

Влияние состава волноводного слоя на излучательные параметры лазерных гетероструктур InGaAlAs/InP спектрального диапазона 1550 нм

© И.И. Новиков¹, И.А. Няпшаев¹, А.Г. Гладышев¹, В.В. Андриюшкин¹, А.В. Бабичев¹,
Л.Я. Карачинский¹, Ю.М. Шерняков², Д.В. Денисов^{3,4}, Н.В. Крыжановская⁵,
А.Е. Жуков⁵, А.Ю. Егоров⁶

¹ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ ООО „Коннектор Оптик“,
194292 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197376 Санкт-Петербург, Россия

⁵ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“,
190008 Санкт-Петербург, Россия

⁶ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Novikov@switch.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 20 мая 2022 г.

В окончательной редакции 12 июля 2022 г.

Принята к публикации 10 августа 2022 г.

Исследовано влияние состава волновода InGaAlAs на фотолюминесценцию и электролюминесценцию гетероструктур спектрального диапазона 1550 нм на основе тонких напряженных квантовых ям $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$. Предложен подход, позволяющий на основе анализа электролюминесценции провести сравнительный анализ параметров усиления изготовленных лазерных гетероструктур. Показано, что уменьшение доли алюминия в составе волноводных слоев гетероструктуры, согласованных по постоянной решетки с фосфидом индия, приводит к падению интегральной интенсивности фотолюминесценции, однако лазеры с волноводом $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ демонстрируют более высокие значения дифференциального усиления по сравнению с лазерами на основе волноводного слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$.

Ключевые слова: квантовая яма, молекулярно-пучковая эпитаксия, фотолюминесценция, электролюминесценция.

DOI: 10.21883/FTP.2022.09.53418.9892

1. Введение

В настоящий момент развитие физики полупроводниковых лазеров во многом направлено на повышение динамических характеристик лазеров, увеличение частоты их токовой модуляции и, как следствие, скорости передачи данных в оптических линиях связи [1,2]. Особое внимание уделяется вертикально излучающим лазерам (ВИЛ) благодаря их сверхкомпактным размерам, малым рабочим токам и высокой энергоэффективности [3]. Несмотря на значительные успехи в создании ВИЛ спектрального диапазона 1300–1550 нм [4–7], полученные результаты еще сильно отстают от достигнутых для более коротковолновых вертикально-излучающих лазеров диапазона 850–940 нм [8]. Во многом это связано с недостатками системы материалов InGaAlAsP/InP по сравнению с системой материалов InGaAlAs/GaAs и невозможностью монолитной интеграции в одной лазерной гетероструктуре, за один эпитаксиальный процесс, эффективного распределенного брэгговского отражателя

(РБО) и эффективной активной области для длин волн > 1200 нм. Использование квантовых ям InGaAsN на GaAs [9] и метаморфный рост квантовых точек на GaAs [10] позволяет частично решить эти проблемы, но эффективность и скорость работы созданных ВИЛ пока недостаточна [11].

Ранее было показано, что использование метода спекания полупроводниковых пластин позволяет получать эффективные ВИЛ с частотами модуляции > 11 ГГц [12] и скоростью передачи данных > 25 Гбит/с [6]. При этом основным преимуществом такого подхода является доказанная надежность таких ВИЛ, проверенная по стандарту GR-468-CORE Telcordia [13]. Стоит признать, что полученные методом спекания ВИЛ пока отстают от результатов, полученных альтернативным подходом создания ВИЛ спектрального диапазона 1300–1550 нм на основе диэлектрического РБО [4,7], где за счет снижения теплового сопротивления лазера и уменьшения эффективной длины резонатора ВИЛ удалось рекордно увеличить частоту эффективной модуляции до

Описание тестовых гетероструктур*

Наименование слоя	Материал слоя	Толщина слоя, нм	Количество повторов
Прикрывающий слой	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	5	
Ограничивающий слой	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	30	
Матрица	1- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ (1220 нм)	38	
	2- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ (1300 нм)		
	3- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.34}\text{Al}_{0.13}\text{As}$ (1350 нм)		
Барьер	1- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ (1220 нм)	12	9
	2- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ (1300 нм)		
	3- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.34}\text{Al}_{0.13}\text{As}$ (1350 нм)		
Квантовая яма	$\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	2.9	9
Матрица	1- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ (1220 нм)	50	
	2- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ (1300 нм)		
	3- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.34}\text{Al}_{0.13}\text{As}$ (1350 нм)		
Ограничивающий слой	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	200	
Подложка	InP		

Примечание. * В скобках приведены расчетные значения максимума ФЛ от слоев матрицы/барьеров $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_x\text{Al}_{0.47-x}\text{As}$.

