

## Усилительные свойства „тонких“ упруго напряженных квантовых ям InGaAs/InGaAlAs, излучающих в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне вблизи 1550 нм

© И.И. Новиков<sup>+,\*</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>+,\*</sup>, Е.С. Колодезный<sup>\*</sup>, В.Е. Бугров<sup>\*</sup>, А.С. Курочкин<sup>+,\*</sup>,  
А.Г. Гладышев<sup>+,\*</sup>, А.В. Бабичев<sup>+,\*</sup>, И.М. Гаджиев<sup>\*,\*</sup>, М.С. Буяло<sup>\*,\*</sup>, Ю.М. Задиранов<sup>\*</sup>,  
А.А. Усикова<sup>\*</sup>, Ю.М. Шерняков<sup>\*</sup>, А.В. Савельев<sup>\*</sup>, И.А. Няпшаев<sup>\*</sup>, А.Ю. Егоров<sup>+,\*</sup>

<sup>+</sup> „Коннектор Оптикс“,  
194292 Санкт-Петербург, Россия

<sup>\*</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет  
информационных технологий, механики и оптики,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>\*</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: anton@beam.ioffe.ru

(Получена 10 мая 2016 г. Принята к печати 10 мая 2016 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования усилительных свойств „тонких“, толщиной 3.2 нм, упругонапряженных квантовых ям InGaAs/InGaAlAs, излучающих в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне вблизи 1550 нм. Результаты исследования пороговых и усилительных характеристик полосковых лазерных диодов с активными областями на основе „тонких“ квантовых ям со степенью рассогласования параметра кристаллической решетки с материалом подложки +1.0% показали, что исследуемые квантовые ямы демонстрируют высокое значение коэффициента модового усиления —  $11 \text{ см}^{-1}$  и низкое значение плотности тока прозрачности —  $46 \text{ А/см}^2$  на одну квантовую яму.

### 1. Введение

Традиционно полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1550 нм применяются в цифровых телекоммуникационных системах различного рода [1] и достаточно хорошо изучены [2–4]. В настоящее время активно развивается направление внедрения оптических каналов в различные сверхвысокочастотные (СВЧ) системы, традиционно использующие аналоговую модуляцию сигналов. Модернизация существующих аналоговых СВЧ систем, т.е. замена медных межсоединений на оптоволоконные в аппаратуре радиолокации и телеметрии, ставит вопрос о разработке и создании лазеров с повышенной частотой прямой токовой модуляции, 20 ГГц и выше. Для оцифровки сигнала с аналоговой модуляцией и последующей компьютерной обработкой необходимы новые устройства для оптической обработки аналоговых СВЧ сигналов, например оптические аналого-цифровые преобразователи (АЦП). Ключевым элементом оптического АЦП может выступать лазер с пассивной синхронизацией мод, создающий последовательность импульсов с тактовой частотой от десятков до сотен ГГц. Все упомянутые выше СВЧ устройства относятся к новому, возникшему недавно направлению — радиофотонике, направлению совместного гибридного развития приборов СВЧ электроники и оптоэлектроники. Основным вопросом, возникающим при разработке лазеров для систем радиофотоники, — каким образом увеличить частоту прямой токовой модуляции полупроводниковых лазеров до 20–40 ГГц и выше, и где фундаментальный предел? Основная часть лазерно-

го диода — это область, содержащая квантовые ямы (КЯ), в которых рождается и усиливается когерентное оптическое излучение. Считается, что быстродействие лазерных диодов напрямую связано с величиной дифференциального усиления КЯ. В работе [5] было показано, что использование напряженных КЯ должно приводить к увеличению дифференциального усиления и, как следствие, вести к увеличению полосы модуляции. С другой стороны, если нет фундаментальных ограничений быстродействия лазерных диодов, определяемых процессами рекомбинации носителей и усиления света, то частоту прямой токовой модуляции можно увеличить, уменьшив объем оптической моды [6]. Недавно сообщалось об исследовании свойств упругонапряженных полупроводниковых гетероструктур с КЯ InGaAs/InGaAlAs, предназначенных для формирования активной области лазерных диодов, излучающих в спектральном диапазоне 1520–1580 нм [7]. Были реализованы активные области с различной степенью рассогласования (до +2.0%) параметров кристаллической решетки слоев КЯ InGaAs с подложкой InP. Толщины ям выбирались в диапазоне 1.9–3.2 нм, что в 2–4 раза тоньше, чем обычно используется для создания подобных лазерных гетероструктур. Использование „тонких“ КЯ позволило создать компактную активную область, по сравнению с традиционно используемыми конструкциями [6]. Важными преимуществами таких „тонких“ КЯ являются наличие только одного уровня размерного квантования для электронов (т.е. отсутствие возбужденного электронного состояния), сильная локализация электронов в области слоя КЯ (разница энергий между уровнем размерного кван-

