Квазинепрерывные мощные полупроводниковые лазеры (1060 нм) со сверхширокой излучающей апертурой

С.О.Слипченко, Д.Н.Романович, В.А.Капитонов, К.В.Бахвалов, Н.А.Пихтин, П.С.Копьев

Разработаны мощные квазинепрерывные полупроводниковые лазеры с шириной излучающей апертуры 800 мкм и сплошным p-контактом. Продемонстрирована генерация лазерных импульсов длительностью 1 мс с частотой следования 10 Гц и максимальной пиковой мощностью 87 Вт на длине волны 1060–1070 нм при накачке импульсами тока амплитудой 97 А. Сделанная по результатам эксперимента оценка показала, что при токе 97 А перегрев активной области в конце лазерного импульса может достигать 36.7°С.

Ключевые слова: *полупроводниковые лазеры, мезаполосковая конструкция, гетероструктура, квазинепрерывный режим.*

1. Введение

Использование мощных полупроводниковых лазеров в различных областях накладывает определенные требования к режиму работы. Благодаря высокой энергетической эффективности данных лазеров они широко применяются для накачки волоконных и твердотельных активных сред. Активно развивается направление, связанное с непосредственным использованием излучения мощных полупроводниковых лазеров для обработки различных материалов. В этом случае наиболее предпочтительным является квазинепрерывный режим работы лазерных диодов при миллисекундных длительностях импульсов излучения, что обусловлено или временами жизни возбужденных состояний в активных средах, или необходимостью достижения определенного уровня энергии в импульсе при обработке материалов. Наиболее распространенным подходом, позволяющим повысить уровень излучаемой мощности, является использование линеек лазерных диодов с размером апертуры отдельного излучателя ~100 мкм и общей шириной области излучения, достигающей 1 см [1], а также вертикальных сборок (стеков) на их основе. Однако для достижения надежной и эффективной работы подобных конструкций требуется применять технологические решения, позволяющие минимизировать механические напряжения, возникающие при монтаже [2].

Еще одна проблема связана с разработкой оптических систем формирования мощного лазерного пучка с характеристиками, требуемыми, например, для ввода излучения в оптическое волокно. В работах [3, 4] предложен альтернативный подход к созданию мощных квазинепрерывных полупроводниковых лазеров для систем накачки киловаттного уровня. Его основой являются одиночные излучатели со сверхширокой (от 400 до 1200 мкм) излучающей апертурой, а также минилинейки на их основе. Для решения проблемы неоднородного по апертуре распределения излучения апертура формировалась с использованием набора полосковых контактов, что также позволило избавиться от паразитного усиления излучения поперек оси резонатора и связанного с этим возбуждения высокодобротных замкнутых мод [5]. В результате образец излучателя с шириной апертуры 400 мкм и набором микрополосковых контактов шириной 2–7 мкм с периодом 14 мкм продемонстрировал максимальную мощность 86 Вт при накачке импульсами тока с амплитудой 100 А, длительностью 500 мкс и частотой следования 10 Гц. При этом в области максимальных токов наблюдалось существенное насыщение ватт-амперной характеристики (ВтАХ) из-за разогрева лазера. Другим важным аспектом использования сверхширокой апертуры является снижение плотности тока при сохранении величины оптических потерь на выход [6], что позволяет снизить влияние роста внутренних оптических потерь при высоких уровнях токов накачки [7].

В настоящей работе представлены результаты исследований излучательных характеристик мощных полупроводниковых лазеров с апертурой 800 мкм, работающих в квазинепрерывном режиме (длительность импульса 1 мс). Основной отличительной особенностью исследуемой конструкции является применение сплошного омического контакта с p-стороны, что не требует использования дополнительных технологических операций, связанных с формированием структурированной апертуры.

2. Экспериментальные исследования

В работе использовалась лазерная гетероструктура, выращенная методом МОС-гидридной эпитаксии. Структура включала эмиттеры $Al_xGa_{1-x}As$ (x = 30%) n- и p-типа проводимости толщиной 1.5 мкм каждый, волноводный слой $Al_xGa_{1-x}As$ (x = 10%) толщиной 1.7 мкм и активную область на основе одной квантовой ямы InGaAs толщиной 9 нм. Для селекции мод в поперечном многомодовом волноводе и выполнения пороговых условий для нулевой моды квантовая яма была смещена относительно центра волноводного слоя в сторону p-эмиттера на 0.2 мкм. Чтобы избежать филаментации тока в плоскости p–n-перехода при использовании сплошного омического контакта, применялась технология формирования омического p-контакта Ti/Pt/Au, что обеспечивало высокую однородность контактного сопротивления по всей площади.

