

## Управление параметрами InGaAs квантовых ям в активной области светодиодов ближнего инфракрасного диапазона (850–960 nm)

© Р.А. Салий, А.В. Малевская, Д.А. Малевский, С.А. Минтаиров, А.М. Надточий, Н.А. Калужный

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: r.saliy@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 03.05.2024 г.

В окончательной редакции 17.09.2024 г.

Принята к публикации 30.10.2024 г.

Экспериментально показана возможность гибкого управления длиной волны излучения множественных квантовых ям  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , составляющих активную область светодиодов ближнего ИК диапазона (850–960 nm), путем изменения их толщины и состава  $x$ . Методом МОГФЭ получены гетероструктуры с множественными квантовыми ямами, продемонстрировавшие высокую интенсивность фотолюминесценции. Благодаря общей постростовой технологии переноса гетероструктур на подложку-носитель и одинаковым процедурам монтажа изготовленные СИД продемонстрировали близкие электрооптические характеристики: энергоэффективность от 50 до 54% и внешний квантовый выход от 48 до 50%.

**Ключевые слова:** квантовые ямы, светодиоды, InGaAs, МОГФЭ, гетероструктуры.

DOI: 10.61011/OS.2024.11.59501.6568-24

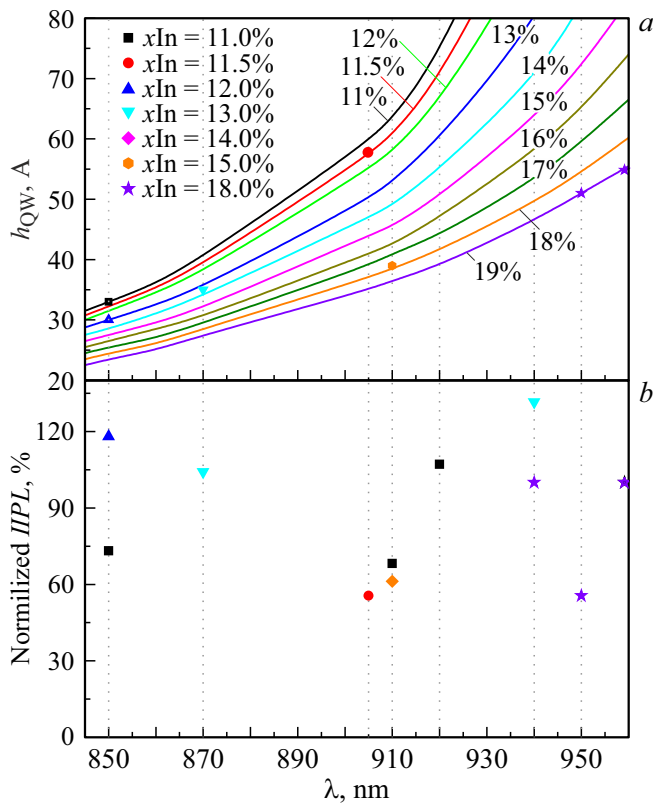
Светоизлучающие диоды (СИД) ближнего инфракрасного (ИК) диапазона активно применяются в таких сферах как видеонаблюдение, системы ночного видения, воздушные дроны, дистанционное управление, дальномеры для цифровой съемки и датчики времени полета [1]. Использование множественных квантовых ям (КЯ) InGaAs/AlGaAs в качестве активной области таких приборов дает ряд преимуществ по сравнению с традиционными двойными гетероструктурами. Помимо того что КЯ обеспечивает усиление электронно-дырочного перекрытия, что приводит к увеличению скорости излучательной рекомбинации и к значительному улучшению внутреннего квантового выхода, КЯ также дает высокую степень управления длиной волны излучения. Вследствие квантования энергии в КЯ можно очень точно (с малым шагом по длине волны излучения активной области) управлять ее энергетическим спектром. Эта технологическая и конструктивная возможность для создания ИК излучателей исследована и продемонстрирована в настоящей работе.