~ 22 ГГц при 25°C [4]. Однако этот подход видится менее перспективным с точки зрения надежности и массового производства ВИЛ, так как предъявляет повышенные требования к оптической однородности слоев и шероховатости интерфейсов диэлектрических РБО. Оптимизация и улучшение параметров ВИЛ, полученных методом спекания гетероструктур, главным образом связаны с оптимизацией гетероструктуры активной области, выращенной на подложке InP, которая впоследствии спекается с полупроводниковыми РБО на основе AlGaAs/GaAs. Ранее нами было показано, что тонкие сильнонапряженные квантовые ямы InGaAs с мольной долей InAs > 70% позволяют создавать эффективные ВИЛ спектрального диапазона 1520–1580 нм [6]. Кроме того, применение тонких квантовых ям (КЯ) ведет к выдавливанию возбужденных электронных уровней, а легирование углеродом на уровне 10^{12} см^{-2} барьерных слоев квантовых ям приводит к подавлению безызлучательной рекомбинации [14] и позволяет в лазерах на основе таких КЯ снизить температурный коэффициент изменения длины волны генерации и повысить характеристическую температуру порогового тока [15]. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния мольного состава волноводного слоя InAlGaAs в активной области на основе тонких InGaAs КЯ на пороговые характеристики полосковых лазеров на их основе, а также параметры усиления с целью дальнейшей потенциальной оптимизации ВИЛ на основе схожих активных областей.

2. Эксперимент

На первом этапе методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке RIBER 49 была изготовлена

серия тестовых гетероструктур с различным составом матричных и барьерных слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_x\text{Al}_{0.47-x}\text{As}$, предназначенных для фотолюминесцентных исследований. Описание гетероструктур представлено в таблице, при этом гетероструктур с матрицей/барьерами $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.34}\text{Al}_{0.13}\text{As}$ было выращено 2 шт.

Были проведены исследования фотолюминесценции (ФЛ) изготовленных тестовых гетероструктур с различной матрицей/барьерами (см. таблицу). Спектры фотолюминесценции гетероструктур измерялись на установке PM2000, VerteX, Nanometrics с применением InGaAs-фотодетектора. Фотолюминесценция возбуждалась лазером с длиной волны генерации 532 нм и размером сфокусированного пятна на поверхности гетероструктур ~ 100 мкм. Все гетероструктуры демонстрировали яркую ФЛ с пиком в диапазоне 1530–1560 нм. В ходе исследований были проведены измерения при большой мощности оптической накачки (42 мВт). Динамика пиковой/интегральной интенсивностей ФЛ от расчетной величины запрещенной зоны материала матрицы в гетероструктурах представлена на рис. 1. Видно, что наблюдается падение интенсивности ФЛ с уменьшением ширины запрещенной зоны (E_g) матрицы/барьеров, что, скорее всего, обусловлено тепловым выбросом носителей заряда. Как следствие, анализ изменения сигнала ФЛ в данном случае может не подходить для целей оценки усиления активной области, и, следовательно, для данной оценки необходимы экспериментальные исследования лазеров на основе гетероструктур с аналогичной активной областью.

Зависимость интегральной интенсивности ФЛ от мощности оптической накачки позволяет оценить величину относительного вклада различных процессов рекомбинации в излучение, используя так называемую ABC-модель

