 15.5° для лазерных гетероструктур 1, 2 и 3 соответственно) коррелируют с полученными экспериментальными данными, но с заметной погрешностью для гетероструктур 2 и 3 со сверхузкими волноводами. Для повышения точности расчетов в будущем необходимо доработать оптическую модель структуры, в частности, уточнить влияние легирующей примеси на показатель преломления и волноводные свойства гетероструктуры.

Для лазерных образцов длиной 5100 мкм измерялись ВТАХ в импульсном режиме работы и исследовалось поглощение на свободных носителях в волноводных слоях гетероструктур методом ввода зондирующего излучения (более подробно методика измерения коэффициента поглощения описана в работе [9]).

Для измерения поглощения на свободных носителях в торец исследуемого лазерного образца, работающего в импульсном режиме, с помощью системы линз вводится зондирующее излучение, длина волны которого должна быть больше длины волны исследуемого лазера, чтобы отсечь фундаментальное поглощение и исследовать только поглощение на свободных носителях. На выходе из образца измеряется мощность сигнала зондирующего лазера. Изменение коэффициента поглощения α_{int} рассчитывается по формуле

$$\Delta\alpha_{int}(I) = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{P_1(I=0)}{P_2(I)}\right), \quad (2)$$

где P_1 – мощность зондирующего излучения на выходе из образца в отсутствие накачки образца; P_2 – мощность зондирующего излучения на выходе из образца при накачке его током I . Мощности P_1 и P_2 определялись по осциллограммам, полученным с фотоприемника.

Величина $\Delta\alpha_{int}$ – это изменение коэффициента поглощения в исследуемой гетероструктуре, вызванное прохождением через нее тока I . При нулевом токе $\Delta\alpha_{int}$ тождественно равно нулю. От реального оптического поглощения в гетероструктуре, т.е. от величины внутренних

потерь в лазере, $\Delta\alpha_{\text{int}}$ отличается на некое постоянное слагаемое, которое не зависит от тока и обусловлено рассеяниями на примесях и неоднородностях волновода. Это слагаемое удобно определять на пороге лазерной генерации по известным значениям измеренных внутренних оптических потерь. Измеренное на пороге генерации методом ввода зондирующего излучения значение изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha_{\text{int}}(I_{\text{th}})$ всегда меньше реального значения внутренних оптических потерь, измеренного стандартным методом (I_{th} – пороговый ток). Разность этих двух значений и дает искомое постоянное слагаемое, которое от тока не зависит. Сумма постоянно слагаемого и измеренных значений $\Delta\alpha_{\text{int}}(I)$ определяет истинную зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки, причем, естественно, в точке $I = I_{\text{th}}$ эта зависимость проходит через значение оптических потерь, измеренных стандартным методом.

Полученные зависимости внутренних оптических потерь представлены на рис.3. Минимальные внутренние оптические потери на пороге генерации имеет гетероструктура 3 с барьерными слоями и сверхузким волноводом (см. табл.2). Гетероструктуры 2 и 3 со сверхузким волноводом имеют на пороге генерации меньшие значения α_{int} , чем структура 1 с расширенным волноводом. Однако из-за более сильной зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки гетероструктура 3 при токах выше 30 А имеет самые большие внутренние оптические потери.

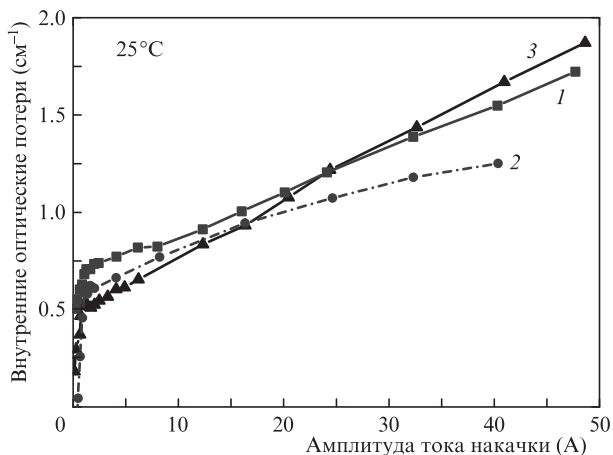


Рис.3. Зависимость внутренних оптических потерь от импульсного тока накачки. Кривые 1, 2, 3 соответствуют лазерам на основе гетероструктур 1, 2 и 3.

4. Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные данные (мощность и внутренние оптические потери) для лазерных образцов с длиной резонатора 5.1 мм позволяют оценить их внутренний квантовый выход по формуле [10]

$$\eta_{\text{int}}(I) = \frac{P_{\text{out}}(I)}{I - I_{\text{th}}} \frac{q}{h\nu} \frac{\alpha_{\text{out}} + \alpha_{\text{int}}(I)}{\alpha_{\text{out}}}, \quad (3)$$

где P_{out} – выходная оптическая мощность в импульсном режиме работы; I_{th} – амплитуда порогового тока; I – ток накачки исследуемого лазерного образца; α_{out} – внешние оптические потери; α_{int} – внутренние оптические по-

