

05  
**Исследование аномальной генерации вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 850 nm с двойной оксидной токовой апертурой при большой величине спектральной расстройки**

© С.А. Блохин<sup>1</sup>, М.А. Бобров<sup>1</sup>, Н.А. Малеев<sup>1</sup>, А.Г. Кузьменков<sup>2</sup>, В.М. Устинов<sup>2,3</sup>,

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),  
197376 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: blokh@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 26.04.2019 г.

В окончательной редакции 30.04.2020 г.

Принята к публикации 30.04.2020 г.

Представлены результаты исследования статических характеристик вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) спектрального диапазона 850 nm на основе напряженных квантовых ям InGaAs/AlGaAs в широком диапазоне размеров токовой апертуры и проведен анализ причин их аномального поведения при большой проектной спектральной расстройке. Благодаря латеральному растеканию носителей заряда в плоскости квантовых ям и специфическому профилю оксидной апертуры (приводящей к образованию двухступенчатого эффективного волновода) в исследуемых ВИЛ становится возможным существование мод высшего порядка, локализованных на периферии токовой апертуры. Неоднородная инжекция носителей заряда по площади токовой апертуры в широкоапертурных лазерах ведет к началу лазерной генерации через моды высшего порядка, а последующий переход классической генерации через моды низкого порядка при росте тока накачки обусловлен изменением величины спектральной расстройки с ростом внутренней температуры лазера. Аномальная лазерная генерация через моды высшего порядка в случае узкоапертурных ВИЛ становится возможной благодаря росту дифракционных потерь на краю оксидной токовой апертуры для фундаментальной моды, при этом за последующее переключение в режим параллельной генерации на двух модах отвечает не только уменьшение спектральной расстройки, но и эффект тепловой линзы.

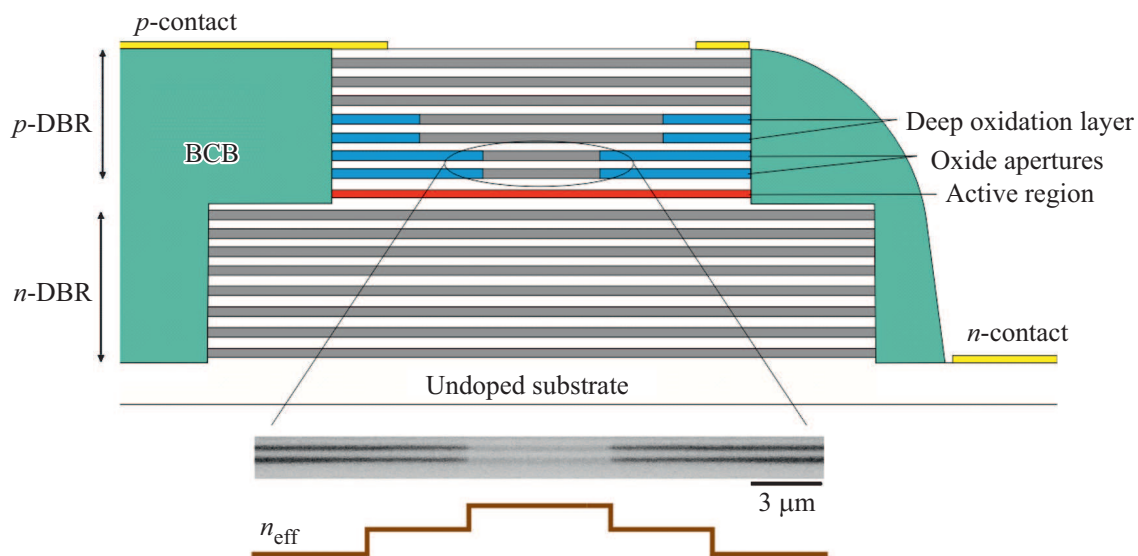
**Ключевые слова:** вертикально-излучающий лазер, аномальное поведение, спектральная расстройка.

DOI: 10.21883/OS.2020.08.49713.148-19

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ, англ. vertical-cavity surface-emitting lasers — VCSELs) ближнего ИК диапазона широко применяются в высокоскоростных оптических каналах передачи информации [1]. Основные успехи в увеличении быстродействия ВИЛ в режиме токовой модуляции, достигнутые за последние годы, связаны с применением напряженных квантовых ям для увеличения дифференциального усиления и соответствующего повышения резонансной частоты, с оптимизацией отражательной способности выводного распределенного брэгговского отражателя (РБО) для уменьшения времени жизни фотонов в резонаторе и снижения влияния эффекта демпфирования релаксационных колебаний, а также с уменьшением паразитной емкости за счет увеличения толщины токовой оксидной апертуры и размещения контактных площадок на толстом слое изолирующего материала с низким значением диэлектрической проницаемости [2]. В настоящее время идет активное внедрение ВИЛ ближнего ИК диапазона в высокоскоростные

(10–25 Gbit/s) оптические каналы передачи информации для центров обработки данных и суперкомпьютеров, где необходимо обеспечить работу приемопередающих модулей в интервале рабочих температур 20–85°C без использования схем активной термостабилизации. При этом рассматриваются варианты повышения рабочей температуры лазеров до 100–110°C для снижения затрат на охлаждение [3]. Однако с ростом температуры необходимо повышать рабочие токи ВИЛ для компенсации утечки носителей из активной области и роста внутренних оптических потерь, что негативно сказывается как на предельной частоте эффективной модуляции, так и на надежности лазеров.