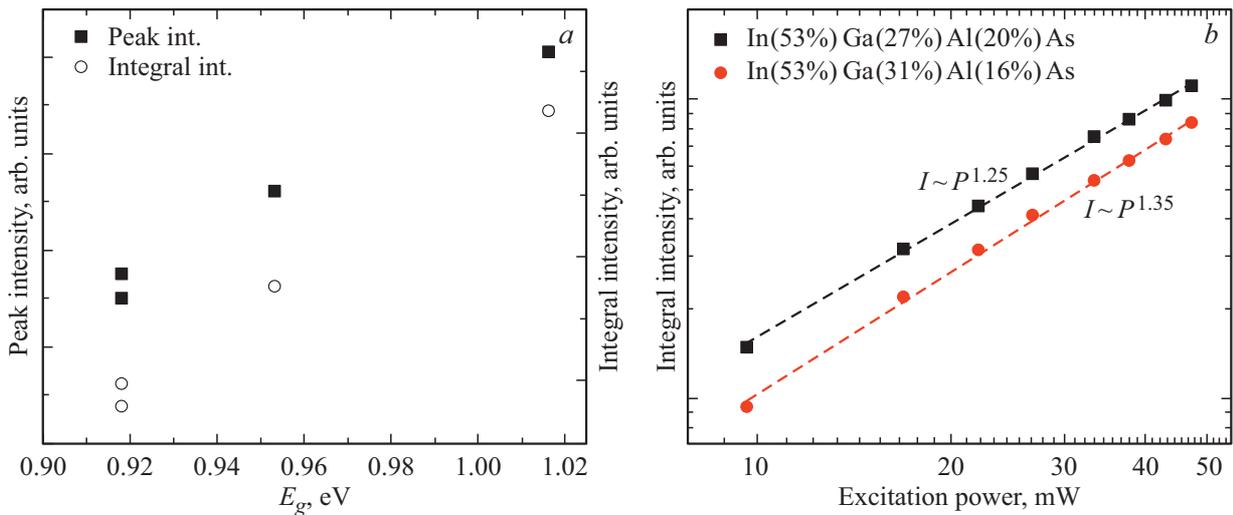


Рис. 1. Зависимость пиковой/интегральной интенсивностей от расчетной величины запрещенной зоны материала матрицы при уровне оптической накачки 46 мВт (а) и зависимость интегральной интенсивности от мощности накачки для гетероструктур с матрицами/барьерами $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ (1220 нм) и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ (1300 нм) (б).

описания рекомбинационных процессов [16,17]. Плотность мощности оптической накачки P пропорциональна скорости генерации носителей заряда:

$$P \sim An + Bn^2 + Cn^3, \quad (1)$$

где n — концентрация носителей заряда в равновесии, когда концентрации электронов и дырок равны, An — скорость безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла (ШРХ), Bn^2 — скорость излучательной рекомбинации, Cn^3 — скорость оже-рекомбинации. При низких уровнях оптической накачки, т.е. при малых концентрациях n , будет доминировать механизм рекомбинации ШРХ, а при высоких уровнях оптической накачки — оже-рекомбинация, так как очевидно, что с ростом накачки члены при больших степенях концентрации начнут вносить более заметный вклад в рекомбинационный процесс. Процесс излучательной рекомбинации будет доминировать при промежуточных уровнях накачки. Аппроксимация степенной функцией P^k зависимости интегральной интенсивности ФЛ от мощности накачки позволяет оценить величину относительного вклада различных процессов рекомбинации в излучение (1). Так как интенсивность интегральной ФЛ пропорциональна излучательной рекомбинации Bn^2 , доминирование излучательной рекомбинации будет соответствовать $k \sim 1$, а безызлучательной — рекомбинации Шокли–Рида–Холла $k \sim 2$.

На рис. 1, б приведены экспериментальные зависимости интегральной интенсивности ФЛ от мощности оптической накачки P в двойном логарифмическом масштабе для гетероструктур с матрицами $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ (1220 нм) и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ (1300 нм), которые показали максимальные значения интегральной интенсивности ФЛ (рис. 1, а). Для обеих гетероструктур показатель k близок к единице ($k < 1.5$), т.е. интенсивность ФЛ

почти пропорциональна мощности оптической накачки, что свидетельствует о малости безызлучательных процессов в данных гетероструктурах по сравнению с излучательной рекомбинацией.

На втором этапе для изготовления лазерных гетероструктур, были выбраны наиболее эффективные матрицы/барьеры: $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ (1220 нм) и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ (1300 нм), которые также выполняли функцию волноводных слоев.