тования электронов и дном зоны проводимости барьера 110–120 мэВ), отсутствие состояний для легких дырок (в силу малой толщины ямы и высоких механических напряжений материала ямы, создающих существенное энергетическое расщепление подзон легких и тяжелых дырок). Указанные преимущества обеспечивают доминирование рекомбинации носителей заряда через их основное состояние при комнатной и повышенных температурах в широком диапазоне плотностей накачки. Важным аспектом является то, что энергетический уровень электрона в „тонких“ КЯ располагается достаточно далеко от дна зоны проводимости материала КЯ, в рассматриваемом случае это примерно 150 мэВ, что обеспечивает существенное увеличение плотности состояний на уровне и увеличение усиления КЯ. Несмотря на то что геометрическое перекрытие области такой „тонкой“ КЯ со световой волной понижено в 2–4 раза по сравнению с традиционными „широкими“ КЯ, которые обычно используют в лазерных гетероструктурах, эффективный интеграл перекрытия волновых функций носителей заряда, локализованных в КЯ, и световой волны не уступает по величине случаю использования „широких“ КЯ, т.е. усиление не уменьшается. В настоящей работе представлены результаты экспериментальной проверки высказанных выше утверждений. Результаты исследования пороговых и усилительных характеристик полосковых лазерных диодов, с активными областями на основе упругонапряженных „тонких“ КЯ, со степенью рассогласования  $\sim +1.0\%$ , приводятся и обсуждаются в настоящей работе.

## 2. Эксперимент

Исследуемые лазерные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в геометрии раздельного ограничения носителей заряда и световой волны. Были выращены две гетероструктуры, содержащие 5 (структура 1) и 8 (структура 2) КЯ  $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$ , разделенных  $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{As}$  барьерами. Ширина волновода составляла 0.6 мкм, при этом области волновода толщиной 0.1 мкм, прилегающие к эмиттерным слоям, были легированы до уровня  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для сглаживания эффекта границы гетероперехода (уменьшения сопротивления), кроме того, легирование волновода также потенциально увеличивает частотную полосу прямой токовой модуляции лазера [8]. Эмиттеры (обкладки волновода)  $\text{InAlAs}$ , согласованные по параметру решетки с  $\text{InP}$ , с толщинами 2 мкм ( $p$ -эмиттер) и 1 мкм ( $n$ -эмиттер) легировались С и Si для достижения концентрации соответственно дырок и электронов на уровне  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Нами были намеренно выбраны повышенные значения уровня легирования, чтобы провести исследование усилительных возможностей активных областей, в условиях преднамеренно увеличенных оптических потерь на свободных носителях.

Из выращенных структур были изготовлены лазеры полосковой конструкции с шириной полоска 60 мкм в геометрии мелкой мезы, с различной длиной резонатора. На зеркала лазерных диодов, сформированных посредством скалывания, просветляющие и отражающие покрытия не наносились. Образцы крепились на медный теплоотвод эпитаксиальными слоями вниз при помощи индиевого припоя. Приборные характеристики исследовались при комнатной температуре и при возбуждении импульсами тока длительностью 0.3–1 мкс и частотой 1 кГц.

