

07;09

## Температурная зависимость характеристик полупроводниковых лазеров с узкими квантовыми ямами спектрального диапазона 1.55 $\mu\text{m}$ на основе бесфосфорных гетероструктур

© М.В. Максимов<sup>1</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>2,1</sup>, Ф.И. Зубов<sup>1</sup>, И.И. Новиков<sup>3</sup>, А.Г. Гладышев<sup>3</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>4,2</sup>, Д.В. Денисов<sup>4,5</sup>, С.С. Рочас<sup>3</sup>, Е.С. Колодезный<sup>3</sup>, А.Ю. Егоров<sup>3</sup>, А.Е. Жуков<sup>1,5,¶</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО), Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> ООО „Коннектор Оптик“, Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: zhukale@gmail.com

Поступило в Редакцию 7 марта 2019 г.

В окончательной редакции 7 марта 2019 г.

Принято к публикации 11 марта 2019 г.

Исследованы лазерные диоды InGaAs/InGaAlAs спектрального диапазона 1.55  $\mu\text{m}$ . Показано, что легирование углеродом на уровне  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  в пересчете на одну квантовую яму позволяет в таких лазерных структурах снизить температурный коэффициент изменения длины волны генерации, а также повысить характеристическую температуру порогового тока и дифференциальной эффективности в диапазоне температур от 16 до  $\sim 50^\circ\text{C}$  при одновременном увеличении пороговой плотности тока и снижении дифференциальной эффективности.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, квантовая яма, характеристическая температура, модулированное легирование.

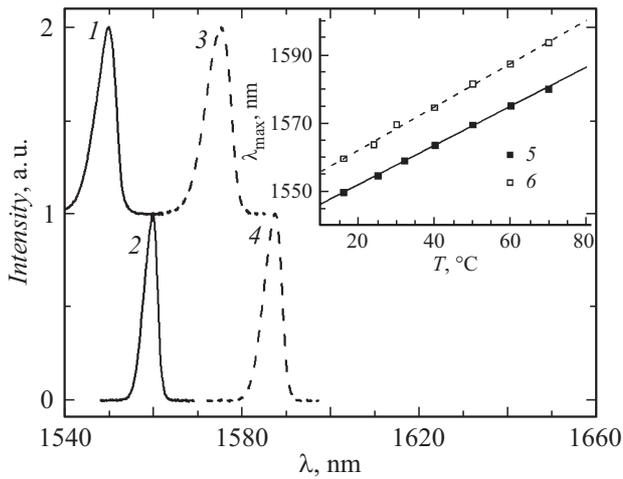
DOI: 10.21883/PJTF.2019.11.47818.17778

Гетероструктуры на основе твердых растворов InGaAlAs, синтезируемые на подложках InP [1,2], позволяют реализовать лазерные диоды, излучающие в практически востребованном спектральном диапазоне вблизи 1.55  $\mu\text{m}$ , соответствующем минимуму потерь в оптическом волокне. В качестве активной области в таких лазерах используются, как правило, псевдоморфно сжатые квантовые ямы InGaAs, поскольку влияние упругих напряжений ведет к росту дифференциального усиления [3]. Недавно [4] нами была разработана активная область для инжекционных лазеров различных назначений и конструкций (торцевые лазеры [5], лазеры с синхронизацией мод [6], вертикально-излучающие лазеры [7]) на основе синтезируемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии тонких сильно рассогласованных квантовых ям InGaAs с мольной долей InAs до 80% (согласование решетки с подложкой достигается при содержании около 53%), позволяющих перекрыть спектральный диапазон 1520–1580 nm. Применение тонких ям ведет к делокализации возбужденных электронных уровней, а также уровней легких дырок, что в конечном счете положительно сказывается на приборных характеристиках лазеров.