На основе твердотельной модели [2] произведен расчет толщины и состава КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  для ближнего ИК диапазона длин волн в пределах 850–960 nm. В соответствии с результатами данного расчета были разработаны экспериментальные гетероструктуры (ГС) множественных КЯ для активной области СИД, излучающие на длинах волн 850, 870, 905, 910, 920, 940 и 960 nm. Все экспериментальные ГС выращивались методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ). Структуры включали в себя широкозонные барьеры  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  толщиной 200 и 50 nm, между которыми находилась активная область из пяти КЯ. Для генерации излучения нужной длины

волны варьировалась толщина КЯ (от 30 до 75 Å) и концентрация In (от 11 до 19%). Кроме того, для всех экспериментальных ГС была применена технология встраивания слоев, компенсирующих упругие напряжения в активной области. Множественные КЯ вносят механические напряжения в полупроводниковую матрицу, связанные с рассогласованием параметров кристаллических решеток, что ведет к образованию дефектов и, как следствие, к ограничениям по выходной мощности СИД [3]. В ряде работ [4–6] было продемонстрировано, что использование в активной области слоев множественных КЯ (МКЯ), компенсирующих напряжения, вызванные рассогласованием, значительно улучшает характеристики таких СИД. В настоящей работе в зависимости от концентрации In и толщины КЯ в качестве компенсирующих слоев использовались твердые растворы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  или  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ .

На рис. 1, а в исследуемом диапазоне толщин и концентрации In сплошными линиями показаны результаты расчета по твердотельной модели для КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , излучающих в диапазоне 850–960 nm. Символами на диаграмме отмечены комбинации толщины и состава, которые были выбраны для создания экспериментальных ГС и для которых проводились измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ). Спектры ФЛ записывались при двух плотностях оптического возбуждения твердотельным лазером модели DTL-413 с излучением на длине волны 527 nm.

Были созданы экспериментальные ГС с двумя вариантами комбинации параметров КЯ: 1) с пониженным составом In, но с увеличенной толщиной и 2) с толщиной, уменьшенной за счет увеличившейся концентрации In. В результате, во-первых, продемонстрирован общий вы-



**Рис. 1.** (а) Результаты расчета толщины ( $h_{QW}$ ) и состава КЯ  $In_xGa_{1-x}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  для диапазона длин волн 850–960 nm (сплошные линии — расчет, символы — экспериментальные данные); (б) относительная интегральная интенсивность ФЛ (IPL) полученных ГС с КЯ, нормированная на результат образца с длиной волны излучения 940 nm, имеющего концентрацию In 19%.

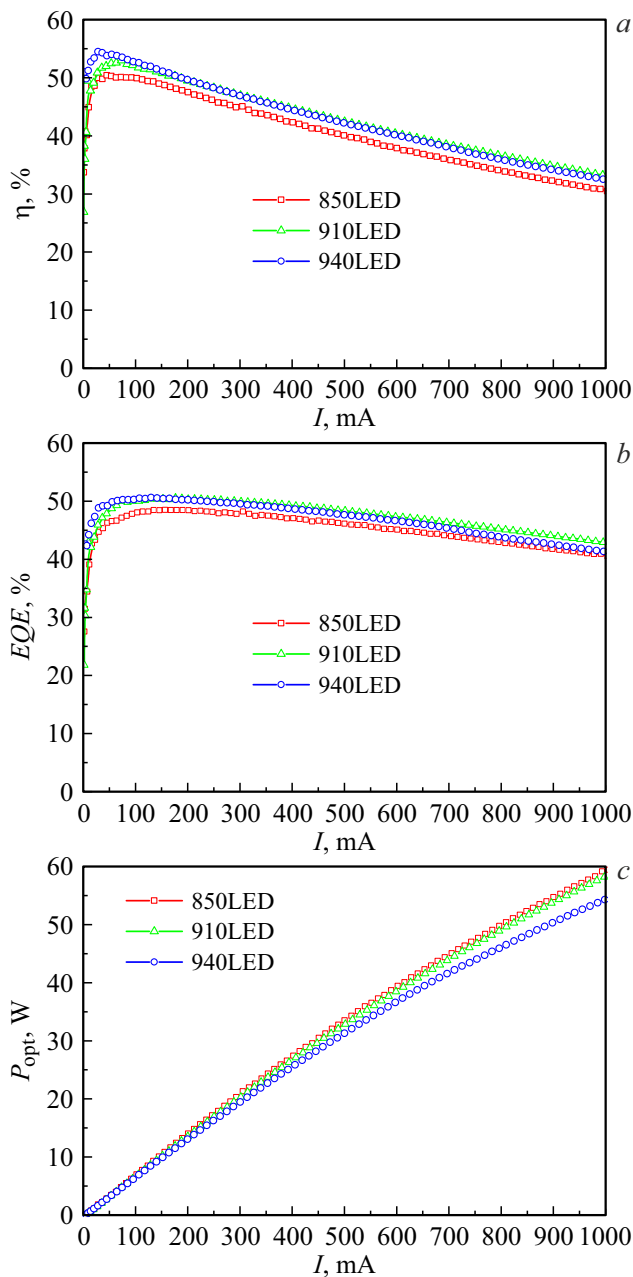
сокий уровень интенсивности ФЛ для всех выращенных ГС независимо от состава и толщины КЯ. На рис. 1, б показана относительная интегральная интенсивность ФЛ полученных ГС, нормированная на результат образца, излучающего на длине волны 940 nm, в котором была использована максимальная (в рамках исследованного диапазона) концентрация In (19%). Некоторую неравномерность интенсивности ФЛ при различных длинах волн можно объяснить повышенной чувствительностью к параметрам слоев, компенсирующих механические напряжения, вопросы оптимизации которых для каждой длины волны являются отдельными технологическими задачами, выходящими за рамки настоящей работы. Во-вторых, в соответствии с проведенным расчетом показана возможность гибкого управления длиной волны с шагом 5–10 nm. Показано, что связанное варьирование концентрации In в  $In_xGa_{1-x}As$  и толщины КЯ позволяет экспериментально определить оптимальную активную область для СИД. На основе разработанных ГС методом МОГФЭ выращены структуры СИД, последовательность слоев в которых в общем виде показана на рис. 2.

