

Влияние толщины волноводных слоев на выходные характеристики полупроводниковых лазеров с длинами волн излучения 1500–1600 нм

А.А.Мармалюк, Ю.Л.Рябоштан, П.В.Горлачук, М.А.Ладугин, А.А.Падалица, С.О.Слипченко, А.В.Лютецкий, Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин

Проанализировано влияние толщины волноводных слоев на выходные характеристики полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP. Экспериментально получены образцы полупроводниковых лазеров с узким и широким волноводами. Проведено их сравнение и показано преимущество той или иной конструкции гетероструктур в зависимости от токовой накачки.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, гетероструктура, AlGaInAs/InP, выходная мощность.

1. Введение

Круг возможных практических применений полупроводниковых лазеров с длинами волн излучения 1500–1600 нм непрерывно расширяется. Причем в последнее время рядом с маломощными однододовыми лазерами традиционной телекоммуникационной направленности особый интерес вызывают мощные полупроводниковые излучатели данного диапазона. Настоящая работа является продолжением серии работ авторов, направленных на поиск такой конструкции гетероструктур, которая обеспечивает получение полупроводниковых лазеров с заданными характеристиками. Устоявшимся путем повышения выходной мощности полупроводниковых лазеров является использование гетероструктур с расширенным волноводом. Этот подход с успехом использовался при создании излучателей с длинами волн в диапазонах 750–850 нм [1, 2], 850–1050 нм [3, 4] и 1300–1600 нм [5, 6]. Основное его преимущество заключается в снижении уровня внутренних оптических потерь и, как следствие, в увеличении дифференциальной квантовой эффективности лазеров, а также в уменьшении плотности оптического излучения на выходной грани лазерного резонатора, что позволяет достигать более высокой мощности без разрушения выходного зеркала. Вместе с тем в ряде работ показана перспективность создания лазеров на основе гетероструктур с узким и сверхузким волноводами, что дает возможность снизить тепловое и последовательное сопротивление лазера, уменьшить потери, связанные с делокализацией носителей заряда из активной области в волновод и в конечном

итоге позволяет сохранить линейность ватт-амперной характеристики до более высоких токов накачки и уменьшить ее «тепловой» загиб. Действенность такого подхода продемонстрирована при создании полупроводниковых лазеров, излучающих на указанных выше длинах волн ([7], [8] и [9] соответственно).

Особенностью изучаемых в настоящей работе лазеров, отличающей их от излучателей более коротковолновой части ближнего ИК диапазона, является повышенная интенсивность протекания процессов оже-рекомбинации, что снижает уровень максимально достижимой выходной мощности и повышает температурную чувствительность их выходных характеристик. С учетом этого и проводится поиск путей повышения выходной мощности таких лазеров.

Нашей задачей было определение конструкции гетероструктуры, наиболее предпочтительной для создания мощных полупроводниковых лазеров с длинами волн излучения 1500–1600 нм.

2. Эксперимент

Лазерные квантоворазмерные гетероструктуры раздельного ограничения AlGaInAs/InP формировались методом МОС-гидридной эпитаксии. Толщина волноводных слоев составляла 0.1 и 2.0 мкм. Активная область состояла из двух упруго компенсированных квантовых ям InGaAs. Волноводные слои AlGaInAs с активной областью отделялись от эмиттерных слоев InP при помощи широкозонных барьеров AlInAs [6, 9]. Из полученных гетероструктур изготавливались лазерные диоды (ЛД) с полосковым контактом шириной 100 мкм и длиной резонатора 1000–3000 мкм. На грани резонатора наносились просветляющие и отражающие покрытия с коэффициентами отражения $R_1 \approx 0.05$ и $R_2 \approx 0.95$. ЛД монтировались на медном теплоотводе, их выходные характеристики изучались как в импульсном режиме (длительность импульсов 100 нс, частота следования 1 кГц), так и в непрерывном режиме работы при температуре теплоотвода 25 °С.