Исследование спектров люминесценции показало, что модулированное легирование таких тонких ( $< 3 \text{ nm}$ ) квантовых ям InGaAs/InGaAlAs/InP приводит к подавлению безызлучательной рекомбинации [8]. Модулиро-

ванное легирование заключается во введении примесных атомов в узкий (дельта) слой барьерного материала, примыкающего к квантовой яме. Эта технология ранее была предложена для лазерных гетероструктур GaAs/AlGaAs [9] с целью увеличения частоты прямой модуляции. В лазерах с активной областью, легированной акцепторной примесью, было экспериментально продемонстрировано увеличение частоты релаксационных колебаний [10] и предельной частоты модуляции [11], что было объяснено уменьшением пороговой концентрации и ростом дифференциального усиления активной области [12]. Также было показано, что использование модулированного  $p$ -легирования в лазерах на квантовых ямах InGaAsP/InP позволяет уменьшить ток электронной утечки через гетеробарьер и за счет этого уменьшить пороговую плотность тока [13]. В дальнейшем технология модулированного  $p$ -легирования была применена в лазерах с квантовыми точками [14,15], что позволило существенно повысить температурную стабильность характеристик таких лазеров.

Поскольку сильная температурная чувствительность является проблемой, характерной для лазеров, синтезируемых на подложках InP [16], в настоящей работе нами было предпринято исследование возможности улучшения температурной стабильности характеристик бесфосфорных лазерных гетероструктур спектрального



**Рис. 1.** Нормированные спектры генерации, записанные при токе, на 0.5 А превышающем порог генерации, для диодов длиной 1 мм. 1 и 2 — 16 °С, 3 и 4 — 60 °С. На вставке — положение пика в зависимости от температуры. 1, 3 и 5 — модулированное легирование, 2, 4 и 6 — нелегированная активная область. Линии — линейная аппроксимация.

диапазона 1.55 μm за счет использования модулированного легирования квантовых ям.

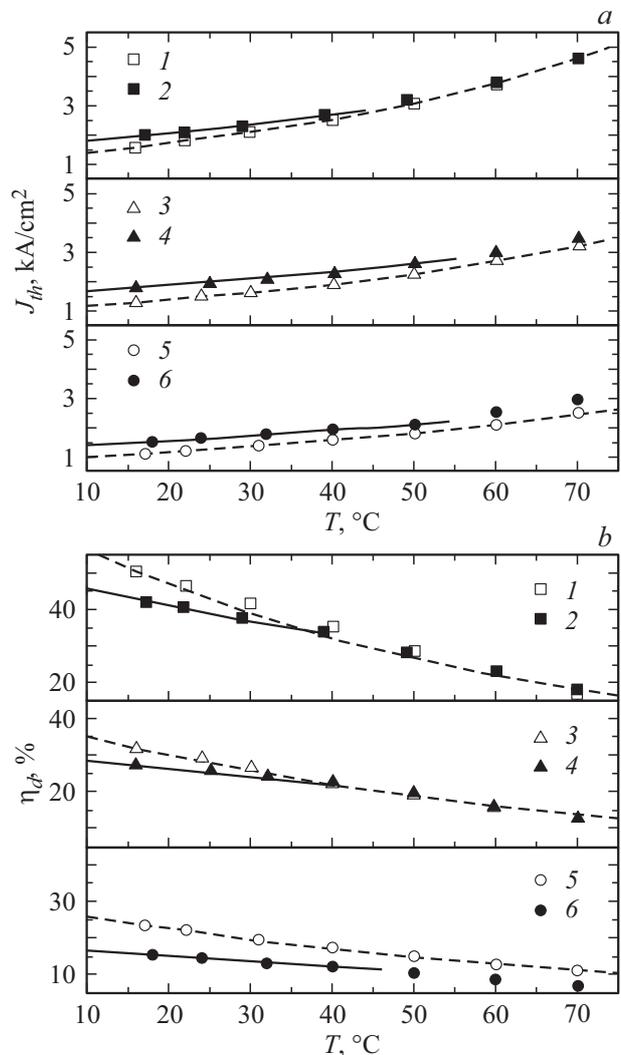
Лазерные гетероструктуры были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием установки промышленного типа Ribier MBE-49. Синтез осуществлялся на подложках  $n^+$ -InP(100). В волновод  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$  толщиной 0.6 μm, ограниченный эмиттерными слоями  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , была помещена активная область, представляющая собой семь сильно напряженных квантовых ям  $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$  толщиной 2.8 nm, отделенных друг от друга барьерными слоями  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$  толщиной 12 nm каждая. В одной из лазерных структур активная область была нелегированной, в другой структуре было использовано модулированное легирование акцепторной примесью: в каждый барьерный слой был введен углерод со слоевой концентрацией  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Прочие параметры эпитаксиальных структур и режимы их выращивания были одинаковыми.

