

06.3;12

Низкопороговые лазерные диоды на основе AlInGaAs/InP гетероструктур ($\lambda = 1.2\text{--}1.5\ \mu\text{m}$)

© С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова,
А.Ю. Лешко, Ю.А. Рябоштан, Е.Г. Голикова, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им.А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Сигм Плюс Ко, Москва
E-mail: nike@hpld.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 12 сентября 2002 г.

Методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений изготовлены AlInGaAs/InP многоямковые лазерные гетероструктуры отдельного ограничения для длин волн излучения $1.2\text{--}1.5\ \mu\text{m}$. Абсолютные значения порогового тока достигали $10\ \text{mA}$ для лазерных диодов с шириной полоска $W = 4.5\ \mu\text{m}$ и длиной резонатора $200\ \mu\text{m}$. Пороговые плотности тока составили $500\text{--}650\ \text{A/cm}^2$ при длине резонатора $1.0\ \text{mm}$. Продемонстрирована возможность генерации в непрерывном режиме при температуре окружающей среды 170°C без принудительного охлаждения. В диапазоне температур $10\text{--}80^\circ\text{C}$ величина характеристического параметра T_0 достигала $110\ \text{K}$.

Лазерные диоды с длиной волны излучения $1.2\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ имеют достаточно широкий спектр применений, в частности использование в локальных оптических системах связи [1]. Основной рабочей характеристикой таких приборов является величина порогового тока, так как требуемая мощность излучения ограничивается единицами милливатт. При этом возможность работы лазерного диода без охлаждения является существенным преимуществом, в связи с чем требование высокой температурной стабильности выходных характеристик лазерного диода в достаточно широком рабочем диапазоне температур выходит на первый план. В научной литературе широко освещен круг вопросов, касающихся влияния температуры на излучательные характеристики лазерных диодов, выполненных на основе InGaAsP системы твердых растворов, а также возможности оптимизации параметров лазерной гетероструктуры с целью достижения максимальной температурной ста-

бильности [2–7]. Необходимо отметить, что невозможно одновременно решить задачи по оптимизации параметров гетероструктуры с целью достижения максимальной рабочей мощности и минимального порогового тока [8], поэтому данная работа будет посвящена низкороговым лазерным диодам.

Одним из факторов, определяющих температурную чувствительность порогового тока для лазеров с длиной волны генерации $1.3\ \mu\text{m}$, является процесс Оже-рекомбинации в активной области. Кроме этого, высокая температурная чувствительность в лазерных диодах на основе указанной выше системы твердых растворов связана с плохим электронным ограничением, так как только $1/3$ часть от общей разницы между запрещенными зонами приходится на зону проводимости [9,10]. В связи с этим максимальные значения характеристической температуры T_0 для лазерных диодов с квантово-размерной активной областью находятся в районе $80\ \text{K}$ [11] для лазеров на основе системы твердых InGaAsP/InP . И по всей видимости, достижение больших значений при использовании только данной системы является невозможным. В данной работе в качестве альтернативной системы твердых растворов InGaAsP/InP , которая позволяет получать лазерные диоды с длинами волн излучения $1.3\text{--}1.8\ \mu\text{m}$, будет рассмотрена система AlInGaAs/InP [1,12,13]. Основное достоинство предлагаемой к рассмотрению системы — возможность значительно увеличить глубину потенциальной ямы для электронов. Данный факт связан с тем, что в системе твердых растворов AlInGaAs $2/3$ общего энергетического скачка ширины запрещенной зоны между широкозонным и узкозонным полупроводником приходится на зону проводимости [12,13]. Кроме этого, в данной системе твердых растворов максимальная ширина запрещенной зоны твердого раствора, изопериодичного с InP , составляет $1.47\ \text{eV}$, что также способствует лучшему ограничению носителей заряда в квантовой яме [13].

Методом МОС-гидридной (из металлоорганических соединений) эпитаксии было выращено два типа структур. Гетероструктура первого типа состояла из широкозонных AlInAs эмиттеров толщиной по $500\ \text{\AA}$ каждый, AlInGaAs-grad волновода общей толщиной $0.15\ \mu\text{m}$ и четырех напряженно сжатых AlInGaAs квантовых ям толщиной по $50\ \text{\AA}$ каждая, разделенных AlInGaAs барьерными слоями. Гетероструктура второго типа отличалась только тем, что активная область включала шесть квантовых ям.