## 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена зависимость пороговой плотности тока и длины волны лазерной генерации от длины резонатора для лазеров с 5 и 8 КЯ. Пороговая генерация наблюдалась для всех полосков с различными длинами резонатора в диапазоне 0.25–2.00 мм. Лазеры излучали когерентное излучение в диапазоне 1.56–1.60 мкм. Минимальные значения пороговой плотности тока 1650–1660  $\text{А/см}^2$  закономерно были проде-

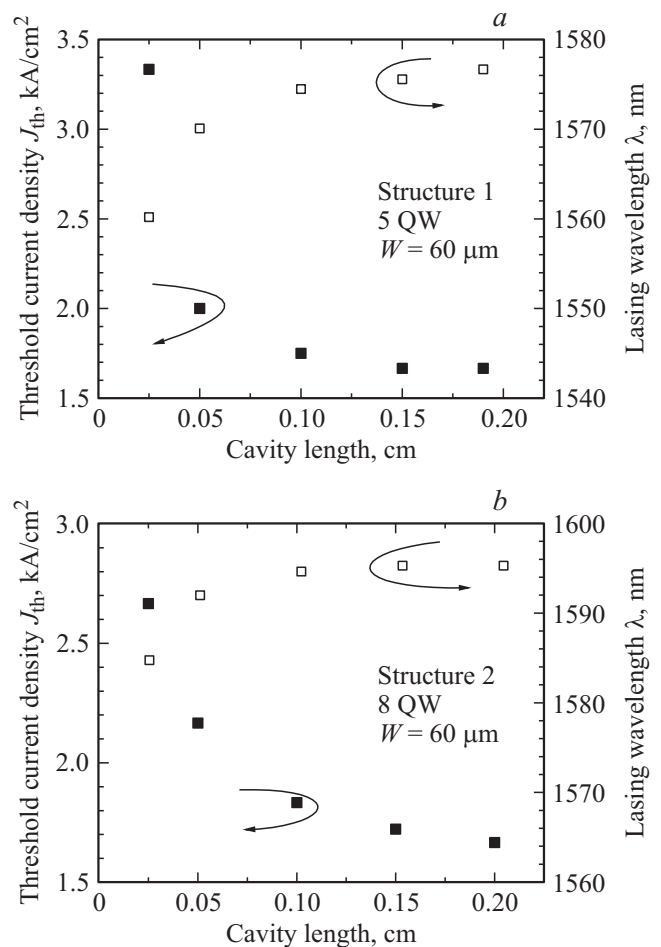
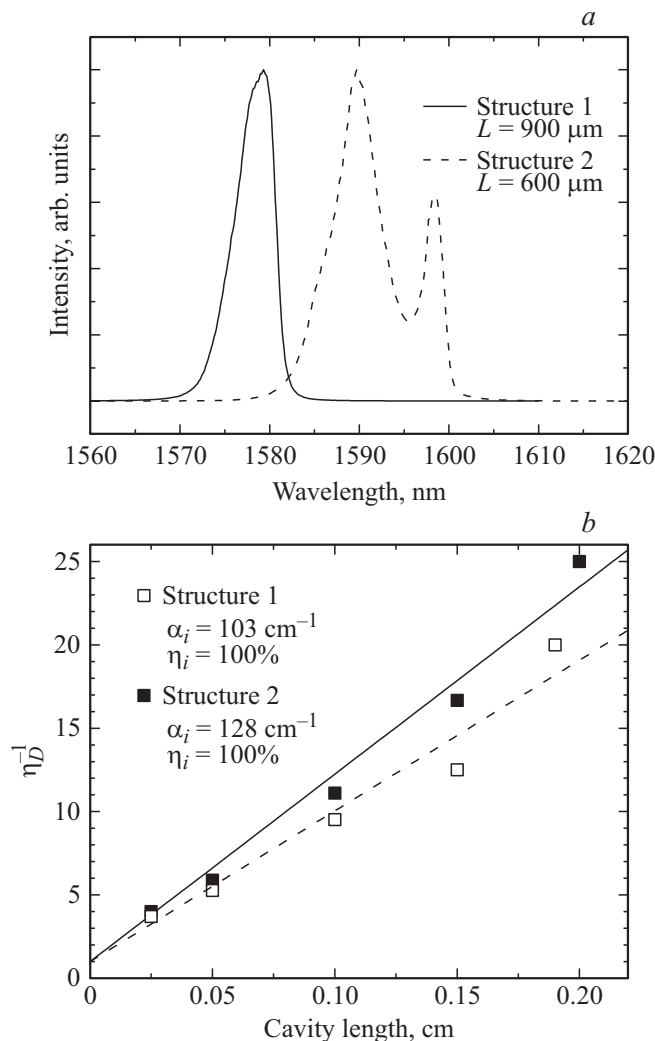