Из эпитаксиальных структур были изготовлены лазеры полосковой конструкции шириной 100 μm со сколотыми гранями. Длина резонатора составляла 0.5, 1 и 2 mm. Лазеры монтировались на медный теплоотвод. Измерения проводились при импульсной накачке (длительность импульсов 0.5 μs, частота следования импульсов 4 kHz) в режиме стабилизации температуры теплоотвода в диапазоне температур от 16 до 70 °C.

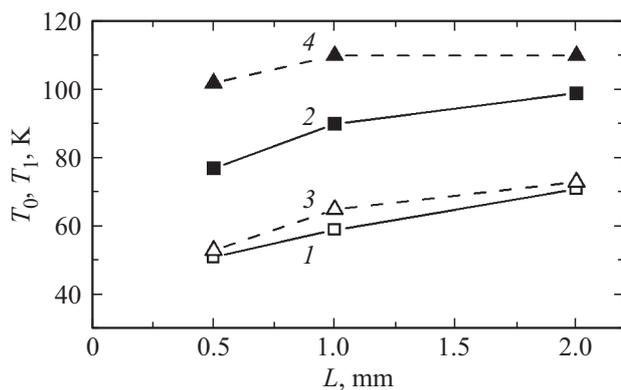
На рис. 1 приведены спектры электролюминесценции лазерных структур длиной 1 mm, записанные вблизи порога генерации при 16 и 60 °C. В структуре с модулированным легированием наблюдается сдвиг спектра излучения в коротковолновую сторону по сравнению с нелегированной структурой, при 16 °C он составляет примерно 9.8 nm. Отметим, что наблюдаемый спектраль-

ный сдвиг противоположен по знаку эффекту сужения запрещенной зоны, описанному, в частности, для объемных слоев GaAs (см., например, [17]). В исследуемом случае причина может заключаться в более сильном заполнении как дырочных, так и электронных состояний квантовой ямы в лазерной структуре с модулированным легированием. Поскольку заполнение состояний вблизи порога генерации однозначно связано с уровнем оптических потерь в лазерном резонаторе, коротковолновый сдвиг в легированной структуре указывает на наличие в ней дополнительных потерь. Этот эффект более подробно обсуждается далее.

Характеристикой, важной с точки зрения практических приложений, является стабильность длины волны генерации по отношению к изменению рабочих условий. На вставке к рис. 1 показан сдвиг максимума спектра



**Рис. 2.** Температурная зависимость пороговой плотности тока (a) и дифференциальной квантовой эффективности (b) для лазерных диодов различной длины: 1, 2 — 0.5 мм, 3, 4 — 1 мм, 5, 6 — 2 мм. 1, 3 и 5 — нелегированная активная область, 2, 4 и 6 — модулированное легирование. Линии — аппроксимация с помощью выражений (1a) или (1b).



**Рис. 3.** Характеристическая температура для лазерных диодов различной длины  $L$ . 1, 2 —  $T_0$ , 3, 4 —  $T_1$ . 1, 3 — нелегированная активная область, 2, 4 — модулированное легирование.

в зависимости от температуры. Температурный коэффициент, характеризующий длинноволновый сдвиг линии генерации, в структуре с нелегированной активной областью составляет  $0.63 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  и уменьшается до  $0.57 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  в легированной структуре.

