

Сравнение полупроводниковых лазеров AlGaInAs/InP ($\lambda = 1450–1500$ нм) со сверхузким и сильно асимметричным типом волноводов

Н.А.Волков, В.Н.Светогоров, Ю.Л.Рябоштан, А.Ю.Андреев, И.В.Яроцкая, М.А.Ладугин, А.А.Падалица, А.А.Мармалюк, С.О.Слипченко, А.В.Лютецкий, Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин

Проведено сравнительное изучение полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP со сверхузким и сильно асимметричным волноводами. Показано, что применение таких волноводов при одновременном увеличении энергетической глубины квантовой ямы обеспечивает возможность достижения повышенной мощности. Подобные лазеры на основе как сильно асимметричного, так и сверхузкого волноводов с полосковыми контактами шириной 100 мкм продемонстрировали выходную оптическую мощность 5 Вт (при токах накачки 11.5 и 14 А соответственно) в непрерывном режиме работы при комнатной температуре на длине волны генерации 1450–1500 нм.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, гетероструктура, AlGaInAs/InP, сверхузкий волновод, асимметричный волновод.

1. Введение

Полупроводниковые лазеры с высокой выходной мощностью находят широкое применение во многих отраслях науки и техники. Среди последних работ, посвященных мощным лазерам спектрального диапазона 1400–1600 нм, можно отметить работы по лазерам со сверхузкими [1, 2] и сильно асимметричными [3–6] волноводами. Основной особенностью данных конструкций является уменьшенная толщина р-волновода, что снижает оптические потери на выбрасываемых в волновод носителях при увеличении тока накачки и улучшает теплоотвод от активной области при монтаже кристалла р-стороной вниз [7, 8]. Помимо указанных особенностей, уменьшению выходных характеристик лазеров данного спектрального диапазона способствует использование напряженных квантовых ям (КЯ) для снижения вероятности протекания безызлучательных процессов оже-рекомбинации [9–11], а также снижение выброса носителей в волновод из активной области благодаря использованию упругокомпенсированных КЯ с увеличенной энергетической глубиной [12–14] и/или широкозонных барьеров вблизи активной области [15–18].

В работе [2] проведено сравнение лазеров на основе AlGaInAs/InP со сверхузким и расширенным волноводами, излучающих в районе 1550 нм. Показано, что сверхузкий волновод при наличии профильного легирования,

благодаря уменьшенному последовательному и тепловому сопротивлению и сниженным оптическим потерям, позволяет отодвинуть начало насыщения ватт-амперной характеристики, что способствует повышению выходной мощности на 25%–30%. Проведенное в [19] исследование лазеров AlGaInAs/InP с асимметричным и расширенным волноводами показало, что использование асимметричного волновода позволяет ограничить рост внутренних оптических потерь с увеличением тока накачки и увеличить выходную мощность в 1.5 раза по сравнению с лазерами с расширенным волноводом. Тем не менее остается актуальным сравнительный анализ двух близких подходов, основанных на использовании асимметричного и сверхузкого волноводов. Эти подходы объединены идеей уменьшения толщины р-волновода, но существенно различаются параметрами п-волновода, а следовательно, и характером распределения фундаментальной оптической моды. Дополнительным фактором различия рассматриваемых гетероструктур является увеличенное расстояние от активной области до р⁺-контакта в лазерах со сверхузким волноводом. В такой конструкции из-за слабого волновода значительная часть излучения распространяется в эмиттерных слоях InP, что приводит к необходимости увеличения их толщины. Однако, несмотря на хорошую теплопроводность InP по сравнению с другими соединениями системы материалов AlGaInAs/InP, увеличение толщины приводит к ухудшению теплоотвода КЯ, что может сказаться на работе лазера в предельных режимах эксплуатации. В то же время асимметричная конструкция позволяет перераспределить электромагнитную волну в сторону N-эмиттера и приблизить КЯ к теплоотводу. К сожалению, расширенный п-волновод в таких лазерах формируется с использованием твердых растворов AlGaInAs, характеризующихся худшими тепловыми и транспортными свойствами, что может ограничивать выходную оптическую мощность.

