Исследование динамики разогрева в квазинепрерывном режиме активной области мощных полупроводниковых лазеров (λ = 1060 нм) со сверхширокой излучающей апертурой (800 мкм)

И.С.Шашкин, А.Д.Рыбкин, В.А.Крючков, А.Е.Казакова, Д.Н.Романович, Н.А.Рудова, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин

Развит подход, направленный на исследование временной зависимости разогрева активной области мощных полупроводниковых лазеров (λ = 1060 нм) со сверхширокой апертурой (800 мкм), работающих в квазинепрерывном режиме накачки импульсами тока амплитудой 21 А и длительностью 1 мс с частотой следования 10 Гц; основан на измерении динамики лазерной генерации с селекцией спектра. Анализ спектра лазерной генерации показал, что для области фронта импульса тока накачки характерна максимальная скорость смещения длинноволнового края спектра (30 нм/мс), обусловленная как тепловыми, так и нетепловыми эффектами. Область импульса, соответствующая неменяющемуся току накачки, характеризуется только тепловым смещением длинноволнового края спектра лазерной генерации со скоростью ~1 нм/мс. Полученный экспериментально разогрев активной области для этой части импульса накачки составил 2.78 °C, что согласуется с расчетным результатом (3.08 °C) для исследуемых условий накачки.

Ключевые слова: *мощные полупроводниковые лазеры, импульсный режим, спектральная динамика, разогрев, гетероструктура.*

1. Введение

В настоящее время активно разрабатываются подходы, направленные на повышение мощности излучения полупроводниковых лазеров, работающих в квазинепрерывном режиме, когда длительности импульсов находятся в диапазоне от сотен мкс до единиц мс [1–4]. Один из таких подходов основан на использовании линеек лазерных диодов. Эти источники востребованы для создания мощных лазерных систем прямой обработки материалов [5], а также для накачки активных сред твердотельных лазеров [6]. Обычно в линейках лазерных диодов используются конструкции, в которых излучающие области имеют апертуру ~100 мкм и фактор заполнения до 80 % [2, 7, 8]. Однако также активно развивается направление, когда линейки лазерных диодов формируются излучающими областями со сверхширокой апертурой [2, 9–13], что способствует повышению качества модовой структуры, степени поляризации и выходной мощности. Несмотря на то что квазинепрерывный режим характеризуется меньшей тепловой нагрузкой активной среды по сравнению с непрерывным режимом генерации [14, 15], разогрев по-прежнему остается фактором, который влияет на основные выходные характеристики лазеров – мощность, расходимость излучения в дальней зоне, ширину и стабильность спектра лазерной генерации. В этом случае расширение излучающей апертуры может привести к увеличению неоднородности температуры по площади сечения лазера и усилению разогрева активной области по сравнению с традиционными конструкциями, что оказывает негативное влияние на излучательные характеристики приборов [2]. Таким образом, исследование характера разогрева активной среды лазеров со сверхширокой апертурой актуально для оптимизации их конструкций и режимов работы, обеспечивающих улучшение выходных характеристик.

Известно, что для многомодовых лазеров рост температуры приводит к сужению запрещенной зоны, вследствие чего происходит красное смещение спектра генерации [16]. В работах [16–20] предложены и применены методики измерения динамики разогрева активной области, позволяющие оптимизировать конструкции лазерных теплоотводов по теплоемкости и тепловому сопротивлению для работы в импульсном режиме. В настоящей работе мы предлагаем методику исследования динамики разогрева активной области полупроводниковых лазеров на примере излучателя со сверхширокой апертурой, основанную на анализе динамики длинноволновой границы спектра лазерной генерации.

Авторами [21] представлены исследования разогрева массивов диодных лазеров, состоящих из 20 отдельных излучателей шириной 4 мкм с расстоянием между ними 6 мкм, в импульсном режиме генерации. Был исследован разогрев массивов в широком временном масштабе, на котором наблюдались интервалы с различной динамикой разогрева. Работа [22] посвящена изучению основных факторов, влияющих на динамику спектра генерации излучателей в лазерных линейках, таких как амплитуда импульсов тока накачки, их длительность и частота следования, а также температура стабилизации. С помощью варьирования параметров импульсов тока авторы показали, что основной причиной смещения пика спектра генерации является увеличение температуры активной области, которая в большей степени зависит от амплитуды

И.С.Шашкин, А.Д.Рыбкин, В.А.Крючков, А.Е.Казакова, Д.Н.Романович, Н.А.Рудова, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: shashkin@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 21 июля 2022 г.