С.О.Слипченко, Д.Н.Романович, В.А.Капитонов, К.В.Бахвалов, Н.А.Пихтин, П.С.Копьев. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: serghpl@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 12 ноября 2021 г.

Со стороны подложки использовался сплошной n-контакт AuGe/Au. В латеральном направлении была сформирована мезаполосковая конструкция волновода. Из полученной структуры выкалывались лазерные кристаллы с длиной резонатора 2900 мкм и напыленными на грани просветляющими (5%) и отражающими (95%) покрытиями. Лазерные кристаллы монтировались с помощью индиевого припоя p-стороной вниз на медный теплоотвод. Измерения проводились при постоянной температуре теплоотвода 15°C. Для накачки лазеров использовался генератор импульсов тока с частотой следования 10 Гц и длительностью 1 мс. Форма лазерных импульсов детектировалась с помощью InGaAs-фотоприемника, обеспечивающего высокую чувствительность и стабильность измерений в исследуемом спектральном диапазоне.

На рис.1 приведены типичные формы импульсов тока и лазерных импульсов. Во всем исследованном диапазоне накачек генерируемые импульсы тока имели неизменную амплитуду (за исключением фронта включения и выключения). При этом форма лазерных импульсов повторяла форму импульсов тока до уровня ~50 А, но затем, при дальнейшем росте амплитуды тока, наблюдалось плавное снижение мощности лазерного излучения (рис.1,*б*).

На рис.2,*а* показано, как при различных амплитудах тока накачки изменяется уровень излучаемой мощности в конце импульса относительно уровня мощности в начале. Видно, что при максимальном токе 97 А падение выходной оптической мощности в конце импульса достигает 2%, тогда как в диапазоне токов 0–50 А это падение не превышает 0.2%. На рис.2,*б* приведена зависимость максимальной пиковой мощности от амплитуды тока накачки. Максимальная мощность излучения для разработанных образцов составила 83 Вт при токе 97 А. Заметное отклонение от линейности ВтАХ наблюдается для токов более 40 А.

Можно выделить два основных фактора, влияющих на насыщение выходной оптической мощности и отклонение ВтАХ от линейности при увеличении тока инжекции – это рост внутренних оптических потерь, а также снижение излучательной эффективности из-за увеличения температуры активной области лазера. При максимальной плотности тока 4.18 кА/см^2 рост внутренних оптических потерь составляет ~0.5 см$^{-1}$ [8], что не объясняет наблюдаемое насыщение ВтАХ. Измеренные для оценки вклада разогрева инжектируемым током спектры лазерной генерации (рис.3,*а*) демонстрируют расширение в длинноволновую область с ростом тока, что является типичным признаком теплового разогрева. Для расчета величины разогрева активной области по смещению длинноволнового края спектра были проведены измерения спектров генерации исследуемых лазеров в диапазоне

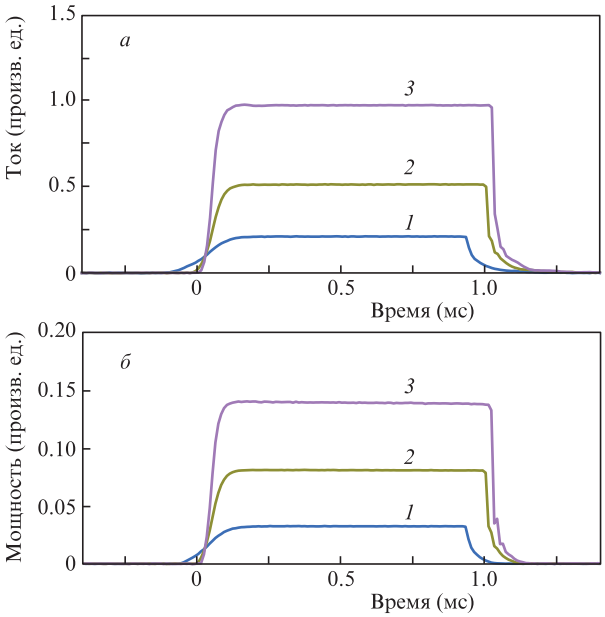

Рис.1. Формы импульсов тока накачки (*а*) и лазерных импульсов (*б*) при амплитудах тока накачки 21 (*1*), 51 (*2*) и 91 А (*3*).