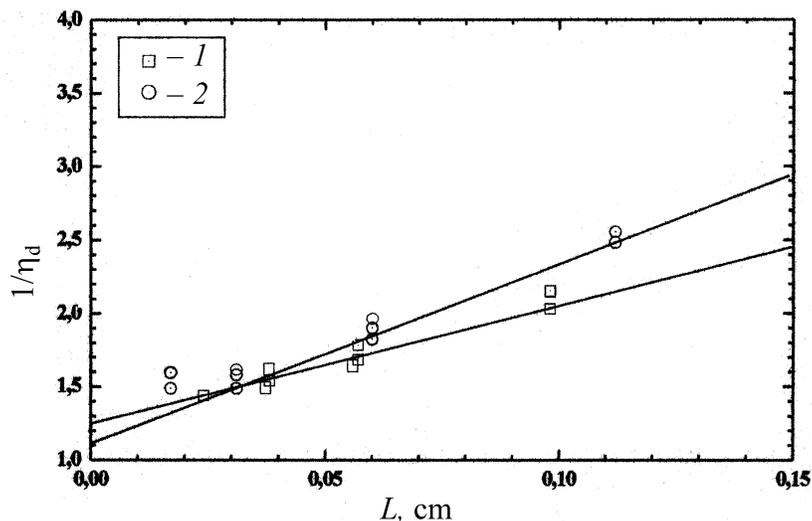


Рис. 1. Экспериментальная зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности ($1/\eta_d$) от длины резонатора (L) для лазерных диодов, изготовленных из лазерных гетероструктур первого (1) и второго (2) типов.

В выращенных гетероструктурах по стандартной методике [11] были сформированы мезаполоски шириной $W = 4 - 4.5 \mu\text{m}$. Далее лазерная гетероструктура разделялась на чипы различной длины, которые спаивались на медные теплоотводы с помощью индиевого припоя.

Для подготовленных таким образом лазерных диодов проводились измерения ватт-амперных характеристик, на основании которых определялись дифференциальные квантовые эффективности и пороговые плотности токов. На рис. 1 представлены зависимости обратной дифференциальной эффективности ($1/\eta_d$) от длины резонатора для лазерных диодов, изготовленных из гетероструктур I и II типа. С помощью приведенных зависимостей были определены величины внутренних оптических потерь, которые составили 8 и 13 cm^{-1} для гетероструктур I и II типа соответственно. Видно, что с увеличением количества квантовых ям внутренние оптические потери возрастают. Наблюдаемый