В настоящей работе сравниваются два указанных подхода (с использованием сверхузкого волновода и сильно асимметричного волновода) с целью определения наи-

Н.А.Волков, В.Н.Светогоров, Ю.Л.Рябоштан, А.Ю.Андреев, И.В.Яроцкая, М.А.Ладугин, А.А.Падалица. ООО «Сигм плюс», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1; e-mail: volkov_n_a@mail.ru

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

более эффективного пути создания мощных полупроводниковых лазеров, излучающих в спектральном диапазоне 1450–1500 нм.

2. Эксперимент

Лазерные гетероструктуры AlGaInAs/InP выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии. Исследовались два типа гетероструктур, объединенных идеей уменьшения толщины р-волновода. Первая гетероструктура со сверхузким волноводом, описанная в [1, 2], содержала активную область из двух упругокомпенсированных КЯ InGaAs, расположенных в центре сверхузкого волновода AlGaInAs толщиной 0.1 мкм. Параметры КЯ подбирались такими, чтобы обеспечить получение генерации в заданном спектральном диапазоне 1450–1500 нм. Волновод ограничивался эмиттерными слоями InP. Для снижения утечек на границе волновод/эмиттер помещались блокирующие барьерные слои AlInAs, изопериодные с подложкой InP. Во второй гетероструктуре р-часть изначально расширенного волновода была уменьшена так, чтобы КЯ оказались в непосредственной близости к Р-эмиттеру (аналогично описанию в [3, 4]). Схемы зонных диаграмм исследованных гетероструктур представлены на рис.1. На основе полученных гетероструктур изготавливались полупроводниковые лазеры с полосковым контактом шириной 100 мкм и длиной резонатора 2000–3000 мкм. На грани резонатора наносились просветляющие и отражающие покрытия с $R_1 \sim 0.05$ и $R_2 \sim 0.95$. Кристаллы монтировались на медный теплоотвод, выходные характеристики лазеров изучались в непрерывном режиме работы при температуре теплоотвода 25 °С.

3. Результаты и их обсуждение

Удачное сочетание оптических, электрофизических и тепловых параметров позволило использовать гетероструктуры AlGaInAs/InP со сверхузким волноводом для создания высокоэффективных полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 1400–1600 нм. Уменьшение толщины волноводных слоев AlGaInAs с повышенными последовательным и тепловым сопротивлениями благоприятно сказывается на тепловой нагрузке активной области при увеличении тока накачки и позволяет снизить

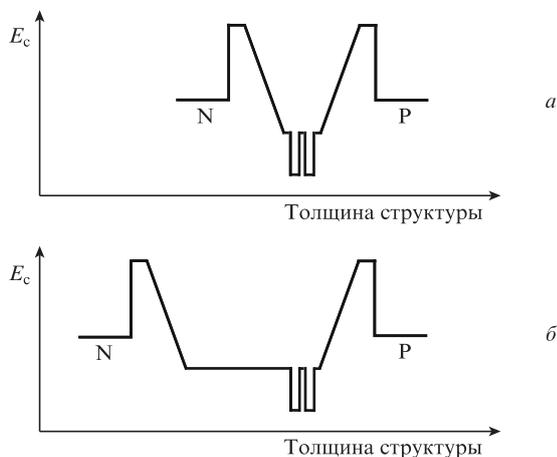


Рис.1. Схематические изображения зонных диаграмм активной области полупроводниковых лазеров на основе AlGaInAs/InP со сверхузким (а) и асимметричным (б) волноводами.

накопление носителей заряда в р-волновде, что ограничивает рост внутренних оптических потерь, уменьшает насыщение ватт-амперной характеристики (ВтАХ) и позволяет достигнуть более высокой выходной мощности. Вместе с тем подход с использованием активной области со сверхузким волноводом в гетероструктурах InGaAs/GaAs/AlGaAs и AlGaAs/GaAs оказался не столь успешным, поскольку никакого преимущества в выходной мощности таких лазеров по сравнению с лазерами на тех же гетероструктурах, но с традиционным расширенным волноводом, продемонстрировано не было [20–22]. Это указывает на ограниченность применения данного подхода из-за параметров используемых материалов.

С другой стороны, вариант с использованием асимметричного волновода привлекает внимание возможностью приблизить активную область к теплоотводу и сохранить при этом преимущества узкого р-волновода. В системе материалов InGaAs/GaAs/AlGaAs лазеры такой конструкции продемонстрировали более высокие выходные характеристики по сравнению с излучателями на основе расширенного волновода [23–25].