Одним из основных и наиболее эффективных способов повышения температурной стабильности характеристик ВИЛ является смещение проектного значения пика усиления активной области в коротковолновую область относительно резонансной длины волны микрорезонатора, которая определяет рабочую длину волны излучения ВИЛ (так называемая спектральная



**Рис. 1.** Схематическое изображение конструкции ВИЛ с двойной токовой апертурой. Изображение области токовой апертуры в сканирующем электронном микроскопе и расчетный профиль эффективного показателя преломления. BCB — BenzoCycloButene, DBR — Distributed Bragg Reflector.

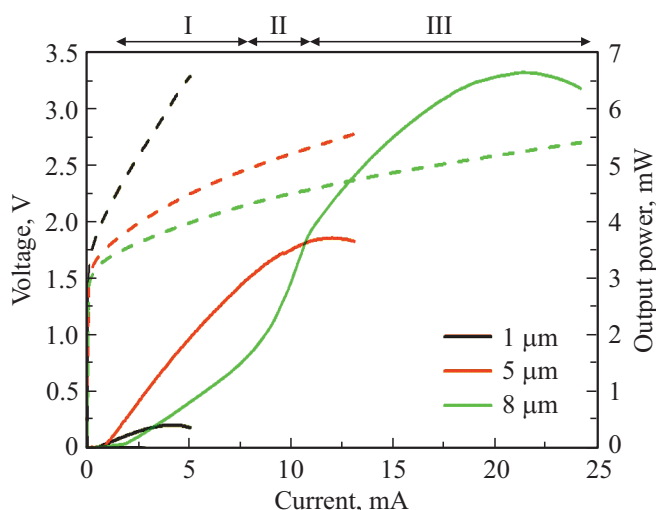
расстройка — CP) [4]. Для ВИЛ спектрального диапазона 980 nm на основе сильнонапряженных квантовых ям InGaAs/GaAsP и величиной CP  $\sim 15$  nm была продемонстрирована слабая чувствительность статических и динамических характеристик к температуре в диапазоне 20–85°C, что позволило увеличить скорость передачи данных до 38 Gbit/s при 85°C и плотности тока  $\sim 45$  kA/cm<sup>2</sup> [5]. В случае ВИЛ спектрального диапазона 850 nm на основе напряженных квантовых ям InGaAs/AlGaAs при величине CP  $\sim 15$  nm удалось значительно улучшить температурную стабильность порогового тока и продемонстрировать возможность передачи данных на скорости 25 Gbit/s при температуре 150°C и 35 Gbit/s при температуре 130°C [6]. При использовании величины CP более 20 nm для широкоапертурных ВИЛ спектрального диапазона 850 nm (в комбинации с технологией диффузии цинка для управления модовым составом) удалось реализовать передачу данных на скорости 40 Gbit/s при температуре 85°C и рекордно-низкой ( $\sim 8$  kA/cm<sup>2</sup>) плотности тока [7].

Однако при большой величине CP возможна ситуация, когда широкоапертурные лазеры демонстрируют аномальную лазерную генерацию через моды высшего порядка, отстоящие по длине волны от фундаментальной моды на 10–15 nm [8,9]. Такое поведение может приводить к увеличению шумов из-за конкуренции мод и ухудшению дальности передачи данных по многомодовому оптическому волокну из-за уширения спектра при амплитудной модуляции.

В настоящей работе представлены результаты исследования статических характеристик ВИЛ спектрального диапазона 850 nm на основе напряженных квантовых ям InGaAs/AlGaAs в широком диапазоне размеров токовой

апертуры, а также проведен анализ причин их аномального поведения.

Конструкция исследуемых лазеров схематически изображена на рис. 1 и представляет собой классическую геометрию вертикального микрорезонатора с инжекцией носителей заряда в активную область через легированные полупроводниковые РБО и оксидной токовой апертурой для формирования поперечного оптического и электронного ограничения. Эпитаксиальная структура ВИЛ состоит из нелегированной подложки GaAs; нижнего скрытого контактного слоя *n*-GaAs; нижнего РБО, содержащего 36 пар четвертьволновых слоев Al<sub>0,1</sub>Ga<sub>0,9</sub>As/Al<sub>0,9</sub>Ga<sub>0,1</sub>As *n*-типа, 1λ-AlGaAs оптического резонатора с активной областью на основе пяти напряженных квантовых ям InGaAs; двух пар четвертьволновых слоев Al<sub>0,1</sub>Ga<sub>0,9</sub>As/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As *p*-типа, включающих апертурные слои Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As со ступенчатым профилем по составу Al; верхнего РБО, содержащего 21 пару четвертьволновых слоев Al<sub>0,1</sub>Ga<sub>0,9</sub>As/Al<sub>0,9</sub>Ga<sub>0,1</sub>As *p*-типа и верхнего тонкого сильнолегированного контактного слоя GaAs *p*-типа. В конструкции слоя оптического резонатора реализовано раздельное ограничение носителей и градиентный профиль изменения состава и уровня легирования для обеспечения быстрого захвата носителей заряда в квантовые ямы, уменьшения теплового выброса носителей из квантовых ям и подавления эффекта компрессии усиления. Толщины слоев структуры вертикального микрорезонатора и параметры активной области выбраны таким образом, чтобы проектное значение величины спектральной расстройки составило 15–20 nm. Согласно измеренным спектрам отражения от гетероструктуры ВИЛ и измеренным спектрам фотолуминесценции активной области, акту-