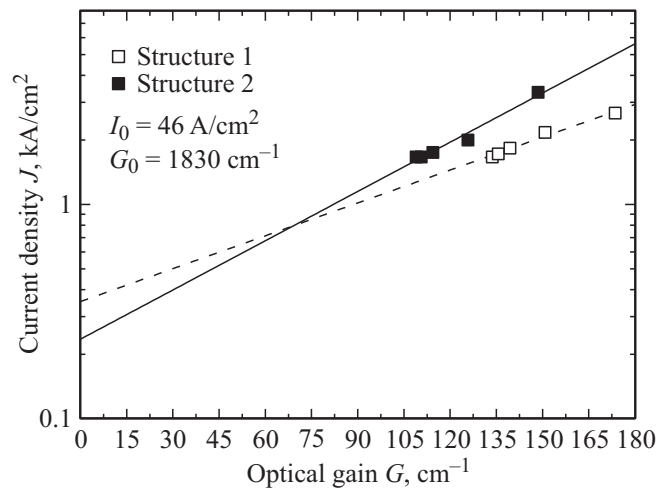
Рис. 1. Зависимость пороговой плотности тока и длины волны лазерной генерации от длины резонатора для структуры 1 (а) и структуры 2 (б).

монстрированы наиболее длинными лазерами, с длиной резонатора 2.0 мм, для обеих исследованных гетероструктур. Отметим, что в лазерах, изготовленных из обеих гетероструктур, наблюдалась уверенная генерация для полосков с длиной резонатора 0.25 мм, что свидетельствует об отсутствии эффекта насыщения усиления в исследуемых образцах, а характерные спектры многомодовой генерации приведены на рис. 2, *a*.

На рис. 2, *b* представлены зависимости обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора для лазеров, изготовленных из обеих гетероструктур. Результаты линейной аппроксимации приведенных экспериментальных значений обратной внешней квантовой эффективности для обеих исследованных гетероструктур также показаны на рис. 2, *b* сплошной и пунктирной линиями. Аппроксимация проводилась в предположении, что внутренняя квантовая эффективность равна 100%. Из наклона приведенных,



**Рис. 2.** Характерные спектры многомодовой генерации для обеих лазерных структур (*a*) и зависимость обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора (*b*).



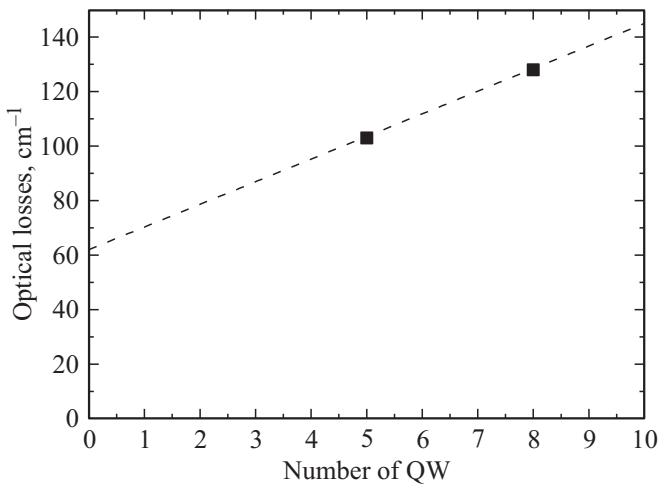
**Рис. 3.** Зависимость величины усиления от плотности тока накачки в обеих структурах.

сплошной и пунктирной, линий можно оценить величины внутренних потерь лазерных диодов. Для структуры 1 оценочное значение внутренних потерь составило  $103 \text{ cm}^{-1}$ , а для структуры 2 —  $128 \text{ cm}^{-1}$ . Причины столь высоких значений величин внутренних потерь будут обсуждаться далее.