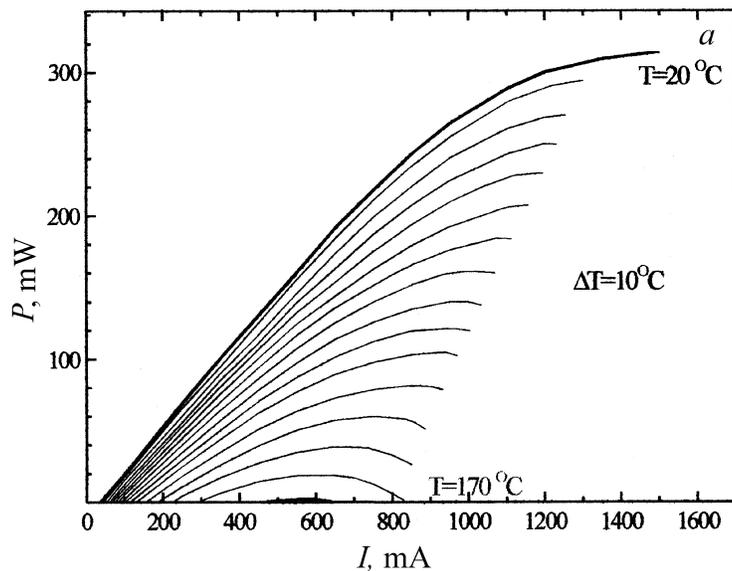


Рис. 2. Семейство ватт-амперных характеристик в непрерывном режиме генерации: *a* — для лазерного диода, изготовленного из гетероструктуры первого типа с длиной резонатора $L = 1120 \mu\text{m}$, с высокоотражающим (95%) и низкоотражающим (5%) покрытием на гранях резонатора при температурах теплоотвода от 20 до 170°C с шагом 10°C; *b* — для лазерного диода, изготовленного из гетероструктуры второго типа с длиной резонатора $L = 1040 \mu\text{m}$, с естественными зеркалами на гранях резонатора при различных температурах теплоотвода (в диапазоне температур 20–160°C шаг 10°C).

эффект может быть обусловлен рассеиванием света на неоднородностях гетерограниц квантовой ямы и увеличением объема активной области с пороговой концентрацией.

Для демонстрации возможностей гетеролазеров, изготовленных в системе твердых растворов AlInGaAs/InP, были проведены измерения ватт-амперных характеристик при различных температурах теплоотвода. Необходимо отметить, что в данных измерениях не использовалась стандартная методика поддержания постоянной температуры лазерного теплоотвода во всем диапазоне токов накачки. Для этого теплоотвод

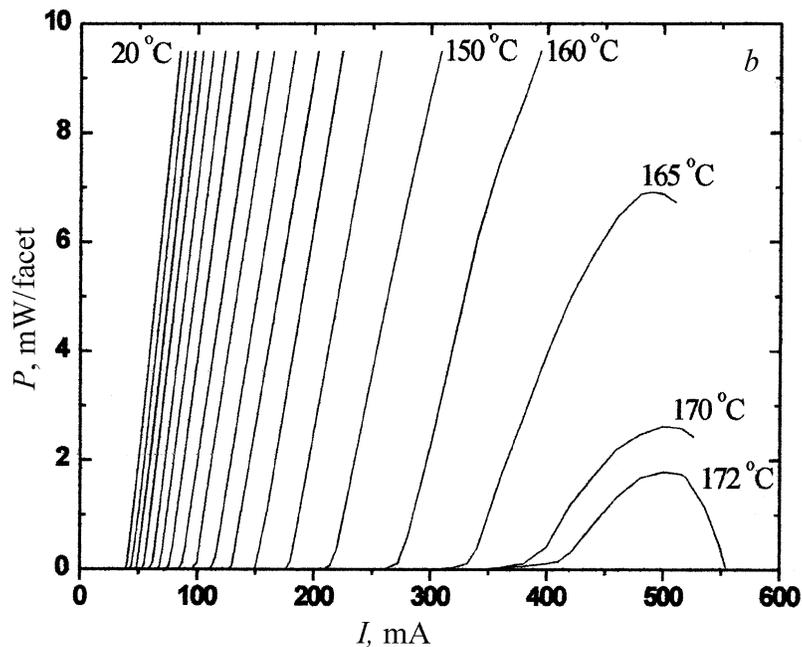


Рис. 2 (продолжение).

с лазерным диодом монтировался на обычную медную пластину, снабженную только нагревательным элементом, а стандартная система термостабилизации, которая позволяла отводить избыточное тепло, отсутствовала. С помощью нагревательного элемента перед проведением измерения выставлялась вполне определенная температура, которую фиксировала термопара, установленная на краю теплоотвода лазерного диода. Далее по мере увеличения величины тока накачки повышалась и температура теплоотвода, о которой можно было судить по показаниям, полученным с помощью термопары. Так, установив температуру 20°C в отсутствие тока накачки, при токе, соответствующем максимальной выходной мощности, температура теплоотвода возросла на 5°C . На рис. 2, *a* представлено семейство ватт-амперных характеристик лазерного диода, изготовленного из структуры с четырьмя квантовыми ямами. Данные зависимости демонстрируют возможность генерации в непре-