**Рис. 2.** Вольт-амперные (штриховая линия) и ватт-амперные (сплошная линия) характеристики исследуемых ВИЛ с разными размерами токовой апертуры, измеренные в непрерывном режиме при комнатной температуре. Маркерами обозначены границы участков с различной дифференциальной эффективностью для широкоапертурного ВИЛ с размером токовой апертуры  $8 \mu\text{m}$ .

альное значение  $SP$  составляет  $22 \text{ nm}$ . Для снижения последовательного сопротивления лазеров при сохранении низкого уровня внутренних оптических потерь на гетерограницах слоев РБО использованы оптимизированные профили изменения состава и модулированное легирование. Применение нескольких апертурных слоев приводит к эффективному увеличению толщины оксидных слоев и соответствующему снижению связанной с ними паразитной емкости, что обеспечивает повышение паразитной частоты отсечки RC-фильтра низких частот, образованного паразитными компонентами эквивалентной схемы ВИЛ [2]. Особенности технологического процесса изготовления ВИЛ приведены в [10,11]. В исследуемых приборах оксидная токовая апертура в латеральной плоскости имеет форму, близкую к квадрату, что обусловлено анизотропией процесса селективного окисления слоев  $\text{AlGaAs}$  с высоким составом по  $\text{Al}$  [12].

На рис. 2 приведены типичные ватт-амперные и вольт-амперные характеристики для ВИЛ с разными размерами токовой апертуры, измеренные в непрерывном режиме при комнатной температуре. Лазеры с промежуточным размером токовой апертуры  $3\text{--}6 \mu\text{m}$  демонстрируют классический ход ватт-амперной характеристики: резкий рост выходной оптической мощности при токах накачки выше порога генерации с последующим ее насыщением при высоких значениях тока накачки вследствие эффекта саморазогрева лазера. Для узкоапертурных лазеров с размером токовой апертуры  $1\text{--}2 \mu\text{m}$  наблюдается существенное падение дифференциальной эффективности при сохранении классического

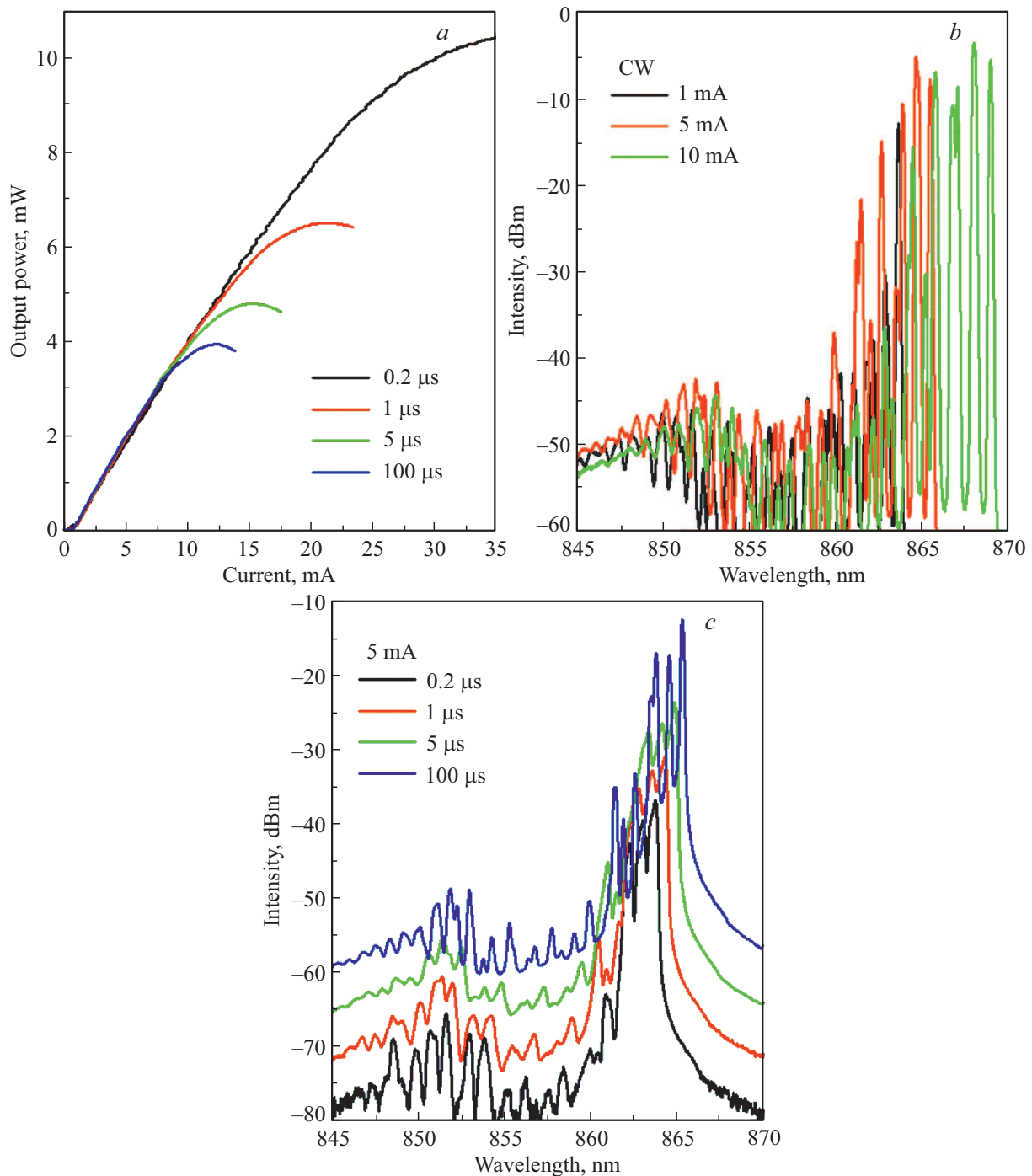
поведения ватт-амперной характеристики. В то же время широкоапертурные лазеры с размером токовой апертуры больше  $7 \mu\text{m}$  демонстрируют аномальное поведение зависимости оптической мощности от тока накачки: по мере роста тока при достижении порога генерации сначала появляется участок ватт-амперной характеристики с относительно низкой дифференциальной эффективностью (участок I), а затем переходный участок с резким возрастанием дифференциальной эффективности (участок II), после чего при повышенных токах накачки наблюдается классический ход ватт-амперной характеристики (участок III).