$p$ -GaAs	Contact	
$p$ -AlGaAs	Barrier/Stop-layer	
$p$ -Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As	Barrier	0.3 μm
MQW active area		
$n$ -Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As	Barrier	0.3 μm
$n$ -Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	Spreading layer	6 μm
$n$ -GaAs	Contact	
AlGaAs	Sacrifice layer	
GaAs	Wafer	

**Рис. 2.** Схематичное изображение структуры СИД, в которой формировалась МКЯ активная область, на основе исследования спектров ФЛ ГС для трех длин волн ИК диапазона: 850, 910 и 940 nm.

В зависимости от заданной длины волны активная область, содержащая МКЯ, изменялась в соответствии с разработанными ГС. Было выращено несколько гетероструктур СИД, излучающих на длинах волн 850, 910 и 940 nm (обозначенные как 850LED, 910LED и 940LED соответственно), на основе тестовых структур, активная область которых имела максимальную интенсивность пика ФЛ. Из полученных гетероструктур СИД были созданы приборы с использованием постростовой технологии переноса ГС на подложку-носитель и напыления тыльного отражателя [7], с применением текстурирования световыводящей поверхности [8] и последующей установкой сферического оптического элемента.

Последовательность операций данной технологии условно включает в себя 4 этапа. На первом этапе на поверхности ГС формируются точечные контакты. Затем путем травления контактный слой  $p$ -GaAs удаляется в местах, свободных от точечных контактов, для формирования прозрачных окон для генерируемого излучения. После этого осаждается диэлектрическое покрытие, и на его поверхности формируется сплошной тыльный металлический отражатель, закрытый дополнительными защитными барьерными слоями. На втором этапе осуществляется переворот ГС и ее фиксация на подложке-носителе ( $n$ -GaAs) с предварительно осажденными контактными слоями на ее фронтальной и тыльной поверхностях. На третьем этапе производится удаление ростовой подложки  $n$ -GaAs путем ее селективного стравливания до стоп-слоя Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As, который также выполняет роль „жертвенного“ слоя и затем также стравливается до появления контактного слоя  $n$ -GaAs. На четвертом этапе проводится текстурирование световыводящей поверхности СИД с последующим формированием просветляющего покрытия и напылением



**Рис. 3.** Токовые зависимости: (а) энергоэффективности, (б) внешней квантовой эффективности, (с) выходной оптической мощности полученных СИД.

полосковых контактов к слою  $n$ -GaAs. Основным результатом пост-ростовой процедуры является практически полное устранение в структуре потерь на поглощение ИК излучения исследуемого диапазона (включая потери на поглощение на свободных носителях), а также создание эффективного тыльного отражателя для этого излучения.