импульса тока накачки. Как показывают работы [19, 23, 24], экспериментальные исследования разогрева активной области полупроводниковых лазерных диодов наряду с моделированием этого процесса позволяют предсказывать температурную динамику создаваемых лазерных систем и в дальнейшем совершенствовать конструкции теплоотводов и параметры структур мощных лазерных линеек. В перечисленных работах для анализа разогрева использовались усредненные во времени характеристики, настоящая же работа посвящена анализу временной зависимости разогрева активной области полупроводниковых лазеров. Нами проведен экспериментальный и теоретический анализ динамики температуры активной области на примере мощных лазерных InGaAs/AlGaAs/GaAs-диодов со сверхширокой апертурой (800 мкм), работающих в квазинепрерывном режиме.

2. Эксперимент

В данной работе использовались полупроводниковые лазеры на основе асимметричной гетероструктуры с широким волноводом. Гетероструктура включала в себя широкозонные эмиттеры на основе n-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ и p-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, ограничивающие волноводный слой $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ толщиной 1.7 мкм, в котором располагалась квантовая яма GaInAs толщиной 9 нм, смещенная относительно центра в сторону p-эмиттера на 0.2 мкм. Для экспериментальных исследований были изготовлены образцы лазерных диодов с шириной излучающей апертуры $w = 800$ мкм и длиной резонатора Фабри – Перо $L = 2.3$ мм. На грани резонатора наносились отражающие ($R = 95\%$) и просветляющие ($R = 5\%$) покрытия. Образцы напаивались p-стороной на медные теплоотводы с помощью индиевого припоя.

Исследования спектральной динамики мощных полупроводниковых лазеров со сверхширокой апертурой проводились для импульсов тока со следующими характеристиками: длительность импульса $\tau \approx 1$ мс, частота следования $\nu = 10$ Гц, амплитуда импульса $I = 21$ А, излучаемая пиковая мощность – примерно 16 Вт, рассеиваемая пиковая тепловая мощность – 18.1 Вт. Измерения проводились при постоянной температуре теплоотвода 20 °C.

Для измерения динамики спектров лазерной генерации был разработан стенд, схема которого показана на рис.1. Излучение полупроводникового лазера с помощью системы линз вводилось в оптическое волокно диаметром 200 мкм и через конденсор направлялось в монохроматор, который выполнял функцию управляемого узкополосного спектрального фильтра, а быстрый фотодетектор на его выходе позволял фиксировать динамику лазерной генерации в узком спектральном диапазоне. В данном исследовании с помощью монохроматора из спектра лазерной генерации вырезалась спектральная линия шириной ~0.26 нм, положение которой изменялось с шагом 0.2 нм. Для каждого шага регистрировалась форма импульса оптического сигнала (фотоответа) с помощью осциллографа с временным разрешением ~1 мкс.

Типичные формы импульсов фотоответов, полученных для различных областей спектров генерации, показаны на рис.2. Видно, что импульсы имеют разные амплитуды. Существенным отличием настоящей методики от опубликованных ранее является то, что положение длинноволновой границы спектра во времени, характеризующее рост температуры активной области лазера во время импульса, определяется для каждой длины волны положением точки на переднем фронте импульса фотоответа, соответствующей выбранному уровню сигнала, общему для всех длин волн (например, как в настоящей работе, уровню 3% от максимального сигнала (штриховая линия на рис.2)). Данный выбор был сделан по следующим причинам: 1) импульсы генерации на всех линиях имели достаточно резкие передние фронты, и время «включения линий» в диапазоне 3% – 10% от максимального сигнала не зависело от выбранного уровня; 2) дальнейшее повышение уровня приводило к выходу из области импульсов с резким фронтом; 3) часть линий из-за низкой интенсивности могли не достигать указанного уровня. Определенные таким образом моменты времени включения соответствующих линий генерации показаны на рис.3. Если сравнивать полученные результаты с результатами классической методики измерения спектров, фиксирующей усредненные во времени сигналы лазеров, работающих в импульсном режиме (см., напр., [10]), то можно сказать, что ширина усредненного во времени спек-