Лазерные гетероструктуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на легированной N^+ подложке фосфида индия (InP). Было выращено две гетероструктуры, которые последовательно состояли из эмиттерного слоя $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 300 нм, легированного кремнием до уровня $1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, эмиттерного слоя $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 700 нм, легированного кремнием до уровня $5.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Такая конструкция должна была снизить возможное поглощение света на свободных носителях для световой волны, проникающей в эти слои. Далее выращивался нелегированный волноводный слой на основе материалов InGaAs/InGaAlAs с суммарной толщиной ~ 630 нм, содержащий активную область на основе InGaAs КЯ. После этого был сформирован составной p -эмиттер на основе $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 1500 нм, состоящий из слоя $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 1000 нм, легированного углеродом до уровня $5.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и слоя $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ толщиной 500 нм, легированного углеродом до уровня $1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Контактный слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной 200 нм, легированный углеродом до уровня $> 1.0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, обеспечивал качественный омический контакт. Выращенные гетероструктуры принципиально отличались друг от друга только составом волноводных слоев (матрицы/барьеров) в активной области, обе гетероструктуры содержали 7 (семь) упругонапряженных $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ КЯ, что соот-

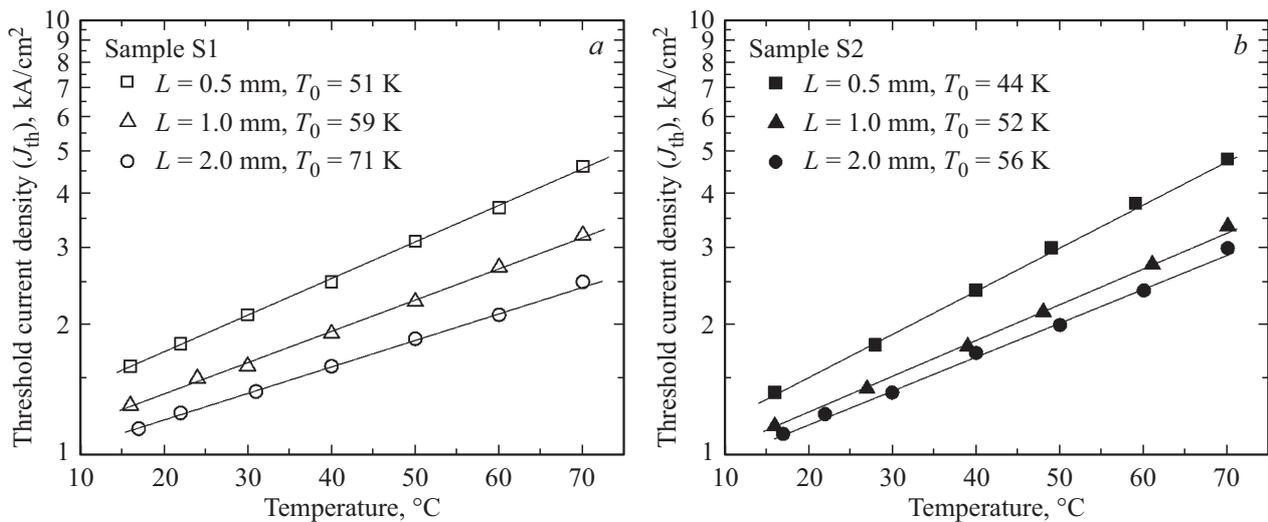


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности тока от температуры для лазерных диодов с различной длиной резонатора: *a* — для лазеров типа S1 и *b* — для лазеров типа S2.

ветствовало параметру рассогласования (механического напряжения в КЯ) с постоянной решетки фосфида индия на уровне $\sim 1.4\%$. КЯ были разделены барьерными слоями InGaAlAs одинаковой толщины 12 нм. Состав слоев InGaAlAs отличался в гетероструктурах и составлял $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ для гетероструктуры типа S1 и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ для гетероструктуры типа S2.

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены полосковые лазеры с шириной полоскового контакта 100 мкм в геометрии мелкой мезы, когда токовое ограничение обеспечивается за счет стравливания верхнего сильно легированного слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} \sim 200$ нм, такая геометрия полоска позволила свести к минимуму эффект от возможного растекания тока вне полоскового контакта. Были изготовлены отдельные лазерные диоды с длиной резонатора 0.5, 1.0 и 2.0 мм, образованного зеркалами, сформированными посредством скалывания гетероструктуры вдоль одной кристаллографической оси. Какие-либо специальные просветляющие и (или) отражающие покрытия не наносились. Для проведения измерений лазерные диоды крепились на медный теплоотвод эпитаксиальными слоями вниз при помощи индиевого припоя. Лазерные характеристики исследовались при различных температурах и импульсной токовой накачке при длительности импульса тока 0.5–1 мкс и частоте следования 4–5 кГц.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости пороговой плотности тока от температуры для лазерных диодов типа S1 и S2 с различной длиной резонатора.