На рис. 2 представлены температурные зависимости пороговой плотности тока  $J_{th}$  (а) и дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_d$  (б), измеренной на начальном участке ватт-амперной характеристики, для лазерных диодов различной длины, изготовленных из исследуемых эпитаксиальных структур двух типов. Лазеры с нелегированной активной областью характеризуются сильной температурной чувствительностью обоих параметров, которые могут быть аппроксимированы экспоненциальными зависимостями вида

$$J_{th}(\Delta T) = J_{th}(0) \exp\left(\frac{\Delta T}{T_0}\right), \quad (1a)$$

$$\eta_d(\Delta T) = \eta_d(0) \exp\left(-\frac{\Delta T}{T_1}\right). \quad (1b)$$

Здесь  $\Delta T$  — приращение температуры,  $T_0$  — характеристическая температура порогового тока,  $T_1$  — характеристическая температура дифференциальной эффективности. При этом во всем исследованном температурном диапазоне (от 16 до  $70^\circ\text{C}$ )  $T_0$  и  $T_1$  не зависят от температуры.

На рис. 2 также приведены температурные зависимости  $J_{th}$  и  $\eta_d$ , измеренные для лазерных диодов, изготовленных на основе гетероструктуры с легированной активной областью. Видно, что в температурном диапазоне от 16 до  $40\text{--}50^\circ\text{C}$  обе характеристики демонстрируют более слабую температурную чувствительность в лазерах с модулированным легированием, чем в лазерах с нелегированной активной областью. Рис. 3 обобщает значения  $T_0$  и  $T_1$ , извлеченные из анализа температурных зависимостей порога генерации и дифференциальной эффективности вблизи комнатной температуры. Лазерные диоды с модулированным легированием активной

области в зависимости от длины резонатора характеризуются значениями  $T_0$ , лежащими в интервале  $77\text{--}99 \text{ K}$ , и значениями  $T_1$  в интервале  $102\text{--}110 \text{ K}$ , тогда как в структуре с нелегированной активной областью  $T_0$  и  $T_1$  попадают в интервалы  $51\text{--}71$  и  $53\text{--}73 \text{ K}$  соответственно.

При этом пороговая плотность тока в структуре с легированными квантовыми ямами оказывается несколько выше, а дифференциальная квантовая эффективность несколько ниже, чем в ее аналоге с нелегированной активной областью. Это свидетельствует о возникновении в лазерной гетероструктуре дополнительных температурно-нечувствительных внутренних потерь, появление которых может быть связано с поглощением лазерной моды на свободных дырках. Анализируя зависимость внешней дифференциальной эффективности от длины лазерного резонатора, мы оценили внутренние потери вблизи комнатной температуры на уровне  $17 \pm 3 \text{ cm}^{-1}$  в структуре с нелегированной активной областью и на уровне  $26 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$  в структуре с модулированным легированием.

В области более высоких температур ( $> 40\text{--}50^\circ\text{C}$ ) температурная чувствительность  $J_{th}$  и  $\eta_d$  в лазерах с модулированно-легированными квантовыми ямами становится такой же, как и в нелегированных структурах, а сами значения пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности в обоих типах гетероструктур оказываются близкими друг к другу.

Таким образом, нами были исследованы лазерные диоды спектрального диапазона около  $1.55 \mu\text{m}$  с узкими квантовыми ямами  $\text{InGaAs}/\text{InGaAlAs}$ . Референсные структуры с нелегированной активной областью характеризуются сильной температурной чувствительностью как порогового тока, так и внешней дифференциальной эффективности ( $T_0 \sim T_1 \sim 60 \text{ K}$ ). Применение модулированного легирования углеродом на уровне  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  в пересчете на одну квантовую яму увеличивает  $T_0$  до  $77\text{--}99 \text{ K}$  и  $T_1$  до  $102\text{--}110 \text{ K}$  при одновременном возрастании порога генерации и снижении дифференциальной эффективности вблизи комнатной температуры, при этом в области более высоких температур ( $> 50^\circ\text{C}$ ) эффект модулированного легирования исчезает. Такое поведение объяснено возникновением дополнительных температурно-нечувствительных внутренних потерь, которые были оценены равными около  $9 \text{ cm}^{-1}$ .