На рис. 3 показаны измеренные токовые зависимости энергоэффективности ( $\eta$ ), внешней квантовой эффективности ( $EQE$ ) и выходной оптической мощности ( $P_{opt}$ ) полученных СИД. Измерения были выполнены

с помощью контрольного фотоприемника с известной спектральной чувствительностью в широком диапазоне токов 0–1000 мА, пропускаемых через исследуемые образцы в импульсном режиме. Через чип СИД пропускался импульсный ток (5–300  $\mu$ s, скважность менее 1%) и проводилась регистрация подающего на нём напряжения. Генерируемое излучение СИД поглощалось контрольным кремниевым фотопреобразователем ФДУК-100, спектральная чувствительность которого в исследуемом диапазоне длин волн составляет 0.4 А/Вт. Выполнялась регистрация протекающего тока, после чего проводился расчет оптической мощности СИД. Для минимизации эффекта угловой расходимости излучения на результаты измерения исследуемые образцы и контрольный фотоприёмник помещались в интегрирующую сферу со светозащитным экраном, который препятствует прохождению прямого излучения. На внутренние поверхности сферы и экран было нанесено рассеивающее покрытие. Спектральные характеристики измерялись в диапазоне чувствительности 300–1100 нм. Определение  $EQE$  выполнялось с использованием измеренных ватт-амперных характеристик, а  $\eta$  оценивался как соотношение выведенной оптической мощности к введенной в СИД электрической.

Вследствие одинаковой пост-ростовой технологии и техники корпусирования СИД (изготовленные на основе ГС-активной области, показавшие приблизительно одинаковую интенсивность ФЛ) также продемонстрировали коррелируемый результат при сравнении электрооптических характеристик. Величина  $\eta$  для полученных приборов лежит в диапазоне от 50 до 54%, а  $EQE$  — от 48 до 50% (рис. 3, а, б). Видно, что при малых токах значение  $\eta$  выше, чем значения  $EQE$ . Этот результат указывает на низкие резистивные потери в приборах. Действительно, значения  $\eta$  и  $EQE$  определяются выражениями

$$EQE = \frac{P/h\nu}{I/q}, \quad (1)$$

$$\eta = \frac{P}{IV}, \quad (2)$$

где  $P$  — мощность оптического излучения, выводимого из светодиода,  $q$  — заряд электрона,  $I$  — ток инжекции. Напряжение прямого смещения светодиода ( $V$ ) в пределе должно быть равно ширине запрещенной зоны или энергии квантов света (деленной на  $q$ ):

$$V = V_{th} = \frac{h\nu}{q} \approx E_g/q.$$

Однако, согласно [9], за счет последовательного сопротивления ( $R_s$ ) диода (вызванного сопротивлением на контактах, гетерограницах структуры и так далее) происходит дополнительное падение напряжения, поэтому для преобразования энергии инжектированных электронов в энергию кванта света необходимо увеличение напряжения возбуждения:

$$V = V_{th} + IR_s.$$

Таким образом, при большом значении  $R_s$  энергоэффективность всегда будет меньше внешней квантовой эффективности. Однако на созданных приборах наблюдается обратная картина, значение  $V$  меньше  $V_{th}$ . Это связано с тем, что, с другой стороны, при инжекции горячих носителей в КЯ еще до полного открытия  $p-n$ -перехода часть тепловой энергии переходит в световую. Поскольку в исследованных приборах значение  $\eta$  больше, чем значения  $EQE$ , вплоть до  $\sim 170$  мА, можно сделать заключение об отсутствии резистивных потерь в ГС, а также о высоком качестве контактов металл/полупроводник.

Необходимо отметить, что эффект уменьшения  $EQE$ , который характерен для такого рода приборов [10], не превышает 10% при достижении тока в 1 А (рис. 3, *b*). Это косвенно свидетельствует о малой плотности дефектов в МКЯ за счет применения технологии слоев, компенсирующих структурные напряжения. Величина выходной оптической мощности ( $P_{opt}$ ) всех полученных СИД сублинейно увеличивается во всем исследуемом диапазоне токов (рис. 3, *c*). Так, для образца 850LED  $P_{opt}$  составила 70 мВт при токе 100 мА и 590 мВт при токе 1 А; для 910LED  $P_{opt}$  составила 68 мВт при токе 100 мА и 580 мВт при токе 1 А; для 940LED  $P_{opt}$  составила 66 мВт при токе 100 мА и 550 мВт при токе 1 А.

