

06.3;07

Мощные низкопороговые лазерные диоды ($\lambda = 0.94 \mu\text{m}$) на основе $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ гетероструктур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии

© С.В. Александров, А.Н. Алексеев, Д.М. Демидов, А.Л. Дудин,
Н.И. Кацавец, И.В. Коган, Ю.В. Погорельский,
А.Л. Тер-Мартirosян, Э.Г. Соколов, В.П. Чалый, А.П. Шкурко

ЗАО „Полупроводниковые приборы“, С.-Петербург

E-mail: ter@atc.rfntr.neva.ru

ЗАО „Научное и технологическое оборудование“, С.-Петербург

E-mail: atcste@mail.fi.ru

Поступило в Редакцию 26 марта 2002 г.

Представлены результаты исследования параметров мощных лазерных диодов с длиной волны генерации $0.94 \mu\text{m}$, изготовленных на основе квантово-размерных $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ гетероструктур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В результате оптимизации технологии роста и профиля легирования гетероструктур лазерные диоды имеют низкую пороговую плотность тока, высокие выходную оптическую мощность и дифференциальную квантовую эффективность при времени жизни более $10\,000 \text{ ns}$.

Мощные лазерные диоды (ЛД), излучающие в спектральном диапазоне $0.96 \div 0.98 \mu\text{m}$, широко используются для накачки ионов Er^{3+} в твердотельных лазерах и волоконно-оптических усилителях. Такие ЛД изготавливаются из лазерных гетероструктур (ЛГС) с отдельным электронным и оптическим ограничением на основе $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ квантово-размерной активной области и имеют высокую эффективность, надежность и время жизни [1–3].

С другой стороны, для ряда приложений (например, для накачки твердотельных лазеров на основе ионов Yb^{3+} с максимумом поглощения в спектральном диапазоне $0.94 \div 0.95 \mu\text{m}$ [4]) необходимо

увеличивать энергию кванта излучения ЛД и соответственно уменьшать концентрацию In в активной области.

В настоящей работе приведен ряд особенностей технологии изготовления $In_{0.1}Ga_{0.9}As/AlGaAs/GaAs$ квантово-размерных ЛГС, оптимизированных для получения мощных ЛД с низкими пороговыми плотностями тока, низкими внутренними потерями и высокой дифференциальной квантовой эффективностью. Исследованы оптические и временные характеристики ЛД, изготовленных из таких структур.

ЛГС выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на отечественной установке ЭП1203, в конструкцию которой был внесен ряд изменений, позволяющий получать воспроизводимые результаты при росте гетероструктур с активной областью $InGaAs$, а именно:

использование модернизированного динамического узла нагрева подложки, облегчающего прохождение гетеропереходов при существенной разнице ростовых температур материала волновода — $AlGaAs$ ($\sim 700^\circ C$) и активной области — $InGaAs$ ($540 \div 560^\circ C$);

использование специально разработанной для ЭП1203 конструкции безиндиевого держателя подложки, обеспечивающего высокую однородность параметров слоев по площади гетероструктуры;

использование в качестве источника галлия испарителя с квазидвухзонным нагревом тигля, приведшее к существенному уменьшению плотности овальных дефектов на поверхности ЛГС и, как следствие, к увеличению сквозного выхода годных ЛД.

В качестве инструмента прецизионного контроля температуры подложки наряду с дифракцией быстрых электронов на отражение использовался оптический пирометр.

Выращенные ЛГС имели классическую конструкцию, в которой внутри $Al_xGa_{1-x}As$ ($x = 0.6$) эмиттеров заключен нелегированный $Al_xGa_{1-x}As$ волноводный слой типа „graded index“ ($x = 0.6 \rightarrow 0.3 \rightarrow 0.6$) суммарной толщиной $0.3 \mu m$, в котором, в свою очередь, помещена $In_yGa_{1-y}As$ ($y = 0.1$) активная область толщиной $9 nm$, окруженная слоями $GaAs$ толщиной по $3 nm$ (рис. 1, а).

Результаты моделирования конструкции показывают, что выращенные ЛГС имеют фактор оптического ограничения $\Gamma = 0.034$ и полуширину диаграммы направленности излучения ЛД в направлении, перпендикулярном $p-n$ -переходу, $\theta_{\perp} = 40^\circ$, которая хорошо согласуется с экспериментально измеренной величиной.