3. Результаты и их обсуждение

Качественно сравним основные параметры полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP

А.А.Мармалюк. ООО «Сигм плюс», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: almarm@mail.ru

Ю.Л.Рябоштан, П.В.Горлачук, М.А.Ладугин, А.А.Падалица. ООО «Сигм плюс», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

С.О.Слипченко, А.В.Лютецкий, Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26

Поступила в редакцию 20 октября 2017 г., после доработки – 25 декабря 2017 г.

с узким и широким волноводами как типичных представителей описанных выше подходов для достижения повышенной выходной мощности. Примем, что рассматриваемые гетероструктуры различаются только толщиной волновода.

Качественная зависимость пороговой плотности тока j от толщины волновода представлена на рис.1,а. Ее поведение определяется в основном характером зависимости фактора оптического ограничения в активной области от того же параметра [10]. Видно, что существует область толщин волновода, обеспечивающая минимальные значения пороговой плотности тока, причем отклонение толщины в ту или иную сторону приводит к росту j . Следовательно, одну и ту же пороговую плотность тока можно получить с использованием гетероструктур как с узким, так и с расширенным волноводом.

Для дальнейшего анализа остановимся именно на таком случае и будем рассматривать две геометрии гетероструктуры, обеспечивающие одну и ту же плотность порогового тока, но различающиеся толщиной волноводных слоев (отмечены пунктиром на рис. 1,а). Тогда уровень

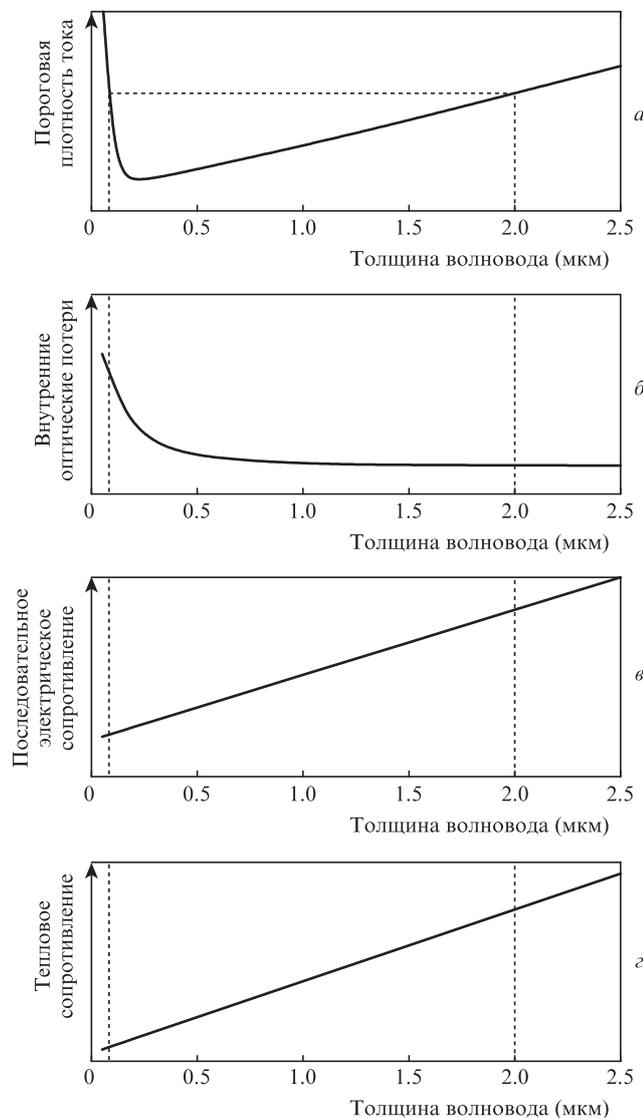


Рис.1. Зависимости от толщины волновода пороговой плотности тока (а), внутренних оптических потерь (б), последовательного электрического сопротивления (в) и теплового сопротивления (г) полупроводникового лазера.