Для более полного сравнения этих подходов при создании лазеров спектрального диапазона 1450–1500 нм параметры гетероструктур подбирались такими, чтобы обеспечить близкие значения фактора оптического ограничения активной области. При этом составы волноводных слоев, геометрия и энергетические глубины КЯ были идентичными. И поскольку толщины р-волноводов в исследованных структурах совпадали, это позволяло надеяться на близость характеров выброса носителей и их накоплений в обоих волноводах. Ожидалось, что изучаемые лазеры будут иметь разный уровень внутренних оптических потерь и характер насыщения ВтАХ по мере роста тока накачки.

Ватт-амперные характеристики и зависимости их наклона от тока накачки исследованных лазеров приведены на рис.2 и 3. Видно, что при относительной близости пороговых токов наклоны (дифференциальные эффективности) на начальном участке ВтАХ лазеров обоих типов различаются и остаются неизменными до тока 3 А для асимметричного волновода и до 4.3 А – для сверхузкого. Лазер со сверхузким волноводом имеет меньший угол наклона ВтАХ, что связано с увеличением внутренних оптических потерь из-за проникновения части электромагнитной волны в области эмиттеров. Влияние последнего может быть частично скомпенсировано за счет профиль-

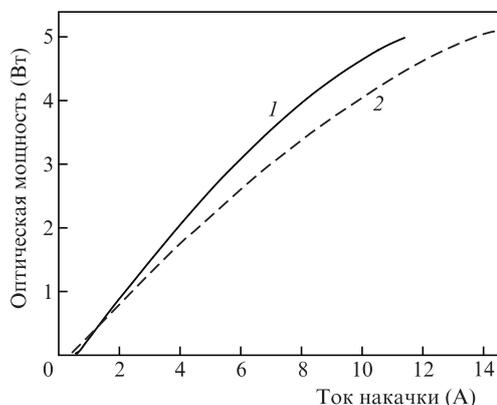


Рис.2. Ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с асимметричным (1) и сверхузким (2) волноводами в непрерывном режиме генерации.

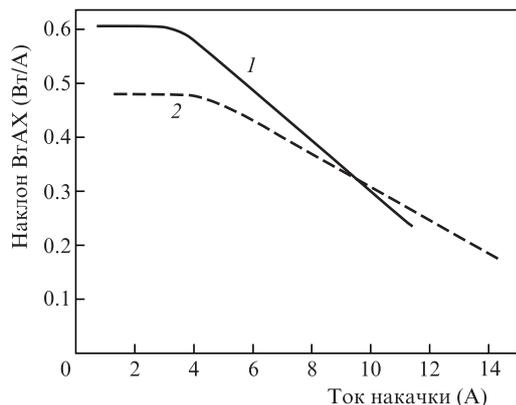


Рис.3. Изменение с током накачки наклона ВТАХ лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с асимметричным (1) и сверхузким (2) волноводами в непрерывном режиме генерации.

ного легирования структуры. Тем не менее, благодаря лучшему теплоотводу от активной области, лазеры со сверхузким волноводом могут работать при более высоких токах накачки и для них характерно более медленное снижение наклона ВТАХ (рис.3). Максимальная оптическая мощность для образцов с асимметричным и сверхузким волноводами составила 5 Вт, но достигалась она при разных рабочих токах. Так, лазер с асимметричным волноводом продемонстрировал эту мощность при токе 11.5 А, а лазер со сверхузким волноводом – при 14 А. У обоих лазеров ширина полоскового контакта составила 100 мкм, длина резонатора – 2000 мкм. Зависимости наклонов ВТАХ от тока накачки пересекались при токе примерно 10 А (рис.3). И хотя лазеры с асимметричным волноводом имеют на начальном участке ВТАХ большую дифференциальную эффективность, чем лазеры со сверхузким волноводом, мощность их излучения быстрее насыщается с ростом тока накачки.