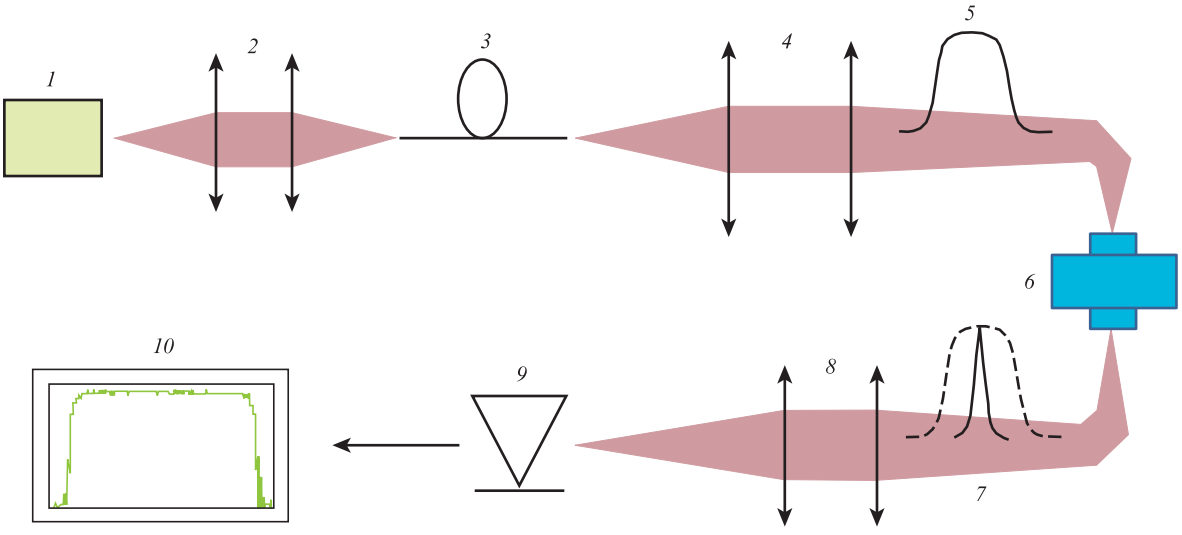

Рис.1. Схема экспериментальной установки для измерения динамики лазерной генерации с селекцией спектра:
1 – лазерный диод; *2*, *8* – линзовые системы фокусировки; *3* – оптоволокно; *4* – конденсор; *5* – огибающая всего спектра генерации; *6* – монохроматор; *7* – узкая спектральная линия; *9* – фотоприемник; *10* – осциллограф.

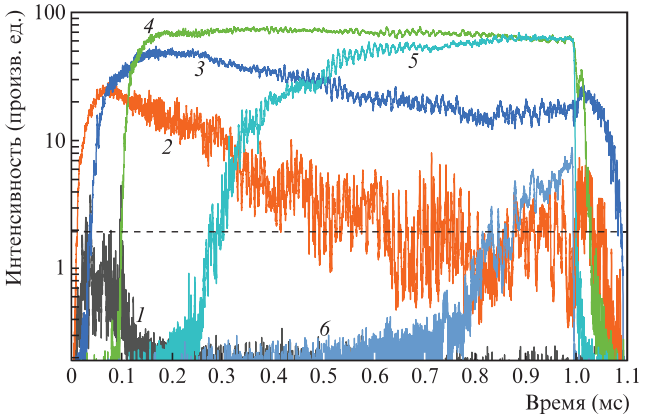

Рис.2. Импульсы фотоответов, полученные для разных участков спектра лазерной генерации: λ = 1050.2 (*1*), 1052 (*2*), 1053 (*3*), 1054.8 (*4*), 1056.2 (*5*) и 1057 нм (*6*). Штриховая линия – уровень для определения момента включения выбранной линии генерации на переднем фронте импульса.