внутренних оптических потерь в лазерах с широким волноводом будет ниже [10], поскольку электромагнитная волна будет меньше проникать в легированные эмиттерные слои и меньше подвергаться рассеянию на свободных носителях (рис.1,б). При этом расширение волноводных слоев будет приводить к росту последовательного электрического сопротивления (рис. 1,в) и теплового сопротивления (рис.1,г) лазерной гетероструктуры, что способствует увеличению тепловыделения, ухудшает отвод тепла от активной области и, как следствие, повышает пороговую плотность тока, усиливает процессы ожеречкомбинации и делокализации носителей из квантовых ям [11]. При больших уровнях накачки часть носителей будет покидать активную область и заполнять волновод, приводя к появлению дополнительного источника внутренних оптических потерь [12]. Понятно, что широкий волновод способен накопить большее количество таких носителей при прочих равных условиях. Естественно считать, что их количество будет возрастать с толщиной волновода, если темп поступления носителей в волновод из активной области будет существенно превышать убыль носителей за счет рекомбинационных процессов и утечек в эмиттерные слои [13].

С точки зрения нелинейных процессов, например двухфотонного поглощения, которое может прямо или косвенно влиять на мощностные характеристики лазера [14], сверхузкий волновод также имеет некоторое преимущество. Воздействие двухфотонного поглощения на лазерные характеристики проявляется главным образом в том, что носители заряда, рожденные в волноводе в результате этого поглощения, увеличивают внутренние оптические потери на свободных носителях. В случае широкого или сильно асимметричного волновода данный эффект проявляется особенно сильно [13], поскольку рожденные носители не могут быть быстро локализованы в активной области за счет нормального протекания тока. В сверхузком же волноводе максимум оптической интенсивности сконцентрирован вблизи активной области, поэтому генерированные двухфотонным поглощением носители заряда быстро локализуются в ней, что приводит к значительно меньшему росту внутренних оптических потерь.

Представим возможный вариант ватт-амперной характеристики (ВтАХ) для рассматриваемого случая (рис.2). Оба образца с широким и узким волноводом будут характеризоваться одинаковыми значениями порогового тока в силу выбора соответствующих толщин волновода (рис.1,а). На начальном участке для лазеров с широким волново-

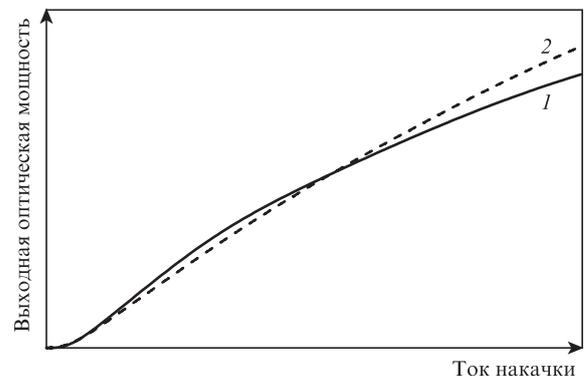


Рис.2. Качественный вид ватт-амперных характеристик полупроводниковых лазеров с широким (1) и узким (2) волноводами, имеющих одинаковый пороговый ток.

дом будет иметь место больший наклон ВтАХ из-за меньших внутренних оптических потерь (рис.1,б). Действительно, принимая во внимание одинаковость геометрии активной области гетероструктур обоих типов и идентичные параметры резонатора, можно допустить одинаковость квантового выхода стимулированного излучения и оптических потерь на выход. Тогда при прочих равных условиях наклон ВтАХ будет определяться величиной внутренних оптических потерь, которые ниже для конструкции с широким волноводом, что следует из известного выражения для зависимости выходной оптической мощности полупроводникового лазера P от тока накачки I [15]:

$$P = \eta_{\text{int}} \frac{\alpha_{\text{ext}}}{\alpha_{\text{ext}} + \alpha_{\text{int}}} \frac{h\nu}{q} (I - I_{\text{th}}), \quad (1)$$

где η_{int} – внутренний квантовый выход; α_{ext} – выходные оптические потери; α_{int} – внутренние оптические потери; q – заряд электрона; $h\nu$ – энергия фотона; I_{th} – пороговый ток.