Значения плотности тока прозрачности ($J_0 = 120\text{--}150$ А/см²) и внутренней квантовой эффективности ($\eta_i = 0.93\text{--}0.96$) изученных лазеров оказались близки, тогда как уровень внутренних оптических потерь в излучателе с асимметричным волноводом ожидаемо был ниже ($\alpha_i = 1.0\text{--}1.5$ см⁻¹), чем у образца со сверхузким волноводом ($\alpha_i = 2.0\text{--}2.5$ см⁻¹). На рис.4 представлены экспериментальные зависимости обратной дифференциальной эффективности от длины резонатора исследованных образ-

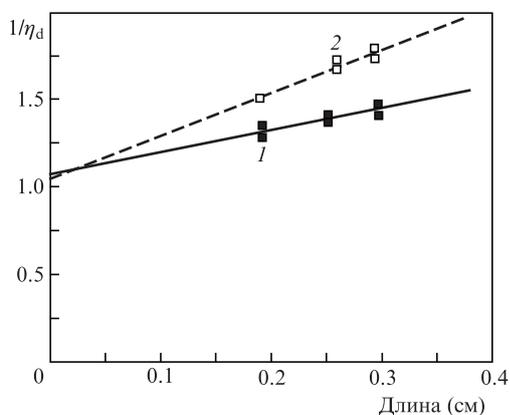


Рис.4. Зависимости обратной дифференциальной эффективности η_d от длины резонатора лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с асимметричным (1) и сверхузким (2) волноводами.

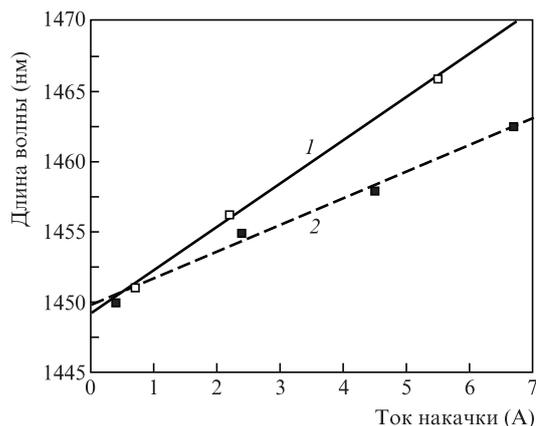


Рис.5. Зависимости длины волны генерации полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с асимметричным (1) и сверхузким (2) волноводами от тока накачки в непрерывном режиме генерации.

цов, которые позволили определить величину внутреннего квантового выхода и внутренних оптических потерь.

Длина волны генерации исследованных лазеров находилась в диапазоне 1450–1500 нм в зависимости от уровня накачки, результаты измерений представлены на рис.5. Разность наклонов кривых указывает на более высокую тепловую нагрузку активной области лазера с асимметричным волноводом по сравнению с лазером со сверхузким волноводом. Данный результат хорошо соотносится с результатами зависимости наклона ВТАХ от тока накачки для исследованных лазеров.

Расходимость излучения в дальней зоне по уровню 0.5 в плоскости, перпендикулярной р–п-переходу, составляла для лазеров с асимметричным волноводом 40–43°, для лазеров со сверхузким волноводом – 30–32°, а в плоскости, параллельной р–п-переходу, она была равна 7–9° и 10–12° соответственно.

В настоящей статье показано, что как одностороннее (смещение активной области лазера к Р-эмиттеру), так и двухстороннее уменьшение размера волновода (сверхузкий волновод) позволяет увеличить мощность лазера по сравнению с классическим вариантом структуры с широким волноводом. Создание условий для снижения накопления носителей в р-волноводе и улучшения теплоотвода от активной области позволило поднять максимально достижимую выходную мощность до 5 Вт в непрерывном режиме генерации на длине волны 1450–1500 нм для исследуемых лазеров обоих типов. Лазеры с асимметричным волноводом демонстрируют большую дифференциальную эффективность, которая, однако, быстрее насыщается с ростом тока накачки. С этой точки зрения предпочтительнее выглядят лазеры со сверхузким волноводом, для дальнейшего улучшения выходных характеристик которых требуется снижение уровня внутренних оптических потерь.