тра определяется в том числе тем, что за время импульса в спектре появляются новые длинноволновые линии. При этом часть линий коротковолновой части спектра излучается только в начале импульса из-за смещения всего спектра в длинноволновую область. В нашем случае это лишь узкий спектральный диапазон в области 1050.2 нм; соответственно, большая часть линий генерации сохраняется в спектре до конца импульса и занимает интервал примерно от 1052.2 до 1057 нм (см. рис.2). Другая важная особенность динамики различных областей спектра лазерной генерации выражается в изменении интенсивности фотоответа за время импульса. Этот эффект наиболее характерен для боковых областей спектра (как с длинноволнового, так и с коротковолнового края), на которые, по всей видимости, оказывает наибольшее влияние перестроение контура усиления и волноводных свойств из-за теплового разогрева за время импульса.

Для расчета теплового разогрева активной области во время импульса был определен коэффициент теплового смещения спектра лазерной генерации k, который связывает смещение длинноволнового края спектра лазерной генерации ($\Delta\lambda$) и разогрев активной области (ΔT): $k = \Delta\lambda/\Delta T$.

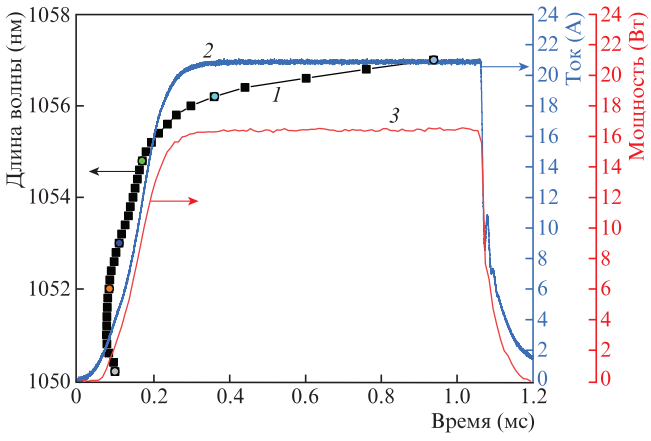

Рис.3. Зависимость положения длинноволновой границы спектра лазерной генерации от времени (*1*), вид импульсов тока накачки (*2*) и оптической мощности (*3*).

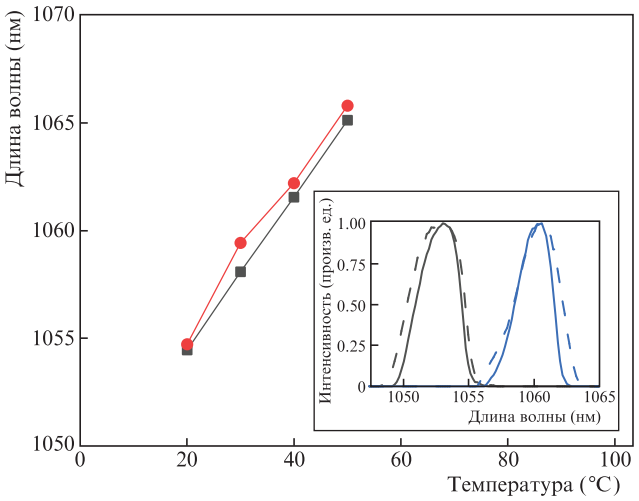

Рис.4. Зависимости положения длинноволнового края спектра лазерной генерации от температуры для амплитуды тока накачки 22 А (квадраты) и 42 А (круги). Режим накачки: длительность импульса 120 нс, частота следования импульсов 100 Гц. На вставке – типичные спектры лазерной генерации для токов 22 А (сплошные кривые) и 42 А (штриховые кривые) при температуре 20 и 40 °C (черные и синие кривые соответственно).