Анализ спектров лазерной генерации, измеренных в непрерывном режиме работы ВИЛ, показал, что приборы с промежуточным размером токовой апертуры демонстрируют классическую генерацию через поперечные моды низкого порядка вблизи длины волны  $862\text{--}865 \text{ nm}$ , а увеличение тока накачки приводит к ожидаемому длинноволновому сдвигу спектра излучения (рис. 3, а).

Узкоапертурные лазеры демонстрируют аномальный характер лазерной генерации: вместо ожидаемого начала генерации через фундаментальную моду начинается генерация через поперечную моду высшего порядка с постепенным ростом интенсивности фундаментальной моды, постепенным переходом к одновременной генерации через обе моды и, в конечном счете, к доминированию генерации через фундаментальную моду при высоких токах накачки (рис. 4, а).

В широкоапертурных ВИЛ также наблюдается аномальный характер лазерной генерации, которая начинается через поперечные моды высшего порядка вблизи длины волны  $856\text{--}857 \text{ nm}$  (участок I), затем с ростом тока накачки начинает расти интенсивность поперечных мод низкого порядка, смещенных в длинноволновую область спектра на  $8\text{--}10 \text{ nm}$  (участок II), а при высоких токах накачки происходит окончательный переход к многомодовой генерации через поперечные моды низкого порядка (участок III) (рис. 5, а). Следует отметить, что проявление аномального режима лазерной генерации является нежелательным явлением при практическом использовании ВИЛ в быстродействующих системах оптической связи, которое приводит не только к нелинейности выходной мощности и ухудшению качества спектра выходного излучения, но и к нарушению линейности зависимости частоты эффективной модуляции от тока накачки [9].