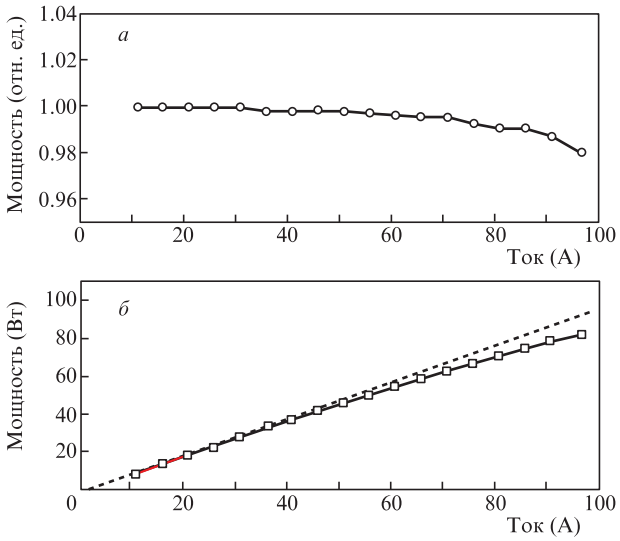

Рис.2. Зависимость от амплитуды тока накачки отношения выходной оптической мощности в конце лазерного импульса к мощности в начале импульса (*а*), а также зависимость максимальной выходной пиковой мощности лазерных импульсов от амплитуды тока накачки (*б*). Длина резонатора полупроводникового лазера 2900 мкм, покрытия на гранях резонатора AR(5%)/HR(95%), температура теплоотвода 15°C, длительность импульсов 1 мс, частота следования импульсов 10 Гц.

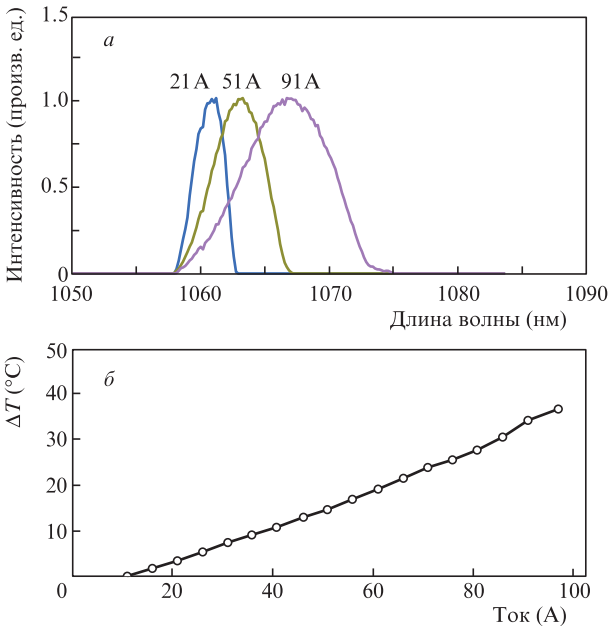

Рис.3. Спектры лазерной генерации при различных амплитудах импульсов тока накачки (*а*) и зависимость перегрева активной области лазера от амплитуды тока накачки (*б*). Параметры лазера и условия его работы те же, что и на рис.2.

температур теплоотвода 20 – 50 °C при накачке импульсами длительностью 100 нс (когда разогревом за счет тока накачки можно пренебречь) и амплитудой 20 и 40 А, т. е. в условиях, когда измеряемая температура теплоотвода соответствует температуре активной области. Полученные результаты показали, что с достаточной степенью точности смещение длинноволнового края спектра лазерной генерации $\Delta\lambda_{LE}$ (в нм) при изменении температуры ΔT (в °C) может быть описано линейной зависимостью

$$\Delta\lambda_{LE} = \Delta T k,$$

где k – полученный из аппроксимации экспериментальных зависимостей постоянный коэффициент, который для исследуемых образцов составил 0.36 нм/°C. Используя полученное значение k и экспериментально измеренные спектры лазерной генерации (рис.3,*а*), можно определить перегрев активной области по величине $\Delta\lambda_{LE}$. Для его оценки использовалось смещение положения длинноволнового края нормированных спектров лазерной генерации на уровне 0.02 от максимума. Зависимость перегрева активной области от тока накачки показана на рис.3,*б*. Полученные значения рассчитывались относительно температуры активной области, соответствующей току накачки 10 А. Видно, что при максимальном токе 97 А перегрев в конце импульса достигает 36.7 °C.