Таким образом, лазеры с широким волноводом будут демонстрировать более высокую выходную мощность при одном и том же рабочем токе. В [12] показано, что в рассматриваемой геометрии гетероструктур AlGaInAs/InP с барьером между волноводными и эмиттерными слоями при увеличении тока накачки или температуры темп подачи электронов из активной области в волновод растет, а следовательно, растет и концентрация электронов в нем, что проявляется в виде увеличения внутренних оптических потерь и в снижении наклона ВтАХ согласно (1). Кроме того, этому процессу будут способствовать повышенное последовательное сопротивление (рис.1,в) и худший теплоотвод от активной области (рис.1,з), присущие гетероструктурам с широким волноводом и приводящие к росту температуры активной области. Поэтому, исходя из качественных соображений, данный эффект снижения наклона ВтАХ должен сильнее проявляться в лазерах с широким волноводом. Если указанные предположения верны, то на сравнительной зависимости обеих ВтАХ должна существовать точка пересечения кривых для рассматриваемых типов лазеров – при дальнейшем росте рабочего тока именно лазеры с узким волноводом будут демонстрировать более высокую выходную мощность (рис. 2).

Для экспериментальной проверки данной гипотезы были изготовлены лазеры полосковой геометрии на основе эпитаксиальных гетероструктур AlGaInAs/InP с узким (0.1 мкм) и широким (2 мкм) волноводами. Для анализа выбирались образцы с одинаковыми параметрами резонатора. Измерения проводились при комнатной температуре теплоотвода.

Сравнение ВтАХ исследуемых образцов в непрерывном режиме работы представлено на рис.3,а. Вид кривых качественно совпадает с результатами теоретического анализа, изображенного на рис.2. Оба образца имели пороговый ток в районе 500 мА. Наклон ВтАХ на начальном участке для лазера с широким волноводом составлял 0.5 Вт/А, а для лазера с узким волноводом наклон был равен 0.44 Вт/А. При токе накачки 6.8 А наблюдалось пересечение кривых. В этой точке наклон ВтАХ у лазера с широким волноводом заметно уменьшился и составил 0.40 Вт/А, тогда как у лазера с узким волноводом наклон изменился незначительно (0.43 Вт/А). Вполне закономерно, что в таких условиях лазер с узким волноводом продемонстрировал максимальную выходную мощность 3.8 Вт