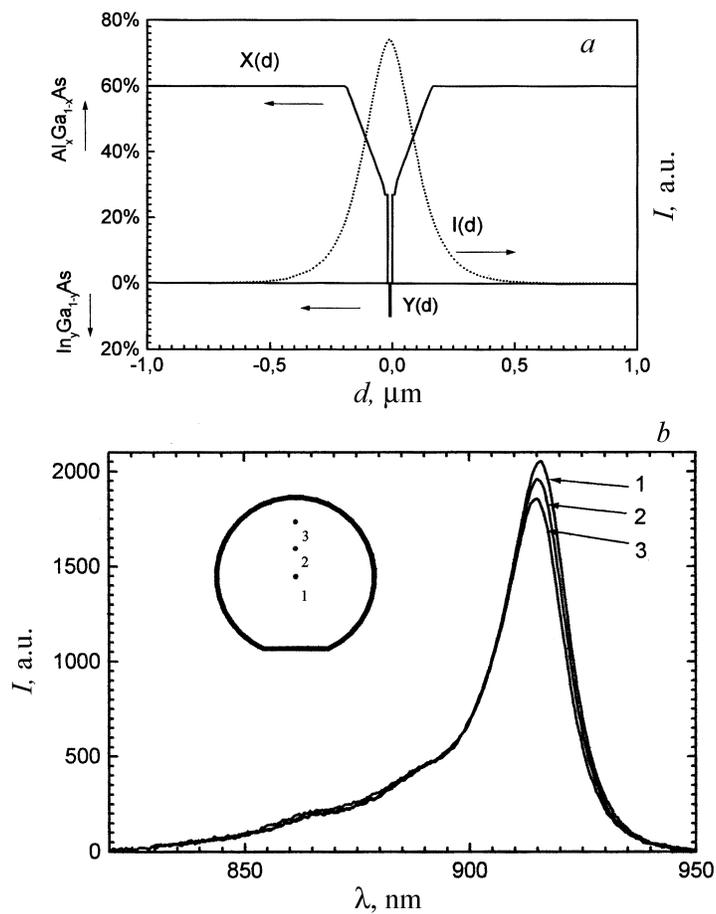


Рис. 1. *a* — конструкция AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктуры $X(d)$, $Y(d)$ и расчетная диаграмма ближнего поля излучения $I(d)$ на зеркале ЛД. *b* — спектр ФЛ выращенных гетероструктур. Вставка: карта ФЛ по поверхности гетероструктуры диаметром 32,4 мм.

В качестве легирующих примесей для материала n -типа использовался Si; для p -типа — Be. Профиль легирования эмиттерных слоев был оптимизирован с целью минимизации внутренних оптических потерь.

Оптимизация технологии роста ЛГС заключалась в выборе ростовых параметров InGaAs активной области — температуры, скорости роста и отношения потоков компонент V и III групп.

Качество выращиваемого полупроводникового материала контролировалось по измерениям фотолюминесценции (ФЛ) тестовых гетероструктур (ТГС), максимально приближенных к ЛГС по конструкции. Измерения спектров ФЛ и генерации ЛД проводились с помощью стандартной спектральной установки на основе монохроматора МДР-23. Возбуждение ФЛ осуществлялось твердотельным Nd^{3+} ($\lambda = 0.53 \mu\text{m}$) лазером с интенсивностью порядка 100 W/cm^2 . Оценка внутреннего квантового выхода (η_{int}) производилась на основе сравнения интенсивности ФЛ выращенных ТГС с „реперными“ образцами в соответствии с методическим подходом, описанным в работе [5].

Оптимизация технологии роста позволила получить воспроизводимую величину внутреннего квантового выхода ФЛ (η_{int}) более 90% по всей площади ТГС (рис. 1, *b*).

Для определения величины внутренних оптических потерь ЛГС (α_{int}) и плотности тока прозрачности (J_{th}^0) [6] измерялись зависимости обратной величины дифференциальной квантовой эффективности ($1/2\eta$) от длины резонатора ЛД (L) и плотности порогового тока (J_{th}) от обратной длины резонатора ЛД соответственно. При этом чипы ЛД с полосковым контактом шириной $W = 100 \mu\text{m}$, изготовленные по стандартной постростовой технологии, но не имеющие специальных покрытий на зеркалах, напаивались *p*-стороной на медные теплоотводы с помощью In-содержащего припоя. Измерения проводились в непрерывном режиме генерации ЛД при температуре теплоотвода $+25^\circ\text{C}$.