Для определения вклада основных механизмов, связанных с тепловым разогревом и приводящих к падению оптической мощности при максимальном уровне тока накачки, были измерены характеристические температуры T_0 и T_1, определяющие температурные зависимости порогового тока и внешней дифференциальной эффективности соответственно. Установлено, что для исследуемых образцов T_0 = 110 K; это при пороговом токе 1.9 А для рабочей температуры приводит к его увеличению до 2.65 А для температуры 51.7 °C, соответствующей концу импульса. При температуре T_1 = 332 K дифференциальная эффективность, равная 0.976 Вт/А для рабочей температуры 15 °C, снижается до 0.874 Вт/А для температуры 51.7 °C, соответствующей концу импульса. При линейной аппроксимации начального участка ВтАХ максимальная мощность для тока 97 А составляет 91.3 Вт, тогда как по результатам экспериментальной оценки теплового разогрева и изменения характеристических температур мощность должна снизиться до 82.45 Вт. Экспериментально измеренная максимальная мощность в конце импульса составила 81.3 Вт. Снижение мощности, полученное в эксперименте, несущественно и может быть обусловлено недооценкой вклада внутренних оптических потерь при рабочем токе [8], т. к. значения характеристических температур определялись в околопороговом режиме накачки. Сделанная оценка показывает, что определяющий вклад в насыщение выходной оптической мощности для токов накачки более 90 А дают механизмы, связанные с тепловым разогревом.

3. Заключение

Полученные результаты демонстрируют возможность создания источников излучения киловаттного уровня мощности, работающих в квазинепрерывном режиме, на основе сборок или линеек излучателей со сверхширокой апертурой и сплошным p-контактом. Однако переход к генерации импульсов миллисекундной длительности сопровождается усилением перегрева активной области, что приводит к насыщению ВтАХ лазера в области высоких токов накачки (~100 А). Таким образом, увеличение выходной оптической мощности в области высоких токов накачки может быть достигнуто при повышении температурной стабильности выходных характеристик полупроводниковых лазеров. Одно из направлений здесь может быть связано со снижением порогового материального усиления, например, за счет повышения фактора оптического ограничения в активной области, что позволит как повысить температурную стабильность порогового тока, так и снизить падение дифференциальной эффективности из-за роста внутренних оптических потерь в области рабочих токов накачки.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

1. Treusch H.G., Ovtchinnikov A., He X., Kanskar M., Mott J., Yang S. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6** (4), 601 (2000). DOI: 10.1109/2944.883374.
2. Pittroff W., Erbert G., Beister G., Bugge F., Klein A., Knauer A., Traenkle G. *IEEE Trans. Adv. Packag.*, **24** (4), 434 (2001); Wang J. et al. *Proc. SPIE*, **11891**, 118910D (2021). DOI: 10.1109/6040.982826; DOI: 10.1117/12.2602338.
3. Karow M.M., Frevert C., Platz R., Knigge S., Maaßdorf A., Erbert G., Crump P. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **29** (19), 1683 (2017). DOI: 10.1109/LPT.2017.2743242.
4. Crump P., Wilkens M., Hübner M., Arslan S., Niemeyer M., Basler P.S., Tränkle G. *Proc. SPIE*, **11262**, 1126204 (2020). DOI: 10.1117/12.2545991.
5. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Pikчhtin N.A., Tarasov I.S. *Laser Phys.*, **24** (10), 105001 (2014). DOI: 10.1088/1054-660X/24/10/105001.
6. Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Golovin V.S., Pikhtin N.A., Kop'ev P.S. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **33** (1), 7 (2021). DOI: 10.1109/LPT.2020.3040063.
7. Soboleva O.S., Zolotarev V.V., Golovin V.S., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. *IEEE Trans. Electron Devices*, **67** (11), 4977 (2020). DOI: 10.1109/TED.2020.3024353.
8. Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Leshko A.Y., Shamakhov V.V., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. *J. Appl. Phys.*, **126** (21), 213107 (2019). DOI: 10.1063/1.5115117.