Длина волны лазерной генерации при 16°C и токе накачки, равном $I_{\text{th}} + 0.5$ А, составила 1559 и 1555 нм для гетероструктур S1 и S2 соответственно. При уве-

личении температуры до 60°C сдвиг длины волны в длинноволновую сторону составил 28 и 26 нм для гетероструктур S1 и S2 соответственно. Минимальные значения пороговой плотности тока были измерены для образцов с длиной резонатора 2 мм и при температуре 17°C , которые составили 1.15 кА/см² для лазеров типа S1 и 1.125 кА/см² для лазеров типа S2. Традиционно температурную стабильность полупроводникового лазера описывают величиной характеристической температуры (T_0):

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{J_{\text{th}}} \frac{\partial J_{\text{th}}}{\partial T}, \quad (2)$$

где T_0 — характеристическая температура, а J_{th} — пороговая плотность тока.

Оценка характеристической температуры, выполненная по формуле (2), показала, что характеристическая температура для лазеров типа S1 растет с увеличением длины резонатора от 0.5 до 1.5 мм от 51 до 71 К, в то время как для лазеров типа S2 изменение происходит в диапазоне от 44 до 66 К. Более низкие значения характеристической температуры для лазеров типа S2 связаны, по-видимому, с меньшей локализацией носителей заряда в КЯ ввиду меньшей ширины запрещенной зоны барьерных слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ для образцов типа S2 по сравнению с барьерным слоем $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ для образцов типа S1. Стоит обратить внимание на то, что при температуре 17°C пороговые плотности тока для лазеров типа S2 меньше для всех исследованных длин лазерных резонаторов, хотя и незначительно. Такое поведение может быть объяснено немного бóльшим фактором оптического ограничения в активной области для лазеров типа S2 из-за большего показателя преломления слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ по сравнению с $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$, что приводит к более сильному волноводному эффекту в лазерах типа S2. Однако данный эффект требует дальнейшего изучения.

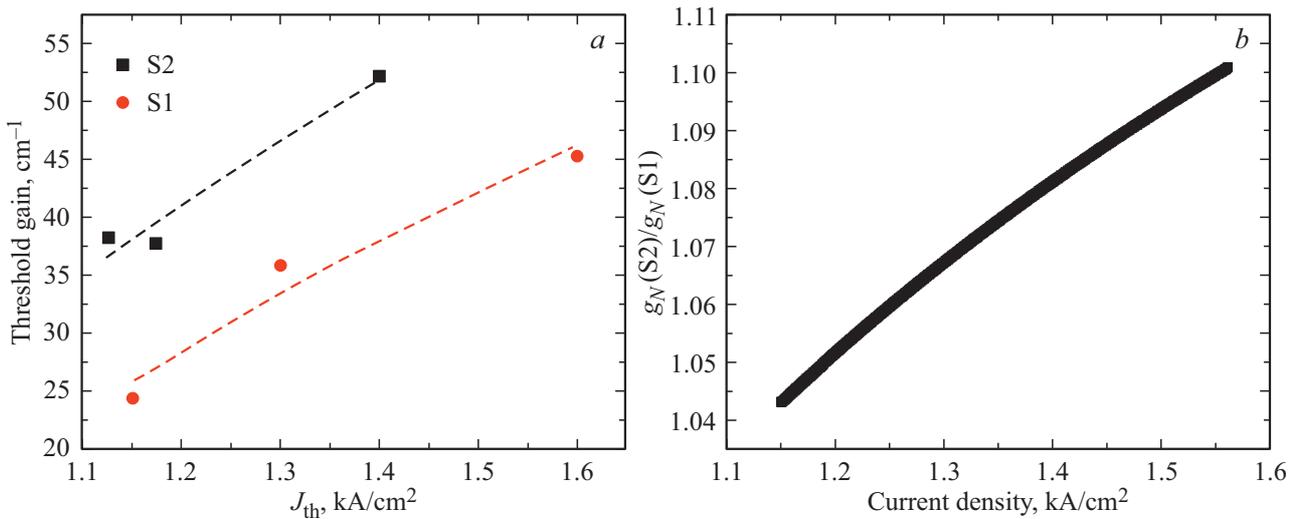


Рис. 3. Зависимость порогового усиления от порогового тока лазеров типа S1 и S2 и аппроксимация зависимостей формулой (8) (a) и отношение значений дифференциального усиления структур типа S1 и S2 (b), вычисленное по формуле (6).