С этой целью были проведены измерения спектров лазерной генерации исследуемых образцов в режиме накачки импульсами тока длительностью 120 нс с частотой следования 100 Гц в температурном диапазоне 20–50 °C с шагом 10 °C при двух амплитудах тока накачки – 22 и 42 А (рис.4). Спектры измерялись с помощью спектрометра Ophir Wavestar при фиксированном времени интегрирования. Использование режима накачки короткими импульсами позволило пренебречь вкладом теплового разогрева. Полученные зависимости демонстрируют, что коэффициент k не зависит от амплитуды тока накачки и составляет 0.36 нм/°C.

Определение коэффициента k теплового смещения длинноволновой границы спектра лазерной генерации позволяет оценить изменение температуры активной области за время импульса (рис.5), а также теплоемкость (время перехода к установившемуся режиму) и тепловое со-

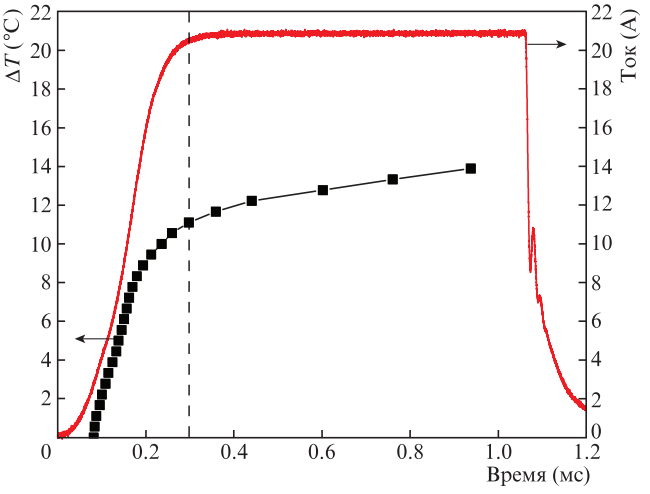

Рис.5. Зависимость разогрева активной области лазера ΔT от времени и вид импульса тока накачки. Штриховая линия условно разделяет две области тепловой динамики. Частота следования импульсов накачки 10 Гц.

противление исследуемого лазерного чипа на теплоотводе [17, 18, 23].

В зависимости температуры активной области от времени можно выделить две части. Для первой части, где за первые ~300 мкс происходит увеличение амплитуды импульса тока от 0 до 21 А, характерна наибольшая скорость смещения длинноволнового края спектра – 30 нм/мс (рис.3). Оценка разогрева активной области для этой части зависимости дает $\Delta T = 11$°C (рис.5). Следующие 640 мкс соответствуют второй части зависимости, где ток не изменяется (21 А). Скорость смещения длинноволновой части спектра здесь заметно уменьшается – примерно до 1 нм/мс, а оценка разогрева активной области составляет 2.78 °C за время 640 мкс (рис.5).

3. Численное моделирование

Расчет динамики разогрева кристалла лазерного диода проводился с использованием программного пакета Comsol Multiphysics и интерфейса Heat transfer in solids, физические свойства доменов расчетной модели определялись с помощью встроенной библиотеки материалов Comsol. В расчете принималось, что источник тепла расположен на границе волновод/p-эмиттер, при этом пиковое значение рассеиваемой тепловой мощности определялось из эффективности лазера, а зависимость тепловой мощности от времени имела форму, близкую к форме импульса тока накачки (см. рис.5).

Рассчитанная динамика разогрева активной области показана на рис.6. Видно, что так же, как и в экспериментальной зависимости на рис.5, в расчетной зависимости можно выделить часть, соответствующую быстрому росту температуры (это первые 300 мкс – время включения импульса), и часть, соответствующую условию постоянного тепловыделения, от 300 до 1050 мкс. Для первой части расчетный разогрев составил 3.03 °C, что существенно меньше значения, полученного в эксперименте. Данный факт может свидетельствовать о том, что в эксперименте скорость разогрева из-за смещения длинноволновой части спектра переоценена. Возможная причина может быть связана с вкладом от нетеплового смещения длинноволновой части спектра, которое может происходить при изменении тока накачки и характерно именно для переднего фронта импульса, где ток накачки увеличивается от 0 до 21 А за первые 300 мкс. Во второй части зависимости (от 300 до 940 мкс) расчетный разогрев составляет 3.08 °C, что близко к значению, полученному для этой части импульса в эксперименте, 2.78 °C. Близость расчетного и экспериментального результатов свидетельствует о том, что принятые при расчете тепловые свойства материалов близки к реальным. Расчет позволил также оценить скорость охлаждения активной области кристалла полупроводникового лазера, что не позволяет сделать экспериментальная методика на основе динамики спектров генерации. Важно, чтобы остаточная температура перед началом следующего импульса имела минимальное значение, иначе это приведет к повышению общего разогрева при генерации последовательности лазерных импульсов. Из рис.6 видно, что снижение разогрева до 2×10^{-4} °C происходит за 100 мс. Это может свидетельствовать о том, что при используемой в эксперименте частоте следования импульсов 10 Гц взаимного теплового воздействия при генерации последовательности импульсов не происходит.