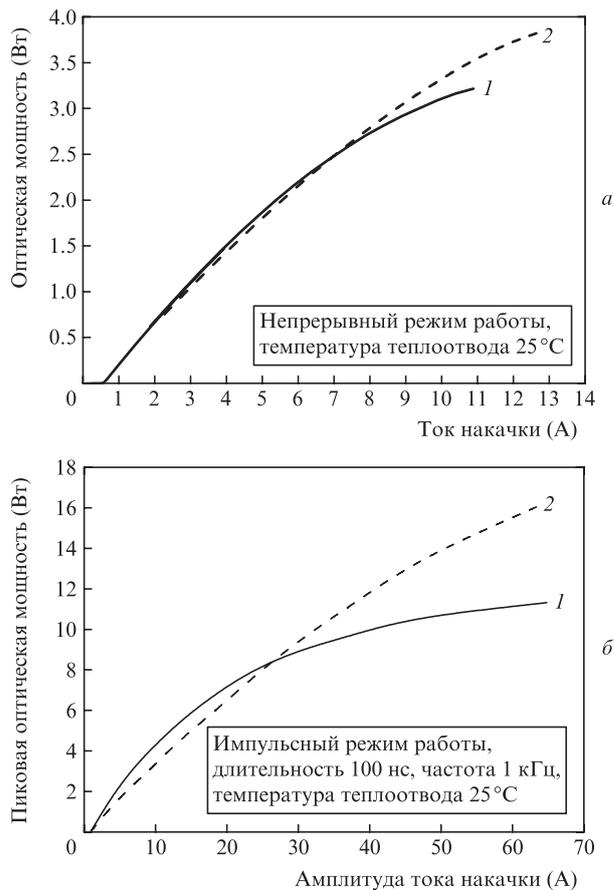


Рис.3. Экспериментально измеренные ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров на основе гетероструктуры AlGaInAs/InP с широким (1) и узким (2) волноводами в непрерывном (а) и импульсном (100 нс, 1 кГц) (б) режимах работы.

при токе накачки 13 А, а лазер с широким волноводом достиг уровня только 3 Вт при токе накачки 11 А. За максимальное значение мощности принималась мощность насыщения ВтАХ. Видно, что в данном случае для решения задач, в которых выходная мощность могла не превышать 2–2.5 Вт, предпочтительно использовать излучатели с широким волноводом, а для задач, требующих более высокие выходные мощности, целесообразно использовать излучатели с узким волноводом.

Похожая картина наблюдалась и при изучении лазеров в импульсном режиме работы (100 нс, 1 кГц). На рис.3,б показаны ВтАХ исследуемых образцов в указанном режиме работы. Видно, что лазер с узким волноводом позволяет получить максимальную выходную мощность 16 Вт, а лазер с широким волноводом – только 10 Вт. Их ВтАХ имеют точку пересечения при токе накачки в районе 25 А. Поскольку в импульсном режиме работы перегрев активной области незначителен, то, по-видимому, главной причиной насыщения ВтАХ является рост внутренних потерь из-за выброса носителей в волновод [12]. Как отмечалось ранее, широкий волновод способен аккумулировать большее число выброшенных носителей и, следовательно, иметь более высокий уровень внутренних оптических потерь.

Рис.4 демонстрирует результаты эксперимента по определению внутреннего квантового выхода и внутренних оптических потерь в исследуемых образцах. Для этого изучались выходные характеристики обоих типов лазеров с различной длиной резонатора. Видно, что на пороге ге-

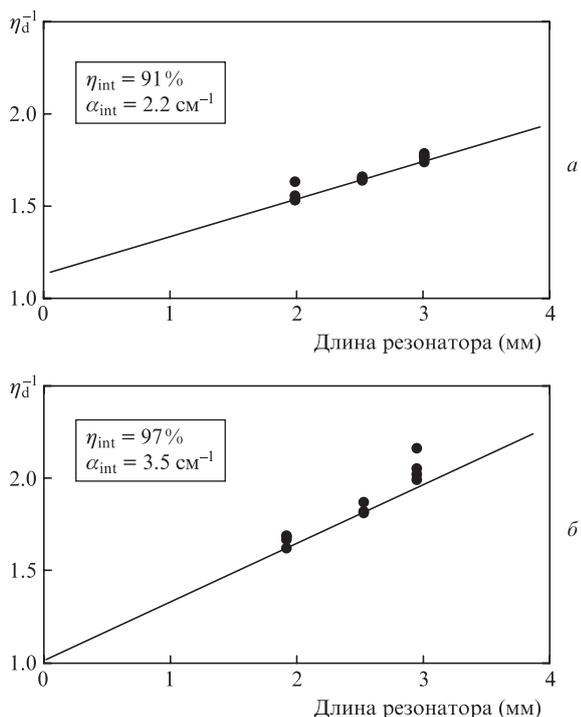


Рис.4. Зависимости обратной дифференциальной квантовой эффективности η_d^{-1} от длины резонатора полупроводниковых лазеров на основе гетероструктуры AlGaInAs/InP с широким (а) и узким (б) волноводами.