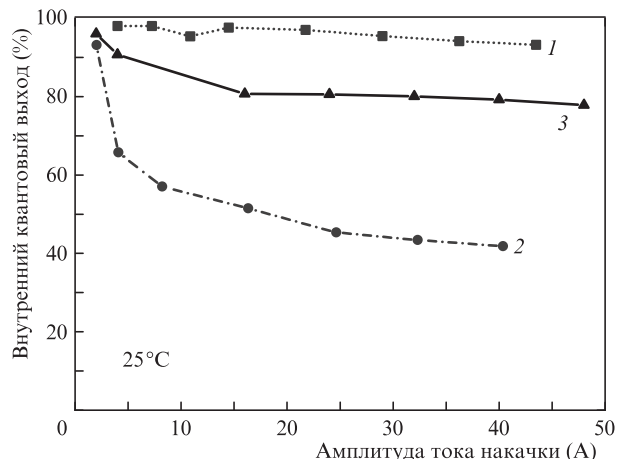


Рис.4. Зависимость внутреннего квантового выхода от импульсного тока накачки. Кривые 1, 2, 3 соответствуют лазерам на основе гетероструктур 1, 2 и 3.

тери; q – заряд электрона; $h\nu$ – энергия фотона. Результаты расчетов приведены на рис.4. Из рисунка видно, что внутренний квантовый выход гетероструктуры 1 близок к 100% и практически не зависит от тока накачки. Квантовый выход гетероструктуры 3 с барьерными слоями при токах накачки до 15 А снижается до 80%, однако затем становится практически независимым от тока. Наименьший внутренний квантовый выход имеет гетероструктура 2, с ростом тока накачки его значение падает до 40%.

В целом, мощностные характеристики всех лазерных гетероструктур сопоставимы между собой, хотя пока у лазеров на основе гетероструктур со сверхузким волноводом они несколько ниже, чем у лазеров с гетероструктурой стандартной конструкции, что обусловлено главным образом быстрым падением у первых внутреннего квантового выхода с ростом тока накачки. Введение в конструкцию гетероструктуры барьерных слоев позволяет повысить внутренний квантовый выход и, соответственно, выходную оптическую мощность, однако приводит к некоторому увеличению градиента зависимости внутренних оптических потерь от тока, возможно, из-за большей концентрации носителей заряда в волноводом.

Для дальнейшей разработки и оптимизации конструкций лазеров со сверхузким волноводом важно обеспечить нужный профиль легирования эмиттеров. В настоящей работе нам удалось за счет большой толщины слаболегированной части получить низкие пороговые внутренние оптические потери (на уровне 0.5 см^{-1}) для гетероструктуры 3, однако, как следует из табл.2, это привело к ухудшению ее электрических характеристик (последовательное сопротивление более 200 мОм). С этой точки зрения более оптимальной является гетероструктура 2, в которой ценой небольшого роста внутренних оптических потерь достигнуто значительно меньшее (на уровне 90 мОм) последовательное сопротивление.

5. Заключение

Таким образом, разработаны и изготовлены лазерные гетероструктуры со сверхузким волноводом, излучающие в диапазоне длин волн 1000 – 1100 нм. Проведен комплекс электрических и оптических измерений лазерных образцов на основе этих гетероструктур. Лазеры на осно-

ве гетероструктуры со сверхузким волноводом продемонстрировали приемлемые пороговые характеристики: плотность порогового тока на уровне лазеров стандартных конструкций, внутренний квантовый выход, близкий к 100%, и внутренние оптические потери менее 1 см^{-1} . Полученные мощности 5 Вт в непрерывном и 30 Вт в импульсном режиме пока не превышают уровень соответствующих величин для лазеров со стандартным широким волноводом. Тем не менее, конструкция гетероструктуры со сверхузким волноводом предоставляет значительное пространство для оптимизации характеристик за счет вариации профиля легирования, толщины волновода и использования слоев энергетических барьеров. Показано, что последние позволяют сохранить высокий внутренний квантовый выход (до 80%) при увеличении тока накачки, тогда как в отсутствие барьеров он падает до 40%. По-прежнему наблюдается рост внутренних оптических потерь с током накачки в гетероструктурах со сверхузким волноводом, однако его градиент может быть ниже, чем в гетероструктурах стандартных конструкций.

Дальнейшие исследования в этой области необходимо направить на поиск и оптимизацию конструкций гетероструктур, особенно в части профиля легирования эмиттеров и толщины волновода.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-32-00151.

1. Pikhin N.A., Slipchenko S.O., Vinokurov D.A., Khomylev M.A., Tarasov I.S. *Proc. OSA/ASSP* (Vienna, 2005, p. WC3).
2. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *Electron. Lett.*, **42** (22), 1283 (2006).
3. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **38** (3), 347 (2004).
4. Соколова З.Н., Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **51** (7), 998 (2017).
5. Piprek J. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **30** (10), 963 (2018).
6. Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Schultz C.M., Klehr A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Trankle G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46** (5), 658 (2010).
7. Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Ладугин М.А., Падалица А.А., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **47** (3), 272 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (3), 272 (2017)].
8. Веселов Д.А., Капитонов В.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **44** (11), 993 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (11), 993 (2014)].
9. Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Воронкова Н.В., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **45** (7) 597 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (7), 597 (2015)].
10. Coldren L.A., Corzine S.W., Masanovic M.L. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (New Jersey: John Wiley & Sons, 2012).