Зная величину внутренних потерь, коэффициент отражения зеркал и длину резонатора, можно оценить суммарные оптические потери в лазерных диодах, которые на пороге генерации равны пороговому усилению. Путем сопоставления значений порогового усиления и соответствующих значений плотности порогового тока можно построить зависимость усиления в лазерных диодах от плотности тока накачки. Зависимости величины усиления от плотности тока накачки в лазерных диодах с 5 и 8 КЯ в полулогарифмических координатах приведены на рис. 3. Путем линейной аппроксимации экспериментальных значений можно оценить ток прозрачности активной области лазера при нулевом значении усиления, и из наклона линии определить коэффициент модового усиления, который равен произведению коэффициента материального усиления и фактора оптического ограничения. Определенные путем линейной аппроксимации по формуле

$$G \approx G_0 \ln(J/J_0), \quad (1)$$

где  $G_0$  — параметр модового усиления,  $J_0$  — ток прозрачности [9], средние значения коэффициента модового усиления и плотность тока прозрачности составили  $11 \text{ cm}^{-1}$  и  $46 \text{ A/cm}^2$  на одну КЯ соответственно. В результате из сопоставления полученных значений с многочисленными результатами, приведенными в литературе, можно сделать вывод, что величина коэффициента усиления в исследуемых КЯ достаточно высока, а величина порогового тока достаточно низка. Как следствие полученных результатов, можно предполо-



**Рис. 4.** Зависимость внутренних оптических потерь от числа квантовых ям в активной области лазерного диода.

жить, что на основе исследуемых КЯ можно создавать гетероструктуры низкопороговых и эффективных торцевых и вертикально-излучающих лазеров. Основное необходимое условие достижения низкопороговой генерации — снижение величины внутренних потерь за счет понижения уровня легирования эмиттеров лазерной гетероструктуры и уменьшения числа КЯ до 2–3, поскольку для достижения генерации в лазерах с пониженными потерями уже не потребуются столь высокие значения порогового усиления, продемонстрированные исследуемыми приборами, вплоть до значения  $175 \text{ см}^{-1}$  (см. рис. 3).

Зависимость внутренних оптических потерь от числа КЯ в активной области лазерного диода представлена на рис. 4. Потери линейно возрастают с увеличением числа КЯ. Линейная аппроксимация экспериментальных значений в точку, соответствующую потерям лазера с нулевым количеством КЯ, показывает внутренние потери волновода. Оценочное значение внутренних потерь волновода в исследуемых лазерах равно  $60 \text{ см}^{-1}$ . Основная причина таких больших оптических потерь, по-видимому, связана со слишком большим уровнем легирования эмиттеров, особенно примесью *p*-типа. Действительно, значение оптических потерь на свободных носителях для излучения с длиной волны вблизи 1550 нм при уровне легирования *p*-примесью  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  составляет более  $100 \text{ см}^{-1}$  [10], при этом снижение уровня легирования до  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  позволяет уменьшить потери в 5 раз, до  $20 \text{ см}^{-1}$ . Кроме того, уменьшение уровня легирования должно позволить снизить число КЯ в активной области лазера и тем самым дополнительно понизить внутренние потери. Согласно рис. 4, оценочные значения внутренних потерь в исследуемых лазерах, при относительно высоких значениях плотности пороговых токов, составляли 7–8  $\text{см}^{-1}$  на одну КЯ.

С математическими выражениями, определяющими взаимосвязь характеристик лазерных диодов, упомяну-

тых в настоящей работе, можно ознакомиться, например, в монографии А.Е. Жукова и М.В. Максимова [9].