Для изготовления зеркал на заднюю грань резонатора ЛД напылялось многослойное отражающее диэлектрическое покрытие, на переднюю — просветляющее с коэффициентами отражения 95 и 5% соответственно.

Долговременные испытания (ДИ) ЛД проводились в режиме стабилизированного постоянного рабочего тока накачки при начальной оптической мощности $P = 1 \text{ W}$ как в нормальных условиях ($T = +25^\circ\text{C}$), так и при повышенной температуре ($T = +50^\circ\text{C}$), приводящей к ускорению процессов деградации не менее чем на порядок [7]. В первом случае длительность ДИ составляла не менее 1000 h, во втором случае — не менее 200 h. После прохождения ДИ путем линейной экстраполяции

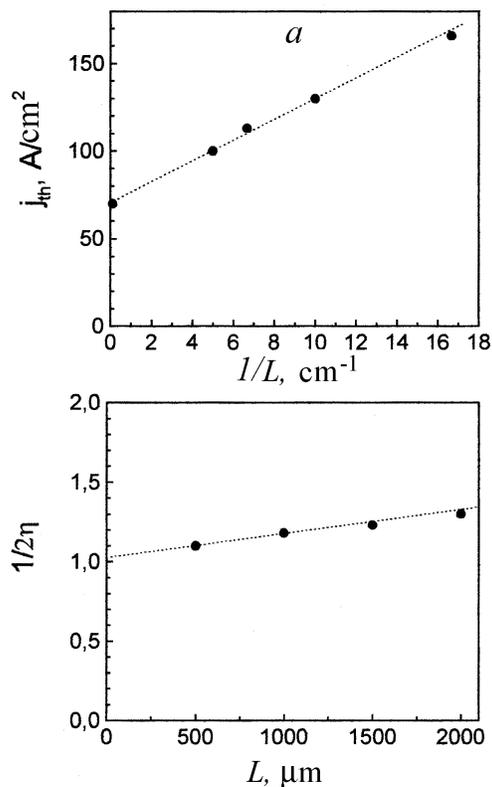


Рис. 2. *a* — зависимости обратной величины дифференциальной квантовой эффективности ($1/2\eta$) и плотности порогового тока (J_{th}) от длины резонатора ЛД; *b* — зависимости выходной оптической мощности ЛД с разной длиной резонатора от тока накачки.

временной зависимости выходной оптической мощности до уровня 80% от первоначальной определялось ожидаемое время жизни ЛД.

На рис. 2, *a* представлены зависимости $1/2\eta(L)$ и $J_{th}(1/L)$. Линейная аппроксимация зависимости $1/2\eta(L)$ [7] дает величины $\alpha_{int} = 1.5 \text{ cm}^{-1}$ и $\eta_{int} = 98\%$. Величина α_{int} близка к рекордной для ЛД классической конструкции [8,9].

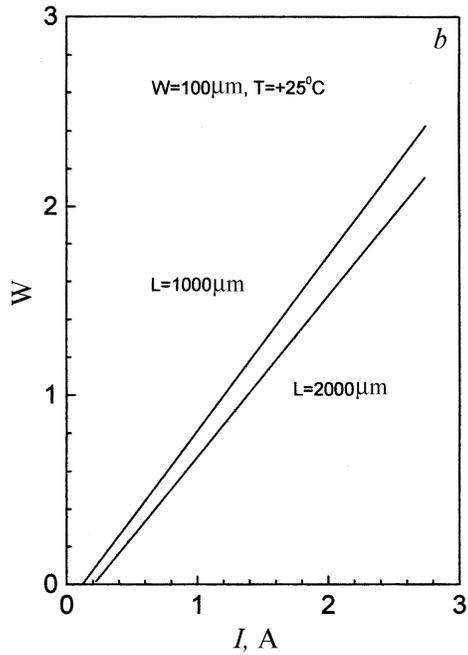


Рис. 2 (продолжение).

Плотность тока прозрачности J_{th}^0 , определенная из зависимости $J_{th}(1/L)$, равна 70 A/cm^2 и хорошо согласуется с плотностью порогового тока „четырёхсклолых“ образцов, измеренного в импульсном режиме ($\tau = 2 \mu\text{s}$).