4. Заключение

В настоящей работе представлены результаты сравнительных экспериментальных исследований полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с волноводами различной конструкции. В сильно асимметричном волноводе смещение КЯ к Р-эмиттеру снижа-

ет накопление носителей в р-волноводе и способствует лучшему отводу тепла, а одновременное увеличение глубины КЯ улучшает локализацию электронов в активной области и увеличивает дифференциальную квантовую эффективность. Структура со сверхузким волноводом во многом сохраняет указанные преимущества структуры с асимметричным волноводом, но при этом характеризуется более высокими внутренними потерями вследствие значительного проникновения электромагнитной волны в эмиттерные слои (некоторая компенсация последнего была достигнута за счет профильного легирования). Все это позволило повысить выходную мощность исследованных лазеров с волноводами обоих типов до 5 Вт в непрерывном режиме генерации.

Работа выполнена при частичной поддержке программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (договор № 02.а03.21.0005).

1. Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Ладугин М.А., Падалица А.А., Слипенченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **47**, 272 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 272 (2017)].
2. Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Ладугин М.А., Падалица А.А., Слипенченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **48**, 197 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 197 (2018)].
3. Горлачук П.В., Иванов А.В., Курносков В.Д., Курносков К.В., Мармалюк А.А., Романцевич В.И., Симаков В.А., Чернов Р.В. *Квантовая электроника*, **48**, 495 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 495 (2018)].
4. Багаева О.О., Данилов А.И., Иванов А.В., Курносков В.Д., Курносков К.В., Курняк Ю.В., Мармалюк А.А., Романцевич В.И., Симаков В.А., Чернов Р.В. *Квантовая электроника*, **49**, 649 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 649 (2019)].
5. Hallman L.W., Ryvkin B.S., Avrutin E.A., Aho A.T., Viheriala J., Guina M., Kostamovaara J.T. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **31**, 1635 (2019).
6. Ryvkin B.S., Avrutin E.A., Kostamovaara J.T. *Semicond. Sci. Technol.*, **35**, 085008 (2020).
7. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **100**, 023104 (2006).
8. Веселов Д.А., Шашкин И.С., Бахвалов К.В., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Слипенченко С.О., Бечвай Е.А., Стрелец В.А., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **50**, 1247 (2016) [*Semicond.*, **50**, 1225 (2016)].
9. Lui W.W., Yamanaka T., Yoshikuni Y., Seki S., Yokoyama K. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1475 (1994).
10. Wang J., von Allmen P., Leburton J-P., Linden K.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 864 (1995).
11. Андреев А.Д., Зегря Г.Г. *ФТП*, **31**, 358 (1997) [*Semicond.*, **31**, 297 (1997)].
12. Lin C-C., Liu K-S., Wu M-C., Shiao H-P. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, 3309 (1998).
13. Pan J-W., Chen M-H., Chyi J-I. *J. Cryst. Growth.*, **201/202**, 923 (1999).
14. Wu M-Y., Yang C-D., Lei P-H., Wu M-C., Ho W-J. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, L643 (2003).
15. Kazarinov R.F., Belenky G.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 423 (1995).
16. Takemasa K., Munakata T., Kobayashi M., Wada H., Kamijoh T. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 495 (1998).
17. Abraham P., Piprek J., DenBaars S.P., Bowers J.E. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 1239 (1999).
18. Garrod T., Olson D., Klaus M., Zenner C., Galstad C., Mawst L., Botez D. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 071101 (2014).
19. Волков Н.А., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Рябоштан Ю.Л., Светогоров В.Н., Ладугин М.А., Падалица А.А., Мармалюк А.А., Слипенченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **51**, 133 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 133 (2021)].
20. Malag A., Jasik A., Teodorczyk M., Jagoda A., Kozłowska A. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1582 (2006).
21. Hung C.-T., Lu T.-C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **49**, 127 (2013).
22. Бобрецова Ю.К., Веселов Д.А., Климов А.А., Вавилова Л.С., Шамахов В.В., Слипенченко С.О., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **49**, 661 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 661 (2019)].
23. Богатов А.П., Гущик Т.И., Дракин А.Е., Некрасов А.П., Поповичев В.В. *Квантовая электроника*, **38**, 935 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 935 (2008)].
24. Hasler K.H., Wenzel H., Crump P., Knigge S., Maasdorf A., Platz R., Staske R., Erbert G. *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 045010 (2014).
25. Kaul T., Erbert G., Klehr A., Maasdorf A., Martin D., Crump P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **25**, 1501910 (2019).