Динамические параметры полупроводникового лазера сильно зависят от параметров усиливающей среды. Резонансная частота лазера выше порога лазерной генерации может быть рассчитана по следующей формуле [18]:

$$f_R = \sqrt{v_g \eta_j g_N / qV_p} \cdot \sqrt{I - I_{th}} / 2\pi, \quad (3)$$

где q — заряд электрона, η_j — эффективность токовой инжекции, g_N — дифференциальное усиление на пороге лазерной генерации, V_p — объем моды, v_g — групповая скорость фотонов.

Видно, что чем выше значение g_N , тем более высокую резонансную частоту можно достичь:

$$g_N = \frac{\partial G_{th}}{\partial N} = \frac{\partial G_{th}}{\partial J_{th}} \frac{\partial J_{th}}{\partial N}, \quad (4)$$

где N — концентрация носителей заряда, измеряемая в см⁻³, а J_{th} — пороговая плотность тока. В общем случае пороговая плотность тока может быть выражена через концентрацию носителей заряда в активной области следующим образом [19]:

$$J_{th} = qN_{qw}(An_{th} + B_{2D}n_{th}^2 + C_{2D}n_{th}^3), \quad (5)$$

где $n_{th} = N_{th}d_a$ — двумерная концентрация носителей заряда, измеряемая в см⁻², где N_{qw} — число квантовых ям в активной области; A — коэффициент мономолекулярной рекомбинации через локальные центры безызлучательной рекомбинации (безызлучательная рекомбинация Шокли–Рида–Холла);

$$B_{2D} = B_{3D} \sqrt{\frac{m_e + m_h}{2} \frac{kT}{\pi \hbar^2}}$$

— двумерный коэффициент излучательной рекомбинации, имеющий размерность см² · с⁻¹, C_{2D} — двумерный

коэффициент безызлучательной оже-рекомбинации, имеющий размерность см⁴ · с⁻¹.

На пороге лазерной генерации мономолекулярная безызлучательная рекомбинация уже заметно ниже излучательной рекомбинации, при этом излучательная рекомбинация доминирует в излучении гетероструктур, выращенных в качестве тестовых для проверки интенсивности излучения перед ростом лазерной гетероструктур (см. рис. 1, b). Кроме того, из литературы известно [20], что для напряженных InGaAs/InP КЯ толщиной < 3 нм основные механизмы оже-рекомбинации оказываются подавленными. Тогда мы можем записать, что

$$J_{th} = qN_{qw}B_{2D}n_{th}^2. \quad (6)$$

Таким образом, с учетом (4) и (5):

$$g_N = \frac{\partial G_{th}}{\partial N} = \frac{\partial G_{th}}{\partial J_{th}} \cdot d_a \frac{\partial J_{th}}{\partial n_{th}} = \frac{\partial G_{th}}{\partial J_{th}} \cdot 2d_a \sqrt{qN_{qw}B_{2D}J_{th}}. \quad (7)$$

Коэффициент излучательной рекомбинации (B_{2D}) зависит только от материала и параметров КЯ [19], поэтому можно считать, что он одинаков для обеих наших гетероструктур типа S1 и S2. Толщина КЯ в структуре типа S1 составляет 2.8 нм, а для структуры типа S2 — 2.4 нм. Таким образом, измерив пороговое усиление в зависимости от тока, мы сможем сравнить дифференциальное усиление образцов S1 и S2.

На пороге лазерной генерации усиление равно сумме всех потерь, тогда

$$\frac{G_{th}}{\eta_{int}} = \frac{\alpha_{in} + \alpha_{out}}{\eta_{int}} = \left(\frac{\alpha_{in} + \alpha_{out}}{\eta_{int}\alpha_{out}} \right) \alpha_{out} = \frac{\alpha_{out}}{\eta_{diff}}, \quad (8)$$

α_{in} — внутренние потери излучения внутри резонатора, $\alpha_{out} = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$ — потери на выход излучения из

резонатора, η_{diff} — дифференциальная квантовая эффективность, η_{int} — внутренняя квантовая эффективность вынужденного излучения. Таким образом, для каждого лазера, измерив его η_{diff} и длину резонатора, можно численно определить величину G_{th} при учете, что внутренний квантовый выход вынужденного излучения η_{int} можно считать за 100%.