Зависимости выходной оптической мощности P_{opt} от величины тока накачки для ЛД, изготовленных на основе выращенных ЛГС и имеющих различную длину резонатора, изображены на рис. 2, *b*. ЛД имеют высокую дифференциальную квантовую эффективность и низкую плотность порогового тока ($\eta = 65\%$; $J_{th} = 100 \text{ A/cm}^2$ и $\eta = 70\%$; $J_{th} = 120 \text{ A/cm}^2$ для длины резонатора 2000 и $1000 \mu\text{m}$ соответственно).

По зависимости пороговой плотности тока ЛД от температуры была рассчитана характеристическая температура T_0 , которая составила 150°C .

Измерения спектров генерации ЛД показало, что максимум излучения ЛД лежит в диапазоне 945 ± 3 nm с температурным коэффициентом 0.27 nm/grad. Полуширина спектров генерации не превышает 1.5 nm.

В результате ДИ партии ЛД из 30 шт. было установлено, что так называемый „быстрый“ механизм деградации, обычно связываемый с „дефектами темных линий“ [10,11] и приводящий к существенному падению P_{opt} в течение нескольких десятков часов, отсутствует, а скорость „медленной“ деградации ЛД составляет $< 2 \cdot 10^{-5} \text{ h}^{-1}$, что соответствует ожидаемому времени жизни не менее $10\,000$ h.

Таким образом, методом МПЭ в результате оптимизации технологии роста и профиля легирования получены низкопороговые ($J_{th}^0 = 70 \text{ A/cm}^2$) $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ ЛГС, обладающие высоким внутренним квантовым выходом ($\eta_{int} = 98\%$) и низкими оптическими потерями ($\alpha_{int} = 1.5 \text{ cm}^{-1}$). На основе таких ЛГС изготовлены ЛД с длиной волны генерации 945 nm, имеющие высокую дифференциальную квантовую эффективность ($\eta > 65\%$), низкую плотность порогового тока ($J_{th} = 100 \text{ A/cm}^2$) и время жизни более $10\,000$ h.

Разработанная технология позволяет устойчиво получать ЛГС классической конструкции с параметрами, обеспечивающими изготовление низкопороговых „долгоживущих“ ЛД мощностью 1 W при излучающей площадке $100 \mu\text{m}$. Повышение предельной оптической мощности ЛД требует, с одной стороны, изменения конструкции ЛГС в сторону расширения волновода и, с другой — совершенствования ряда постро- стовых операций. В настоящее время исследования ведутся по обоим направлениям, результаты будут опубликованы.

В заключение авторы хотели бы поблагодарить Р.В. Леуса за помощь в постростовой обработке ЛГС.

Список литературы

- [1] Choi H.K., Wang C.A. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 4. P. 321–323.
- [2] Takeshita T., Okayasu M., Kogure O., Uehara S. // Jpn. J. of Appl. Phys. 1990. V. 29. N 7. P. L1138–L1140.
- [3] Chand N., Chu N.G., Dutta N.K. et al. // IEEE J. of Quant. Elect. 1994. V. 30. N 2. P. 424–440.
- [4] Pavel N., Saikawa J., Taira T. // Jpn. of Appl. Phys. 2001. V. 40. N 1. P. 146–152.

- [5] Алфёров Ж.И., Гарбузов Д.З., Денисов А.Г. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2105–2111.
- [6] Casey H.C. jr, Panish M.B.. Heterostructure Lasers. Part B. Materials and Operating Characteristics. New York: Academic Press, 1978.
- [7] Ishikawa H., Fujiwara T., Fujiwara K. et al. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 4. P. 2518–2522.
- [8] Wang J., Smith B., Xie X. et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. N 11. P. 1525–1527.
- [9] Лившиц Д.А., Егоров А.Ю., Кочнев И.В. и др. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 3. С. 380–384.
- [10] Chaly V.P., Etingberg M.I., Fokin G.A. et al. // Semicond. Sci. Technol. 1994. V. 9. P. 345–348.
- [11] Yellen S.L., Shepard A.H., Dalby R.J. et al. // IEEE J. of Quant. Elect. 1993. V. 29. N 6. P. 2058–2066.