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, ФЦП „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 гг.“, соглашение о предоставлении субсидии от 26.09.2017 г. № 14.578.21.0253, уникальный идентификатор RFMEFI57817X0253.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Kaznierski C., Blez M., Quillec M., Allovon M., Sermage B. // *Electron. Lett.* 1990. V. 26. N 13. P. 889–900.
- [2] Kasukawa A., Bhat R., Schwarz S.A., Hwang D.M., Koza M.A., Lee T.P. // *Electron. Lett.* 1991. V. 27. N 12. P. 1063–1064.
- [3] Muller M., Hofmann W., Grundl T., Horn M., Wolf P., Nagel R.D., Ronneberg E., Bohm G., Bimberg D., Ataman M.C. // *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.* 2011. V. 17. N 5. P. 1158–1166.
- [4] Гладышев А.Г., Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Денисов Д.В., Блохин С.А., Блохин А.А., Надточий А.М., Курочкин А.С., Егоров А.Ю. // *ФТП.* 2016. Т. 50. В. 9. С. 1208–1212.
- [5] Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Колодезный Е.С., Бугров В.Е., Курочкин А.С., Гладышев А.Г., Бабичев А.В., Гаджиев И.М., Буяло М.С., Задиранов Ю.М., Усикова А.А., Шерняков Ю.М., Савельев А.В., Няшиаев И.А., Егоров А.Ю. // *ФТП.* 2016. Т. 50. В. 10. С. 1429–1433.
- [6] Буяло М.С., Гаджиев И.М., Ильинская Н.Д., Усикова А.А., Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Колодезный Е.С., Бугров В.Е., Егоров А.Ю., Портной Е.И. // *Письма в ЖТФ.* 2018. Т. 44. В. 4. С. 95–102.
- [7] Колодезный Е.С., Рочас С.С., Курочкин А.С., Бабичев А.В., Новиков И.И., Гладышев А.Г., Карачинский Л.Я., Денисов Д.В., Бобрецова Ю.К., Климов А.А., Блохин С.А., Воронаев К.О., Ионов А.С. // *Оптика и спектроскопия.* 2018. Т. 125. В. 2. С. 229–233.
- [8] Колодезный Е.С., Курочкин А.С., Рочас С.С., Бабичев А.В., Новиков И.И., Гладышев А.Г., Карачинский Л.Я., Савельев А.В., Егоров А.Ю., Денисов Д.В. // *ФТП.* 2018. Т. 52. В. 9. С. 1034–1037.
- [9] Uomi K., Ohtoshi T., Chione N. // *Tech. Digest of 10th IEEE Semicond. Laser Conf. Tokyo, Japan, 1986.* P. 184.
- [10] Uomi K. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1990. V. 29. N 1. P. 88–94.
- [11] Ralston J.D., Weisser S., Esquivias I., Larkins E.C., Rosenzweig J., Tasker P.J., Fleissner J. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1993. V. 29. N 6. P. 1648–1659.
- [12] Uomi K. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1990. V. 29. N 1. P. 81–87.
- [13] Belenky G.L., Reynolds C.L., Jr., Kazarinov R.F., Swaminathan V., Luryi S.L., Lopata J. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1996. V. 32. N 8. P. 1450–1455.
- [14] Shchekin O.B., Deppe D.G. // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 80. N 18. P. 3277–3279.
- [15] Fathpour S., Mi Z., Bhattacharya P., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Krestnikov I.L., Kozhukhov A.V., Ledentsov N.N. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. N 22. P. 5164–5166.
- [16] Sokol A.K., Sarzala R.P. // *Opt. Appl.* 2013. V. 43. N 2. P. 325–341.
- [17] Hudait M.K., Modak P., Hardikar S., Krupanidhi S.B. // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 82. N 10. P. 4931–4937.