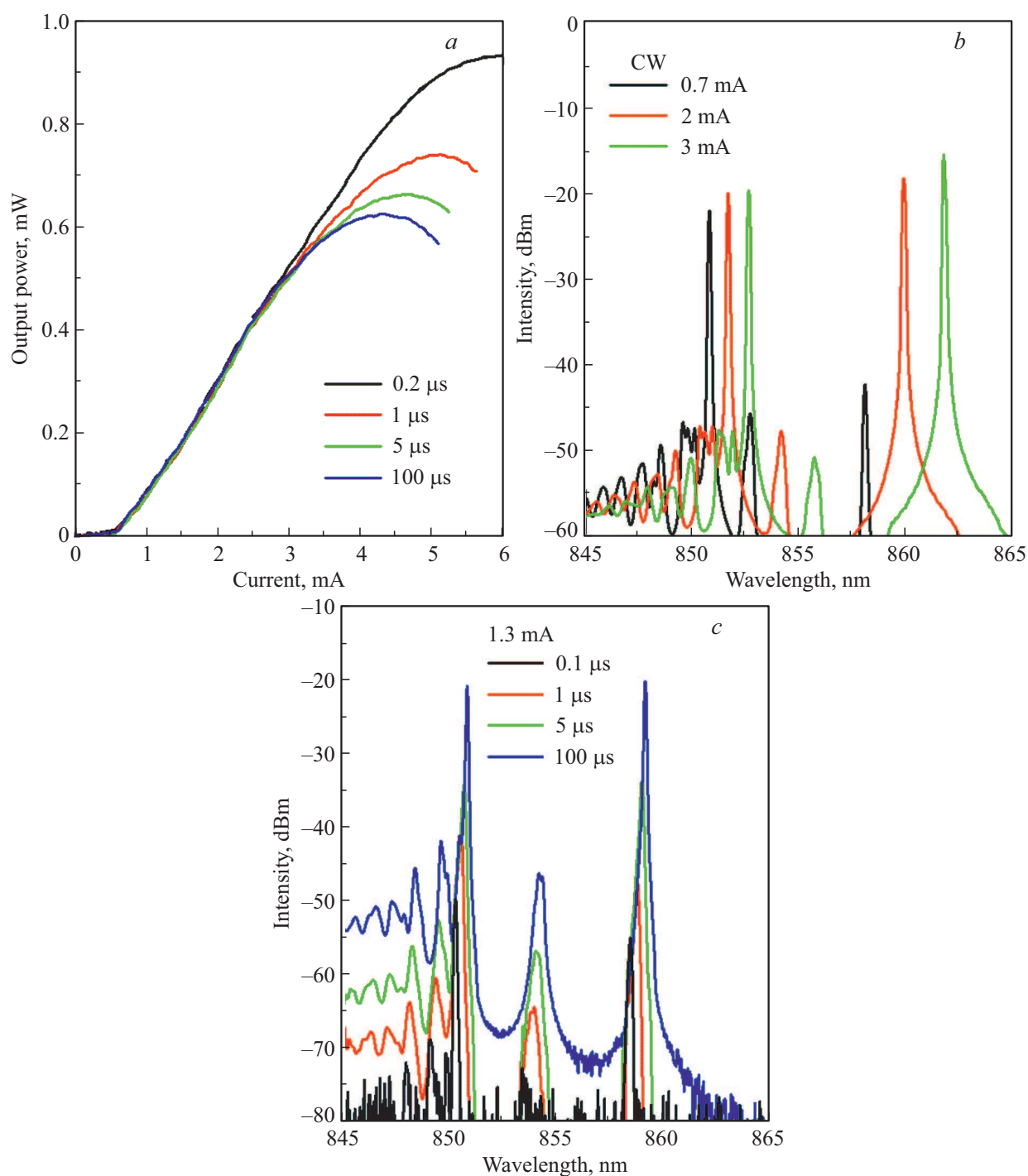
Наблюдаемое резкое изменение дифференциальной эффективности и/или существенная модификация спектра излучения с ростом тока накачки может быть обусловлена различными эффектами: пространственным выжиганием дыр в спектре усиления, вариацией показателя преломления и т.д. В лазерах с оксидной токовой апертурой модовый состав задается волноводным эффектом, обусловленным изменением эффективного показателя преломления, поэтому, несмотря на существенную разницу в латеральном распределении



**Рис. 3.** Измеренные характеристики ВИЛ с размером токовой апертуры  $5 \mu\text{m}$ : (a) ватт-амперные характеристики в импульсном режиме при различной ширине импульса тока накачки; (b) спектры лазерной генерации в непрерывном режиме при различном токе накачки; (c) спектры лазерной генерации в импульсном режиме при токе 5 mA и различной ширине импульса тока накачки.

поперечных мод, эффект пространственного выжигания дыр подавлен [1]. Локальное изменение показателя преломления в микрорезонаторе вследствие саморазогрева лазера (так называемый эффект тепловой линзы) может приводить как к увеличению дифференциальной эффективности в непрерывном режиме работы, что наблюдалось, например, в случае узкоапертурных ВИЛ