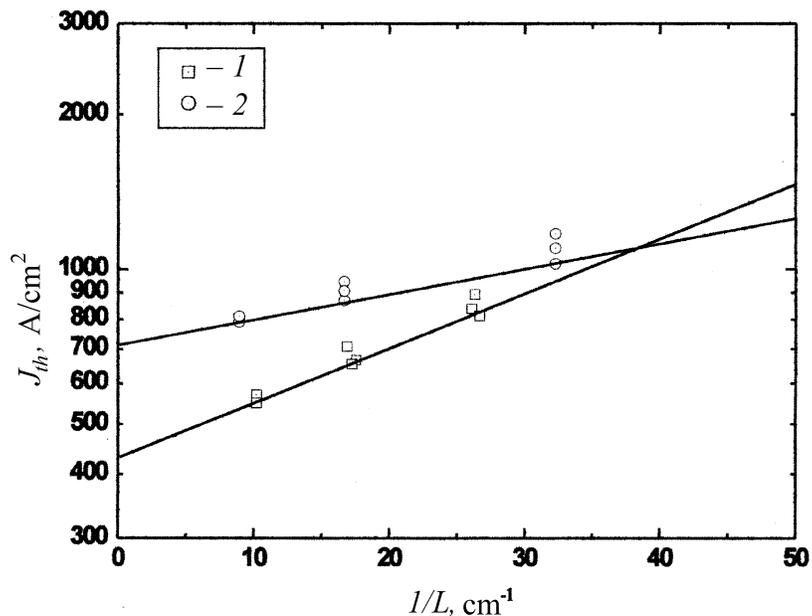


Рис. 3. Экспериментальная зависимость пороговой плотности тока (J_{th}) от обратной длины резонатора ($1/L$) для лазерных диодов с шириной полоски $W = 4.5 \mu\text{m}$, изготовленных из гетероструктур первого (1) и второго (2) типов.

рывном режиме вплоть до 170°C , в то время как для лазерных диодов, имеющих те же параметры, но изготовленных в классической системе твердых растворов InGaAsP/InP, данная величина составляет 130°C [2]. Подчеркнем, что исследуемые гетероструктуры не оптимизированы для целей достижения максимальной мощности излучения. В связи с этим максимальная мощность излучения при непрерывном режиме генерации составила 300 mW и не является предельной величиной. Измерения ватт-амперных характеристик, проведенные по той же методике, для гетеролазеров, изготовленных из структуры второго типа, показали возможность генерации до 173°C (рис. 2, *b*).

На рис. 3 представлены зависимости пороговой плотности тока от обратной длины резонатора лазерного диода. Экспериментальные результаты показали, что величина пороговой плотности тока при

пересчете на одну квантовую яму и с учетом величины внутреннего квантового выхода стимулированного излучения [14] составила 125 и 178 A/cm^2 (гетероструктура I типа), а также 110 и 130 A/cm^2 (гетероструктура II типа) для лазерных диодов с длиной резонатора 1000 и 400 μm соответственно. Данные результаты говорят о более низкой средней пороговой концентрации носителей заряда в каждой квантовой яме для лазерных диодов, изготовленных из гетероструктуры второго типа, несмотря на более высокие внутренние оптические потери. Это связано с эффектом насыщения усиления в гетеролазерах, для которых роль активной области играет квантовая яма. Данный эффект выражается в логарифмической зависимости усиления от концентрации носителей в квантовой яме [14]. Приведенный пример показывает, что с уменьшением длины резонатора разница между пороговыми концентрациями для лазерных диодов, изготовленных из гетероструктур I и II типов, достаточно быстро растет. Таким образом, из вышесказанного следует, что увеличение количества квантовых ям повышает температурную стабильность, что необходимо учитывать при конструировании лазерной гетероструктуры. Но увеличение количества квантовых ям имеет свои естественные границы. В первую очередь, они связаны с повышением внутренних оптических потерь, которые на данном этапе развития технологии являются неустранимыми.