Таким образом, в работе экспериментально показана технологическая возможность управления длиной волны излучения МКЯ для спектрального диапазона 850–960 нм путем изменения параметров КЯ, входящих в состав активной области СИД. Исследованные МКЯ продемонстрировали близкую интенсивность ФЛ, что указывает также на близкие значения внутреннего квантового выхода светодиодов ( $IQE$ ), изготовленных на их основе. Связь величин  $IQE$  и измеренного  $EQE$  можно представить посредством коэффициента оптического вывода излучения ( $K_{extr}$ ), который определяется как отношение числа фотонов, излученных LED, к числу фотонов, образованных в единицу времени в активной области,  $EQE = IQE \cdot K_{extr}$ . Согласно [9],  $K_{extr}$  практически невозможно сделать более 50% без сложного технологического процесса пост-роста. Параметр  $K_{extr}$  отражает качество вывода света, т.е. изготовления прибора. В настоящем исследовании СИД для длин волн  $\lambda = 850, 910, 940$  нм продемонстрировали близкие значения  $EQE$  (более 50%). Это свидетельствует о хорошо отработанной пост-ростовой технологии, включая технологию переноса структуры на подложку-носитель, а также об отсутствии дополнительного поглощения фотонов в спроектированной конструкции прибора для всего спектрального диапазона 850–940 нм и эффективности сформированного тыльного отражателя для этого излучения.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M. Vasilopoulou, A. Fakharuddin, F. Pelayo García de Arquer, D.G. Georgiadou, H. Kim, A.R.M. Yusoff, F. Gao, M.K. Nazeeruddin, H.J. Bolink, E.H. Sargent. *Nat. Photonics*, **15**, 656–669 (2021). DOI: 10.1038/s41566-021-00855-2
- [2] C.G. Van de Walle. *Phys. Rev.*, **39** (3), 1871 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevB.39.1871
- [3] S.-D. Kim, H. Lee, J.S. Harris. *J. Electrochem. Soc.*, **142** (5), 1667–1670 (1995). DOI: 10.1149/1.2048636
- [4] Y. Yu, X. Qin, B. Huang, J. Weia, H. Zhou, J. Pan, W. Chen, Yun Qi, X. Zhang, Z. Ren. *Vacuum*, **69**, 489–493 (2003). DOI: 10.1016/S0042-207X(02)00560-2
- [5] D.-K. Kim, H.-J. Lee. *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **18** (3), 2014–2017 (2018). DOI: 10.1166/jnn.2018.14952
- [6] D.P. Xu, M.D. Souza, J.C. Shin, L.J. Mawst, D. Botez. *J. Cryst. Growth*, **310**, 2370–2376 (2008). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2007.11.218
- [7] А.В. Малевская, Н.А. Калужный, Ф.Ю. Солдатенков, Р.В. Левин, Р.А. Салий, Д.А. Малевский, П.В. Покровский, В.Р. Ларионов, В.М. Андреев. *ЖТФ*, **93** (1), 170–174 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.01.54078.166-22 [A.V. Malevskaya, N.A. Kalyuzhnyy, F.Y. Soldatenkov, R.V. Levin, R.A. Saliy, D.A. Malevskii, P.V. Pokrovskii, V.R. Larionov, V.M. Andreev. *Tech. Phys.*, **68** (1), 161–165 (2023). DOI: 10.21883/TP.2023.01.55451.166-22].
- [8] А.В. Малевская, Н.Д. Ильинская, Н.А. Калужный, Д.А. Малевский, Ю.М. Задиранов, П.В. Покровский, А.А. Блохин, А.В. Андреева. *ФТП*, **55** (11), 1086–1090 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2021.11.51565.9679 [A.V. Malevskaya, N.D. Il'inskaya, N.A. Kalyuzhnyy, D.A. Malevskiy, Yu.M. Zadiranov, P.V. Pokrovskiy, A.A. Blokhin, A.V. Andreeva. *Semicond.*, **56** (13), 1086–1090 (2021). DOI: 10.21883/SC.2022.13.53906.9679].
- [9] J. Cho, E.F. Schubert, J.K. Kim. *Laser Photonics Rev.*, **7** (3), 408 (2013). DOI: 10.1002/lpor.201200025
- [10] E.F. Shubert. *Light-Emitting Diodes*, second edition (Cambridge University Press, 2006). DOI: 10.1017/CBO9780511790546