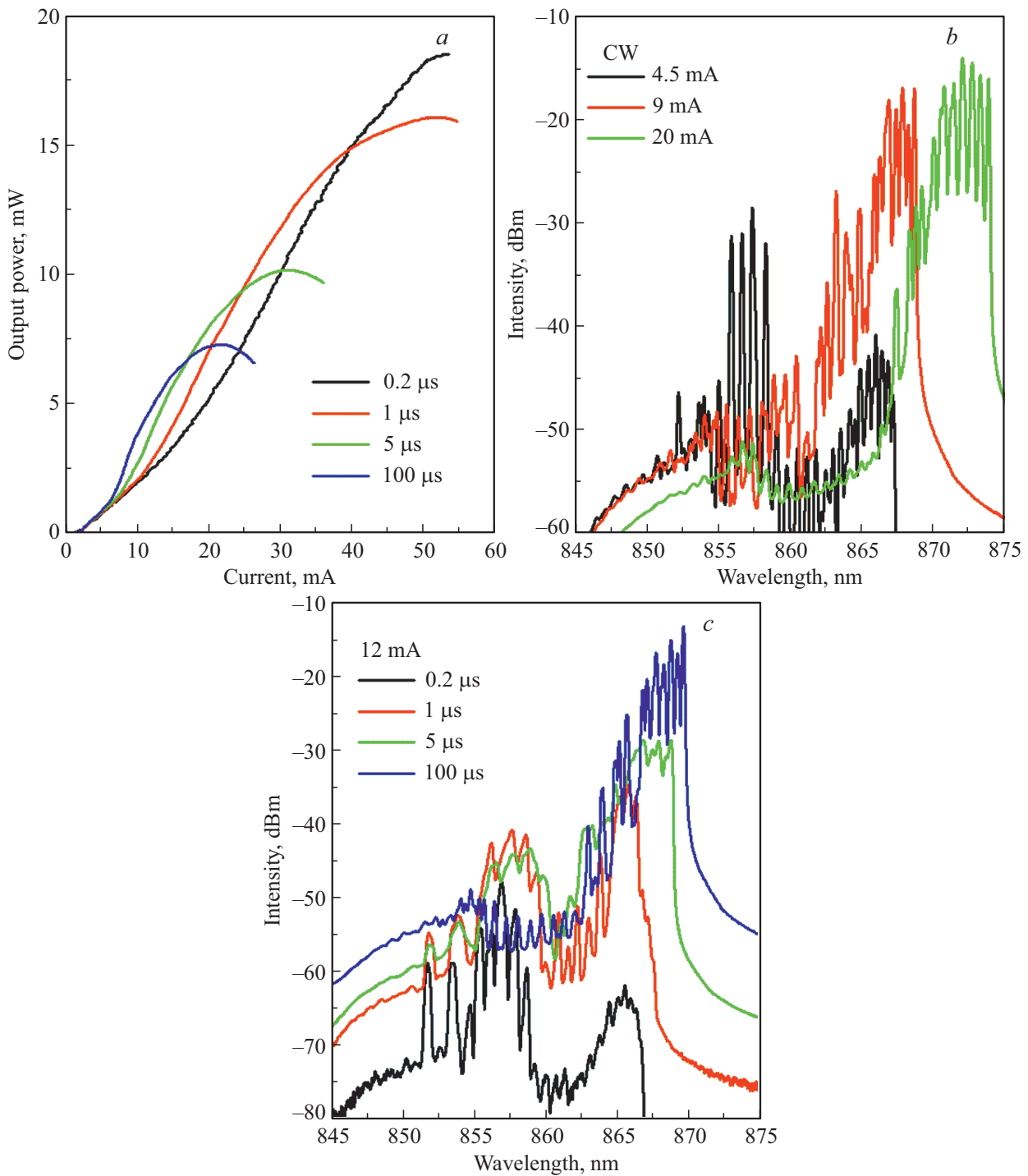
спектрального диапазона 960 nm [13], так и к переключению из многомодового в одномодовый режим генерации с повышенной дифференциальной эффективностью, как в случае широкоапертурных ВИЛ спектрального диапазона 960 nm [8]. Кроме того, необходимо учитывать специфику конструкции оптического микрорезонатора, определяющую возможный набор оптических мод и их



**Рис. 4.** Измеренные характеристики узкоапертурного ВИЛ с размером токовой апертуры  $1 \mu\text{m}$ : (a) ватт-амперные характеристики в импульсном режиме при различной ширине импульса тока накачки; (b) спектры лазерной генерации в непрерывном режиме при различном токе накачки; (c) спектры лазерной генерации в импульсном режиме при токе 1.3 mA и различной ширине импульса тока накачки.

пространственное распределение. В случае лазеров с большим спектральным рассогласованием спектра усиления и проектной длины волны резонатора необходимо учитывать также изменение актуального значения спектральной расстройки. Принимая во внимание латеральное растекание носителей заряда в плоскости

квантовых ям и большую спектральную расстройку для мод низкого порядка, возможна реализация ситуации, когда оптическое усиление для поперечных мод высшего порядка преодолевает уровень суммарных оптических потерь существенно раньше, чем для поперечных мод низкого порядка. В случае широкоапертурных лазе-



**Рис. 5.** Измеренные характеристики широкоапертурного ВИЛ с размером токовой апертуры  $8\mu\text{m}$ : (a) ватт-амперные характеристики в импульсном режиме при различной ширине импульса тока накачки; (b) спектры лазерной генерации в непрерывном режиме при различном токе накачки; (c) спектры лазерной генерации в импульсном режиме при токе 12 mA и различной ширине импульса тока накачки.

ров этому может способствовать усиление эффекта неоднородной инжекции носителей заряда по площади токовой апертуры (так называемый current spreading and crowding) с увеличением размера апертуры [14], когда локализованные вблизи краев токовой апертуры

моды будут накачиваться носителями более эффективно, чем моды, локализованные в центральной части апертуры.

Для объяснения описанного аномального поведения использовались ранее выполненные измерения картин

ближнего поля излучения широкоапертурных ВИЛ с аналогичной конструкцией апертурных слоев, по результатам которых было установлено, что поперечные моды низкого порядка в латеральном направлении пространственно локализованы внутри области, ограниченной токовой апертурой, тогда как поперечные моды высшего порядка преимущественно локализованы на периферии токовой апертуры вблизи границы полупроводник-оксид [9].