Чтобы устранить возможность перегрева активной области относительно теплоотода, в данном случае был использован импульсный режим генерации. Как известно, величина характеристического параметра T_0 для лазерных диодов, полученных в классической системе твердых растворов InGaAsP/InP , не превышает 80 К [11] в диапазоне температур 10–80°С. Проведенные измерения демонстрируют более высокое значение характеристического параметра T_0 для системы AlInGaAs/InP . Так, у лазерных диодов с длинами резонаторов 500–1200 μm , изготовленных из гетероструктур I и II типа, характеристический параметр T_0 лежит в диапазоне 90–105 и 90–110 К соответственно. Снижение температурной чувствительности для гетероструктуры с большим количеством квантовых ям можно связать с более низкой средней пороговой концентрацией носителей заряда в квантовой яме, о чем говорилось выше. Одной из причин повышения температурной стабильности порогового тока можно считать усиление эффекта ограничения электронов в квантовой яме, что позволяет понизить термический выброс свободных носителей заряда из активной области в волноводные слои. Для наибо-

лее полного анализа влияния температуры на характеристики лазерных диодов, изготовленных в системе твердых растворов AlInGaAs/InP, необходимо учитывать процессы безызлучательной Оже-рекомбинации, так как именно Оже-рекомбинация и термический выброс определяют температурную чувствительность излучательных характеристик лазерных диодов.

Проведенные измерения картины дальнего поля лазерных диодов, изготовленных из гетероструктур I и II типов, показали устойчивую генерацию в нулевой моде в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу с шириной на половине интенсивности 38° . Для плоскости, параллельной $p-n$ -переходу во всем диапазоне рабочих токов, дальнее поле имело однолопестковый характер с шириной на половине интенсивности $10-15^\circ$.

В результате проведенной работы методом МОС-гидридной эпитаксии были созданы низкороговые гетеролазеры мезаполосковой конструкции в системе твердых растворов AlInGaAs/InP. Продемонстрирована возможность работы в непрерывном режиме генерации вплоть до 170°C , что является недостижимым для гетеролазеров, изготовленных в классической системе твердых растворов InGaAsP/InP. Полученные величины характеристического параметра T_0 лежат в диапазоне $90-110\text{ K}$, что говорит о значительно более высокой температурной стабильности исследованных лазерных диодов. Величины пороговых плотностей тока не превышали опубликованных ранее значений для лазерных диодов, реализованных в системе твердых растворов InGaAsP/InP.

Список литературы

- [1] Zah C., Bhat R., Pathak B.N., Favier F., Lin W., Wang M.C., Andreadakis N.C., Hwang D.M., Koza M.A., Lee T., Wang Z., Darby D., Flanders D., Hsieh J.J. // IEEE J. Quant. Elect. 1994. QE-30. P. 511.
- [2] Temkin H., Coblenz D., Logan R.A., Van der Zeil J.P., Tanbun-Ek T., Yadvish R.D., Sergent A.M. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 2402.
- [3] Bernussi A.A., Temkin H., Coblenz D.L., Logan R.A. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 67.
- [4] Seki S., Oohasi H., Sugiura H., Hirono T., Yokoyama K. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 1054.
- [5] Зегря Г.Г., Пухтин Н.А., Скрынников Г.В., Слипченко С.О., Тарасов И.С. // ФТП. 2001. Т. 35. С. 1001.

- [6] *Belenky G.L., Donetsky D.V., Reynolds C.L., Kazarinov R.F., Shtengel G.E., Luryi S., Lopata J.* // IEEE Photonics Technol. Lett. 1997. V. 9. P. 1558.
- [7] *Asryan L.V., Gunko N.A., Polkovnikov A.S., Zegrya G.G., Suris R.A., Lau P.K., Makino T.* // Semicond. Sci. Technol. 2000. V. 15. P. 1131.
- [8] *Elenkrig B.B., Smetona S., Simmons J.G., Makino T., Evans J.D.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 2367.
- [9] *Adachi S.* Physical Properties of III–V Semiconductor Compounds. John Wiley & Sons Inc., 1992.
- [10] *Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Скрынников Г.В., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Фетисова Н.В.* // ФТП. 2000. Т. 34. С. 1457.
- [11] *Голикова Е.Г., Горбылев В.А., Ильин Ю.В., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.А., Симаков В.А., Тарасов И.С., Третьякова Е.А., Фетисова Н.В.* // ПЖТФ. 2000. Т. 26 (7). С. 57.
- [12] *Sugiyama Y., Inata T., Fujii T., Nakata Y., Muto S., Hiyamizu S.* // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 30. P. L648.
- [13] *Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. P. 5815.
- [14] *Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С.* // ФТП. 2002. Т. 36. С. 364.