#### 4. Заключение

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования усилительных свойств „тонких“ упругонапряженных КЯ InGaAs/InGaAlAs, излучающих в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне вблизи длины волны 1550 нм. Результаты исследования пороговых и усилительных характеристик полосковых лазерных диодов, с активными областями на основе упругонапряженных „тонких“ КЯ, толщиной 3.2 нм, со степенью рассогласования параметра кристаллической решетки с материалом подложки +1.0% показали, что исследуемые КЯ продемонстрировали достаточно высокое значение коэффициента модового усиления —  $11 \text{ см}^{-1}$  и достаточно низкое значение плотности тока прозрачности —  $46 \text{ А/см}^2$  на одну КЯ. Максимальное экспериментально определенное значение порогового усиления в лазере с 8 КЯ достигает значения  $175 \text{ см}^{-1}$ . На основе таких „тонких“ КЯ можно создавать гетероструктуры низкопороговых и эффективных торцевых и вертикально-излучающих лазеров. Основное необходимое условие достижения низкопороговой генерации — снижение величины внутренних потерь за счет понижения уровня легирования эмиттеров лазерной гетероструктуры и уменьшения числа КЯ до 2–3.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы“, шифр 2015-14-582-0038, соглашение № 14.581.21.0013 от 4 августа 2015 г., уникальный идентификатор RFMEFI58115X0013.

#### Список литературы

- [1] G.E. Keiser. *Opt. Fiber Technol.*, **5**, 3 (1999).
- [2] H. Temkin, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1210 (1990).
- [3] G. Liu, S.L. Chuang. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37**, 1283 (2001).
- [4] P.J.A. Thijs, L.F. Dongen, P.I. Tiemeijer, J.J. Kuindersma, M. Binsma, T. Van Dongen. *IEEE J. Quant. Electron.*, **27**, 1426 (1991).
- [5] I. Suemune. *IEEE J. Quant. Electron.*, **27**, 1149 (1991).
- [6] Z.C. Vahala, C.E. Zah. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 3230 (1991).
- [7] A.V.Babichev, A.S. Kurochkin, E.S. Kolodeznyi, A.G. Gladyshev, I.I. Novikov, L.Y. Karachinsky, A.Yu. Egorov. *Mater. Physics and Mechanics*, **24**, 284 (2015).
- [8] H. Hillmer, A. Greiner, F. Steinhagen, R. Lösch, W. Schlapp, E. Binder, T. Kuhn, H. Burkhard. In: *Hot Carriers Semicond.* (Springer US, N.Y., 1996), p. 583.

- [9] А.Е. Жуков. *Современные инжекционные лазеры* (СПб., Изд-во Политехн. ун-та, 2009).
- [10] S. Krishnamurthy, Z.G. Yu, L.P. Gonzalez, S. Guha. *J. Appl. Phys.*, **109**, 033102 (2011).

Редактор Г.А. Оганесян

## Gain properties of „thin“ elastically strained quantum wells InGaAs/InGaAlAs emitting in near-infrared spectral range around 1550 nm

*I.I. Novikov<sup>+\*</sup>, L.Ya. Karachinsky<sup>+\*</sup>, E.S. Kolodeznyi<sup>\*</sup>, V.E. Bougrov<sup>\*</sup>, A.S. Kurochkin<sup>+\*</sup>, A.G. Gladyshev<sup>+\*</sup>, A.V. Babichev<sup>+\*</sup>, I.M. Gadzhiev<sup>\*•</sup>, M.S. Buyalo<sup>\*•</sup>, Yu.M. Zadiranov<sup>•</sup>, A.A. Usikova<sup>•</sup>, Yu.M. Shernyakov<sup>•</sup>, A.V. Savelyev<sup>\*</sup>, I.A. Nyapshaev<sup>\*</sup>, A.Yu. Egorov<sup>+\*</sup>*

<sup>+</sup> Connector Optics LLC,  
194292 St. Petersburg, Russia

<sup>\*</sup> ITMO University,  
197101 St. Petersburg, Russia

<sup>•</sup> Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The paper presents results of experimental research of the optical gain of „thin“ (3.2 nm thickness) elastically strained InGaAs/InGaAlAs quantum wells emitting in near-infrared spectral range around 1550 nm. The research results of threshold and gain characteristics of the stripe laser diodes with active regions based on the „thin“ quantum wells with mismatch parameter between lattice of the substrate and lattice of the quantum well about +1.0% showed that the developed quantum wells demonstrate the high modal gain of  $11 \text{ cm}^{-1}$  and a low transparency current density of  $46 \text{ A/cm}^2$  per one quantum well.