Следует отметить, что непосредственный экспериментальный анализ картин ближнего поля узкоапертурных лазеров, исследуемых в настоящей работе, затруднен, однако наблюдаемое в эксперименте большое ( $\sim 8$  nm) спектральное расщепление между фундаментальной модой и модой высшего порядка подтверждает существование мод, связанных с областью у границ токовой апертуры, что качественно соответствует случаю широкоапертурных лазеров. Существование локализованных на периферии токовой апертуры мод оказывается возможным благодаря специфическому профилю оксидной апертуры с наличием дополнительной протяженной области с малой толщиной оксида на ее конце (рис. 1). Формирование такого профиля оксида обусловлено применением апертурных слоев с градиентом по составу Al и с сильной композиционной зависимостью скорости окисления слоев AlGaAs. В рамках модели эффективного показателя преломления [15] наличие дополнительной протяженной области с малой толщиной оксида ведет к образованию двухступенчатого эффективного волновода (рис. 1), в котором могут существовать оптические моды, локализованные не только в сердцевине волновода с максимальным значением коэффициента преломления, но и в области первой обкладки волновода с промежуточным значением коэффициента преломления. Следует отметить, что появление таких мод в ВИЛ с одной оксидной апертурой, сформированной из исходно-однородного по составу апертурного слоя, невозможно, что подтверждается данными, представленными в работе [7].

С целью разделения влияния эффектов, связанных с инжекцией носителей заряда, и тепловых эффектов были проведены измерения ватт-амперных характеристик и спектров лазерной генерации исследуемых лазеров в импульсном режиме работы. В случае ВИЛ с промежуточным размером токовой апертуры уменьшение длительности импульса тока накачки ведет к уменьшению влияния эффекта саморазогрева лазера: расширению диапазона рабочих токов и увеличению максимальной выходной оптической мощности (рис. 3, b), а также к коротковолновому сдвигу спектров излучения при фиксированном токе накачки без существенного изменения распределения интенсивности между модами (рис. 3, c).

Для широкоапертурных лазеров по мере уменьшения длительности импульса тока накачки переключение в режим лазерной генерации с повышенной дифференциальной эффективностью происходит при больших токах

накачки (рис. 5, b). При малых токах накачки существенной модификации спектров излучения с вариацией длительности импульса не наблюдается, тогда как при больших токах накачки уменьшение длительности импульса ведет к четкому перераспределению интенсивности между различными модами в спектрах излучения лазеров. Например, при токах накачки, соответствующих участку ватт-амперной характеристики с повышенной дифференциальной эффективностью в непрерывном режиме работы, с уменьшением длительности импульса, т.е. при уменьшении эффекта саморазогрева ВИЛ наблюдается переход от лазерной генерации через моды низкого порядка к лазерной генерации через моды высшего порядка (рис. 5, c).

В случае узкоапертурных лазеров наблюдается комбинированная картина: характер поведения ватт-амперных характеристик в импульсном режиме работы аналогичен случаю ВИЛ с промежуточным размером токовой апертуры (рис. 4, b), тогда как спектры излучения с уменьшением длительности импульса эволюционируют аналогично широкоапертурным лазерам (рис. 4, c).

Анализируя результаты измерений, можно предположить, что причины наблюдаемой модификации спектров лазерного излучения как для узкоапертурных, так и для широкоапертурных лазеров в первую очередь обусловлены разогревом лазера с ростом тока накачки и/или длительности импульса (при фиксированном токе). В самом деле, эффект саморазогрева ярко выражен в ВИЛ благодаря малым поперечным размерам микрорезонатора и низкой теплопроводности AlGaAs РБО. Кроме того, наряду с квадратичным механизмом тепловыделения (резистивный нагрев при протекании тока) необходимо учитывать и линейный механизм тепловыделения непосредственно в микрорезонаторе, включающий утечку носителей заряда, их термализацию, внутренние оптические потери и спонтанную рекомбинацию [16]. Поскольку температурный коэффициент сдвига длины волны микрорезонатора на порядок меньше по сравнению с температурным коэффициентом сдвига максимума спектра усиления активной области, это ведет к уменьшению величины спектральной расстройки с ростом внутренней температуры лазера и, как следствие, к увеличению оптического усиления для мод низкого порядка по сравнению с модами высшего порядка.

Другим температурным эффектом является изменение показателя преломления с температурой  $dn/dT$ : наличие градиента температуры в резонаторе ВИЛ ведет к локальному увеличению показателя преломления и, как следствие, может привести к изменению распределения электромагнитного поля поперечных мод в структуре ВИЛ. При этом следует отметить, что вариация показателя преломления с ростом концентрации носителей заряда  $dn/dN$  оказывает противоположный эффект, однако изменением показателя преломления  $dn/dN$  при типичных значениях  $\Delta N \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  можно пренебречь [17].