Зависимости величины усиления G_{th} на пороге лазерной генерации от плотности тока накачки, определенные в ходе эксперимента и рассчитанные с учетом формул (2) и (4), могут быть хорошо аппроксимированы по формуле (9) [21]

$$G_{\text{th}} = G_{0J} \ln(J_{\text{th}}/J_{\text{tr}}), \quad (9)$$

где J_{th} — пороговая плотность тока, J_{tr} — плотность тока прозрачности, G_{0J} — коэффициент модального оптического усиления. На рис. 3 представлена зависимость порогового усиления от плотности тока накачки лазеров типа S1 и S2 и аппроксимация зависимостей формулой (8), а также отношение значений дифференциального усиления $\left(\frac{g_N(S2)}{g_N(S1)}\right)$ в лазерах типа S1 и S2 от плотности тока накачки, вычисленное по формуле (7). Видно, что полученное отношение больше единицы, что свидетельствует о большем дифференциальном усилении активной среды лазеров типа S2 по сравнению с лазерами типа S1. Ранее нами были апробированы ВИЛ спектрального диапазона 1550 нм с активной областью на основе КЯ в матрице $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$, соответствующей матрице структур типа S1, которые показали максимальную частоту модуляции выше 11 ГГц [12]. Таким образом, замена матрицы активной области в таких ВИЛ с $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ на $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ должна привести к дополнительному улучшению частотных характеристик ВИЛ спектрального диапазона 1550 нм.

4. Заключение

Приведено исследование характеристик оптического усиления в лазерных диодах спектрального диапазона 1550 нм с семью квантовыми ямами InGaAs и с различным составом волноводных слоев InGaAlAs. Анализ экспериментальных данных электролюминесценции показал, что увеличение мольной доли алюминия в составе слоев InGaAlAs с 0.16 до 0.20, при сохранении согласованности слоев по постоянной решетки с фосфидом индия, приводит к уменьшению дифференциального усиления в таких лазерных диодах. Ранее нами были апробированы ВИЛ спектрального диапазона 1550 нм с активной областью на основе КЯ в матрице $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$, соответствующей матрице/волноводным слоям структур типа S1, которые показали максимальную частоту малосигнальной модуляции выше 11 ГГц [12]. Таким образом, замена матрицы активной области в таких ВИЛ с $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ на $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.31}\text{Al}_{0.16}\text{As}$ должна привести к дополнительному

улучшению частотных характеристик ВИЛ спектрального диапазона 1550 нм.

Финансирование работы

Работа авторов из Университета ИТМО выполнена при финансовой поддержке программы „Приоритет 2030“ в части исследований фотолюминесценции, а также при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект тематики научных исследований № 2019.1442 в части исследований и анализа статических характеристик лазерных диодов. АЕЖ и НВК благодарят поддержку Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H.R. Ibrahim, M. Ahmed, F. Koyama. *High speed modulation single mode 850 nm DTCC-VCSEL*. In: *24th Microoptics Conf. (MOC)*, Nov. 2019.
- [2] N. Ledentsov, Ł. Chorchos, O.Y. Makarov, V.A. Shchukin, V.P. Kalosha, J.-R. Kropp, J.P. Turkiewicz, C. Kottke, V. Jungnickel, R. Freund, N.N. Ledentsov. *Electron. Lett.*, **57** (19), 735 (2021).
- [3] D. Bimberg. *Green Nanophotonics for Future Datacom and Ethernet Networks*. In: *Asia Communications and Photonics Conf. 2013* (2013).
- [4] S. Spiga, D. Schoke, A. Andrejew, G. Boehm, M.-C. Amann. *J. Light. Technol.*, **35** (15), 3130 (2017).
- [5] D. Ellafi, V. Iakovlev, A. Sirbu, G. Suruceanu, Z. Mickovic, A. Caliman, A. Mereuta, E. Kapon. *Opt. Express*, **22** (26), 32180 (2014).
- [6] A.V. Babichev, L.Y. Karachinsky, I.I. Novikov, A.G. Gladyshev, S.A. Blokhin, S. Mikhailov, V. Iakovlev, A. Sirbu, G. Stepniak, L. Chorchos, J.P. Turkiewicz, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, M. Agustin, N.N. Ledentsov, A.Y. Egorov. *IEEE J. Quant. Electron.*, **53** (6), 1 (2017).
- [7] M. Ortsiefer, W. Hofmann, J. Roskopf, M.C. Amann. *Long-wavelength VCSELs with buried tunnel junction*. In: *VCSELs* (Springer, Berlin–Heidelberg, 2013) p. 321.
- [8] H.-T. Cheng, Y.-C. Yang, T.-H. Liu, C.-H. Wu. *Photonics*, **9** (2), 107 (2022).
- [9] G. Steinle, H. Riechert, A.Y. Egorov. *Electron. Lett.*, **37** (2), 93 (2001).
- [10] I.I. Novikov, N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, A.E. Zhukov, A.P. Vasil'ev, E.S. Semenova, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, N.D. Zakharov, P. Werner. *Semicond. Sci. Technol.*, **20** (1), 33 (2004).
- [11] M. Gębski, D. Dontsova, N. Haghghi, K. Nunna, R. Yanka, A. Johnson, R. Pelzel, J.A. Lott. *OSA Contin.*, **3** (7), 1952 (2020).
- [12] S.A. Blokhin, M.A. Bobrov, A.A. Blokhin, A.G. Kuzmenkov, N.A. Maleev, V.M. Ustinov, E.S. Kolodeznyi, S.S. Rochas, A.V. Babichev, I.I. Novikov, A.G. Gladyshev, L.Y. Karachinsky, D.V. Denisov, K.O. Voropaev, A.S. Ionov, A.Y. Egorov. *Semiconductors*, **53** (8), 1104 (2019).