нерации гетероструктуры с широким волноводом обеспечивают ожидаемо меньший уровень внутренних оптических потерь (2.2 см^{-1}) по сравнению с 3.5 см^{-1} для гетероструктур с узким волноводом. Отметим, что столь низкий уровень внутренних оптических потерь в последнем случае достигнут благодаря использованию профильного легирования эмиттерных слоев гетероструктуры. При этом значения внутреннего квантового выхода были близки для всех образцов и превышали 90%, отражая идентичность конструкции активной области исследованных гетероструктур.

Исследуемые лазеры продемонстрировали высокую температурную чувствительность выходных характеристик. Так, характеристическая температура T_0 , описывающая температурную зависимость пороговой плотности тока, для лазеров с широким волноводом находилась в диапазоне 45–50 К и была несколько ниже T_0 для лазеров с узким волноводом, которая варьировалась в диапазоне 60–65 К [8]. Подобная зависимость наблюдалась и для температурной зависимости дифференциальной квантовой эффективности. Характеристическая температура T_1 для лазеров с широким волноводом составляла от 120 до 140 К, а для лазеров с узким волноводом – от 180 до 200 К. Данные результаты являются дополнительным подтверждением более высокой температурной чувствительности излучателей с широким волноводом и, как следствие, более быстрого насыщения их выходной мощности.

Итогом настоящего исследования является вывод о том, что в условиях эксперимента лазеры на основе гетероструктуры AlGaInAs/InP с широким волноводом продемонстрировали более эффективную работу при относительно небольших превышениях порогового тока, тогда

как лазеры с узким волноводом предпочтительны для достижения предельных уровней мощности излучения.

4. Заключение

Итак, теоретически и экспериментально проведено сравнение характера поведения ВГАХ полупроводниковых лазеров на основе гетероструктуры AlGaInAs/InP с узким и широким волноводами, излучающих на длинах волн 1500–1600 нм. Показано, что лазеры с широким волноводом характеризуются более высоким наклоном ВГАХ при относительно небольших превышениях порогового тока, тогда как лазеры с узким волноводом сохраняют наклон ВГАХ до более высоких токов накачки и предпочтительны для достижения предельных характеристик.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (договор №02.a03.21.0005).

1. Андреев А.Ю., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипченко С.О., Хомылев М.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40**, 628 (2006).
2. Безотосный В.В., Васильева В.В., Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Крохин О.Н., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мурашова А.В., Налет Т.А., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Попов Ю.М., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **42**, 357 (2008).
3. Булаев П.В., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Николаев Д.Н., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Бондарев А.Д., Залевский И.Д., Тарасов И.С. *ФТП*, **36**, 1144 (2002).
4. Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А., Мурашова А.В., Николаев Д.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Налет Т.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **39**, 388 (2005).
5. Голикова Е.Г., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лившиц Д.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.Л., Слипченко С.О., Тарасов И.С., Фетисова Н.В. *Письма в ЖТФ*, **26**, 40 (2000).
6. Горлачук П.В., Рябоштан Ю.Л., Мармалюк А.А., Курносос В.Д., Курносос К.В., Журавлева О.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В., Иванов А.В., Симаков В.А. *ФТП*, **48**, 1100 (2014).
7. Мармалюк А.А., Андреев А.Ю., Коняев В.П., Ладугин М.А., Лебедева Е.И., Мешков А.С., Морозюк А.Н., Сапожников С.М., Данилов А.И., Симаков В.А., Телегин К.Ю., Яроцкая И.В. *ФТП*, **48**, 120 (2014).
8. 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)].
9. 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**, 272 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 272 (2017)].
10. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **38** (3), 374 (2004).
11. Piprek J., White J.K., Thorpe A.J.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 1253 (2002).
12. Веселов Д.А., Шашкин И.С., Бахвалов К.В., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Слипченко С.О., Бечвай Е.А., Стрелец В.А., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **50** (9), 1247 (2016).
13. Соколова З.Н., Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Асрия Л.В. *ФТП*, **51** (7), 998 (2017).
14. Avrutin E.A., Ryvkin B.S. *Semicond. Sci. Technol.*, **32**, 015004 (2017).
15. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2012).