Поскольку в широкоапертурных лазерах эффект от тепловой линзы слабо выражен вследствие высокой локализации мод низкого порядка в сердцевине волновода и более высокой плотности тока у внешних краев токовой апертуры, переход от аномальной генерации через моды высокого порядка к генерации через моды низкого порядка при росте тока накачки преимущественно обусловлен более ранним достижением баланса оптических потерь и усиления для мод низкого порядка по сравнению с модами высшего порядка из-за изменения величины спектральной расстройки с ростом температуры лазера. Наблюдаемый рост дифференциальной эффективности при переходе от аномальной к классической генерации связан с существенно меньшими оптическими потерями для мод низкого порядка по сравнению с модами высокого порядка. В то же время для узкоапертурных лазеров плотность тока по площади апертуры более однородна, но принципиально необходимо принимать во внимание высокий уровень внутренних оптических потерь фундаментальной моды из-за роста дифракционных потерь на краю оксидной токовой апертуры и коротковолновый сдвиг мод микро-резонатора при уменьшении его поперечного размера, приводящий к эффективному уменьшению актуального значения спектральной расстройки. Несмотря на уменьшение спектральной расстройки для узкоапертурных ВИЛ, уровень потерь для фундаментальной моды оказывается выше по сравнению с уровнем потерь локализованной у границы токовой апертуры моды высокого порядка, что в случае большой спектральной расстройки стимулирует аномальное начало генерации через моду высокого порядка. При дальнейшем росте тока наряду с вызванным саморазогревом уменьшением спектральной расстройки важным оказывается эффект тепловой линзы, приводящий к улучшению локализации фундаментальной моды в сердцевине волновода и к снижению для нее уровня дифракционных потерь. В результате этого, в конечном счете, нивелируется разница в пороговом усилении для поперечных мод высшего и низкого порядков, что проявляется в наблюдении параллельной генерации на двух модах (рис. 4, а). При этом переключение узкоапертурных ВИЛ из режима генерации через моды высшего порядка в режим параллельной генерации не сопровождается ростом дифференциальной эффективности ввиду более высоких оптических потерь для фундаментальной моды в отличие от случая широкоапертурных ВИЛ.

Таким образом, в условиях большой спектральной расстройки аномальное начало лазерной генерации ВИЛ спектрального диапазона 850 nm через моды высшего порядка возможно благодаря специфическому профилю двойной оксидной апертуры в сочетании с увеличением уровня внутренних оптических потерь для фундаментальной моды в узкоапертурных лазерах или неоднородной инжекцией носителей заряда по площади токовой апертуры в широкоапертурных лазерах. Причины наблюдаемой модификации спектров лазерного излучения, по-

видимому, обусловлены саморазогревом лазера с ростом тока в непрерывном режиме накачки или длительности импульса при фиксированном токе в импульсном режиме накачки. В случае широкоапертурных лазеров доминирует эффект изменения величины спектральной расстройки с ростом внутренней температуры лазера, тогда как для узкоапертурных лазеров необходимо также учитывать и эффект тепловой линзы. Представленные результаты анализа причин реализации аномального режима лазерной генерации ВИЛ необходимо учитывать при проектировании быстродействующих температурно-стабильных ВИЛ, в максимальной степени предусматривая меры по предотвращению условий его реализации.

### Благодарности

Авторы благодарят компанию VI-Systems GmbH (Берлин) и проф. Д. Бимберга (Технический Университет Берлина) за предоставленные для исследований образцы лазеров.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] *Michalzik R.* VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. Springer, 2013. 560 p.
- [2] *Блохин С.А., Бобров М.А., Кузьменков А.Г. и др.* // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 1. С. 67.
- [3] *El-Sayed N., Stefanovici I., Amvrosiadis G. et al.* // Temperature Management in Data Centers: Why Some (Might) Like It Hot, SIGMETRICS '12 Proceedings of the 12th ACM SIGMETRICS/PERFORMANCE Joint International Conference on Measurement and Modeling of Computer Systems. London, England, UK. June 11–15, 2012. P. 163–174.
- [4] *Young D.B., Scott J.W., Peters F.H. et al.* // IEEE J. Quant. Electron. 1993. V. 29. N 6. P. 2013.
- [5] *Li H., Wolf P., Moser P. et al.* // IEEE J. Quant. Electron. 2014. V. 50. N 8. P. 613.
- [6] *Ledentsov N., Agustin M., Kropp J.-R. et al.* // Proc. SPIE. 2018. V. 10552. P. 105520P.
- [7] *Chi K.-L., Yen J.-L., Wun J.-M. et al.* // IEEE J. Selected. Topics Quant. Electron. 2015. V. 21. N 6. P. 1701510.
- [8] *Blokhin S.A., Maleev N.A., Kuzmenkov A.G. et al.* // Proc. SPIE. 2012. V. 8276. P. 8276–31.
- [9] *Blokhin S.A., Bobrov M.A., Maleev N.A. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. N 6. P. 061104.
- [10] *Блохин С.А., Бобров М.А., Малеев Н.А. и др.* // ФТП. 2013. Т. 47. В. 6. С. 833.
- [11] *Karachinsky L.Ya., Blokhin S.A., Novikov I.I. et al.* // Semicond. Sci. Tech. 2013. V. 28. N 6. P. 065010.
- [12] *Choquette K.D., Geib K.M., Ashby C.I.H. et al.* // IEEE J. Selected. Topics Quant. Electron. 1997. V. 3. N 3. P. 916.



- [13] Brunner M., Gulden K., Hövel R. *et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. N 1. P. 7.
- [14] Osinski M., Smagley V.A.G., Smolyakov A. *et al.* // Proc. SPIE. 1998. V. 3419. P. 196.
- [15] Hadley G.R. // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 13. P. 1483.
- [16] Baveja P.P., Kögel B., Westbergh P. *et al.* // Opt. Express. 2011. V. 19. N 16. P. 15490.
- [17] Dutta N.K., Tu L.W., Hasnain G. *et al.* // Electron. Lett. 1991. V. 27. N 3. P. 208.