- [13] A. Sirbu, G. Suruceanu, V. Iakovlev, A. Mereuta, Z. Mickovic, A. Caliman, E. Kapon. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **25** (16), 1555 (2013).
- [14] Е.С. Колодезный, А.С. Курочкин, С.С. Рочас, А.В. Бабичев, И.И. Новиков, А.Г. Гладышев, Л.Я. Карачинский, А.В. Савельев, А.Ю. Егоров, Д.В. Денисов. *ФТП*, **52** (9), 1034 (2018).
- [15] М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Ф.И. Зубов, И.И. Новиков, А.Г. Гладышев, Л.Я. Карачинский, Д.В. Денисов, С.С. Рочас, Е.С. Колодезный, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков. *Письма ЖТФ*, **45** (11), 20 (2019).
- [16] S. Karpov. *Opt. Quant. Electron.*, **47** (6), 1293 (2015).
- [17] K.R. Poguntke, A.R. Adams. *Electron. Lett.*, **1** (28), 41 (1992).
- [18] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode lasers and photonic integrated circuits*, ser. Wiley series in microwave and optical engineering (Wiley, N. Y., USA, 1995) p. 73.
- [19] Л.В. Асрян. *Квант. электрон.*, **35** (12), 1117–1120 (2005).
- [20] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. *PRB*, **58** (7), 4039 (1998).
- [21] А.Е. Жуков. *Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров* (СПб., Изд-во Академ. ун-та, 2016).

Редактор А.Н. Смирнов

The influence of the waveguide layer composition on the emission parameters of 1550 nm InGaAs/InP laser heterostructures

I.I. Novikov¹, I.A. Nyapshaev¹, A.G. Gladyshev¹,
V.V. Andryushkin¹, A.V. Babichev¹, L.Ya. Karachinsky¹,
Y.M. Shernyakov², D.V. Denisov^{3,4},
N.V. Kryzhanovskaya⁵, A.E. Zhukov⁵, A.Yu. Egorov⁶

¹ ITMO University,
197101 St. Petersburg, Russia

² Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

³ Connector Optics LLC,
194292 St. Petersburg, Russia

⁴ St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,
197022 St. Petersburg, Russia

⁵ National Research University Higher School
of Economics,

190008 St. Petersburg, Russia

⁶ Alferov University,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The influence of InGaAlAs waveguide layer composition on the photoluminescence and electroluminescence in the 1550-nm spectral range of heterostructures based on thin strained In_{0.74}Ga_{0.26}As quantum wells has been studied. An approach is proposed that allows based on the analysis of electroluminescence to carry out a comparative analysis of the differential gain in fabricated laser diodes. It is shown that decrease of the molar fraction of aluminum in waveguide InGaAlAs layers matched in lattice constant with indium phosphide leads to falling of integrated photoluminescence intensity, however, laser diodes with In_{0.53}Ga_{0.31}Al_{0.16}As waveguide layers demonstrate a higher differential gain compared to laser diodes with In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.20}As waveguide.