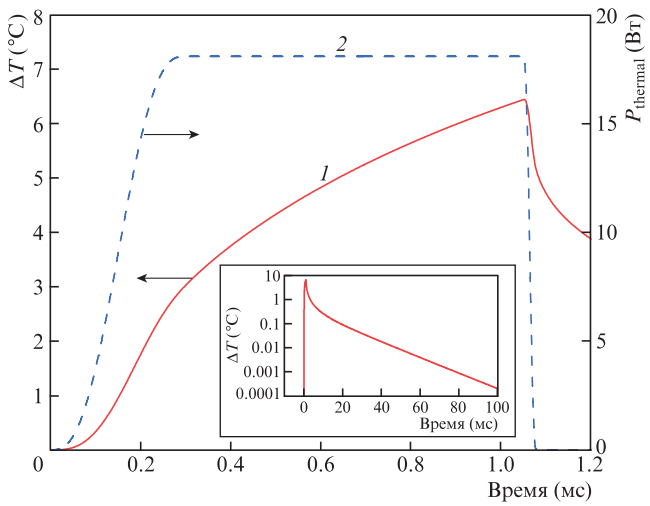

Рис.6. Расчетные зависимости от времени разогрева активной области ΔT (*1*), а также средней тепловой мощности $P_{thermal}$, выделяющейся в лазерном кристалле на границе волновода и p-эмиттера (*2*). На вставке – зависимость разогрева активной области от времени для диапазона 0–100 мс.

4. Заключение

Полученные результаты демонстрируют, что подход, основанный на измерении спектрально-селектированной динамики лазерной генерации, позволяет оценивать тепловой разогрев активной области мощных многомодовых полупроводниковых лазеров, работающих в импульсном режиме при накачке импульсами тока, близкими к прямоугольным. Данный подход также может быть использован при исследовании различных лазерных систем на основе полупроводниковых лазеров, в том числе их линеек, и может обеспечить пространственное разрешение при исследовании динамики разогрева каждого излучателя в линейке. Полученные результаты в дальнейшем могут использоваться для оптимизации режимов накачки полупроводниковых лазеров и конструкций их теплоотводов.

Исследования выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

1. Crump P.A., Wilkens M., Hübner M., Arslan S., Niemeyer M., Basler P.S., Martin D., Maaßdorf A., Ginolas A., Tränkle G. *Proc. SPIE*, **11262**, 1126204 (2020). DOI: 10.1117/12.2545991.
2. Karow M.M., Frevert C., Platz R., Knigge S., MaaBdorf A., Erbert G., Crump P. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **29**, 1683 (2017). DOI: 10.1109/LPT.2017.2743242.
3. Karow M.M., Martin D., Della Casa P., Erbert G., Crump P.A. *Proc. SPIE*, **11262**, 1126205 (2020). DOI: 10.1117/12.2545918.
4. Ma X., Zhang N., Zhong L., Liu S., Jing H. *High Power Laser and Particle Beams*, **32**, 121010 (2020). DOI: 10.11884/HPLPB202032.200236.
5. Zediker M.S., Zucker E. *Proc. SPIE*, **11983**, 1198302 (2022). DOI: 10.1117/12.2615260.
6. Brauch U., Röcker C., Graf T., Abdou Ahmed M. *Appl. Phys. B*, **128**, 58 (2022). DOI: 10.1007/s00340-021-07736-0.
7. Hanxuan L., Towe T., Chyr I., Brown D., Touyen N., Reinhardt F., Xu J., Srinivasan R., Berube M., Truchan T., Bullock R., Harrison J. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **19**, 960 (2007). DOI: 10.1109/LPT.2007.898820.
8. Hostetler J., Jiang C.-L., Roff R., Negoita V., Strohmaier S., Tillkorn C., Radionova R., Miester C., Vethake T., Bonna U., Huonker M., Schmitz C., Dorsch F. *Proc. SPIE*, **6876**, 68760A (2008). DOI: 10.1117/12.763443.

9. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Veselov D.A., Strelets V.A., Rudova N.A., Pikhtin N.A., Bagaev T.A., Ladugin M.A., Marmalyuk A.A., Kop'ev P.S. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **34**, 35 (2022). DOI: 10.1109/LPT.2021.3134370.
10. Слипченко С.О., Подоскин А.А., Веселов Д.А., Ефремов Л.С., Золотарев В.В., Казакова А.Е., Копьев П.С., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **52**, 171 (2022) [*Quantum Electron.*, **52**, 171 (2022)]. DOI: 10.1070/QEL17985.
11. Слипченко С.О., Романович Д.Н., Гаврина П.С., Веселов Д.А., Багаев Т.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **52**, 174 (2022) [*Quantum Electron.*, **52**, 174 (2022)]. DOI: 10.1070/QEL17986.
12. Слипченко С.О., Романович Д.Н., Капитонов В.А., Бахвалов К.В., Пихтин Н.А., Копьев П.С. *Квантовая электроника*, **52**, 340 (2022) [*Quantum Electron.*, **52**, 340 (2022)]. DOI: 10.1070/QEL18014.
13. Schröder D., Meusel J., Hennig P., Lorenzen D., Schröder M., Hülsewede R., Sebastian J. *Proc. SPIE*, **6456**, 64560N (2007). DOI: 10.1117/12.700021.
14. Lorenzen D., Schröder M., Meusel J., Hennig P., König H., Philippens M., Sebastian J., Hülsewede R. *Proc. SPIE*, **6104**, 610404 (2006). DOI: 10.1117/12.659047.
15. Bai J.G., Chen Z., Leisher P., Bao L., DeFranza M., Grimshaw M., DeVito M., Martinsen R., Kanskar M., Haden J. *Proc. SPIE*, **8241**, 82410W (2012). DOI: 10.1117/12.910244.
16. Menzel U., Bärwolff A., Enders P., Ackermann D., Puchert R.,Voss M. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 1382 (1995). DOI: 10.1088/0268-1242/10/10/013.
17. Carter J., Snyder D., Reichenbaugh J. *Proc. 19-th Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium* (2003). DOI: 10.1109/STHERM.2003.1194385.
18. Chen C., Xin G., Qu R., Fang Z. *Opt. Commun.*, **260**, 223 (2006). DOI: 10.1016/j.optcom.2005.10.011.
19. Kowalczyk E., Ornoch L., Gniazdowski Z., Mroziewicz B. *Proc. SPIE*, **6456**, 64561G (2007). DOI: 10.1117/12.700548.
20. Usechak N.G., Hostetler J.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 531 (2009). DOI: 10.1109/JQE.2009.2013097.
21. Voss M., Lier C., Menzel U., Bärwolff A., Elsaesser T. *J. Appl. Phys.*, **79**, 1170 (1996). DOI: 10.1063/1.360900.
22. Zhang H., Jia Y., Zah C.-E., Liu X. *Appl. Opt.*, **57**, 5599 (2018). DOI: 10.1364/AO.57.005599.
23. Min Y.J., Palisoc A.L., Lee C.C. *IEEE Trans. Compon., Hybrids and Manuf. Technol.*, **13**, 980 (1990). DOI: 10.1109/33.62539.
24. Carter J., Snyder D., Reichenbaugh J. *Proc. 19-th Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium* (2003). DOI: 10.1109/STHERM.2003.1194374.