

Исследование структурных и оптических свойств InGaAs-квантовых точек

© А.В. Бабичев¹, А.М. Надточий^{1,2}, С.А. Блохин¹, В.Н. Неведомский¹, Н.В. Крыжановская², М.А. Бобров¹, А.П. Васильев¹, Н.А. Малеев¹, Л.Я. Карачинский³, И.И. Новиков³, А.Ю. Егоров³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, 190008 Санкт-Петербург, Россия

³ Национальный исследовательский университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: a.babichev@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 16 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 17 июня 2024 г.

Принята к публикации 24 августа 2024 г.

Проведена отработка режимов формирования квантовых точек $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Показано, что снижение содержания индия в структурах с InGaAs-квантовыми точками приводит к уменьшению длины волны излучения основного состояния и насыщению зависимости. Использование квантовых точек, сформированных из слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, позволяет реализовать фотолюминесценцию при температуре 13 К с максимумом вблизи 995 нм и характерной полушириной пика ФЛ ~ 57 мЭВ, при этом в данном массиве квантовых точек эффекта бимодальности не обнаружено. Полученные структуры с $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -квантовыми точками продемонстрировали высокую пиковую интенсивность фотолюминесценции при температуре 300 К, что позволяет использовать данный тип активных областей для формирования вертикальных микрорезонаторов для последующей реализации схемы резервуарных вычислений.

Ключевые слова: молекулярно-пучковая эпитаксия, арсенид галлия, InGaAs, механизм Странского–Крастанова.

DOI: 10.61011/FTP.2024.06.58946.6287

1. Введение

Активные области на основе квантовых точек (КТ) используются для формирования различных типов лазерных структур, в том числе структур с оптической накачкой на основе вертикальных микрорезонаторов [1–7]. Данные структуры сформированы за счет расположения светоизлучающей активной области между двух распределенных брэгговских отражателей (РБО). К настоящему моменту продемонстрирована низкотемпературная лазерная генерация, при температуре 77 К и при оптической накачке в микрополубиках, на основе вертикального микрорезонатора, с предельно малыми (несколько десятков мкВт) пороговыми мощностями накачки [8]. Данный результат получен за счет использования $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ РБО, не поглощающих на длине волны оптической накачки (700–820 нм), и применения активных областей с одним слоем КТ. В свою очередь дальнейшее повышение рабочих температур данных микролазеров связано с необходимостью увеличения оптического усиления активных областей и, как следствие, переходом к использованию трех слоев КТ [9–11]. Данный подход позволил продемонстрировать лазерную генерацию в микролазерах с вертикальным микрорезонатором и тремя слоями КТ при температуре 130 К [9].

Для реализации схемы резервуарных вычислений, на основе массивов микролазеров с оптической накачкой, требуется обеспечить высокую спектральную однородность микролазеров в массиве (~ 200 мкЭВ в массиве 8×8 элементов [10]). Использование квантовых ям (КЯ) в качестве активной области микролазеров с оптической накачкой ограничено из-за значительного вклада безызлучательной рекомбинации на боковой поверхности микролазера [10,12]). Применение КТ позволяет существенно подавить эффект безызлучательной рекомбинации и реализовать достаточно широкий спектр усиления для эффективной подстройки длины волны генерации в массиве микролазеров [10,13–16]. В то же время, в случае неоптимизированных условий осаждения КТ, в массиве КТ может наблюдаться паразитный эффект бимодальности, заключающийся в появлении двух типов КТ, что отрицательно сказывается на интенсивности ФЛ и значительно уширяет спектр излучения [17,18].

Применение метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) позволяет избежать появления эффекта бимодальности в массиве InGaAs КТ [8–10]. Ранее была продемонстрирована фотолюминесценция (ФЛ) с величиной полуширины, измеренной на полувысоте ($FWHM$) спектра ФЛ при сверхнизкой плотности оптической накачки (~ 1.7 мВт/см²) ~ 50 мЭВ (соответствует температуре 13 К [16]). Кроме того, спектры микро-ФЛ, измеренные при средней плот-

ности оптической накачки ($\sim 350 \text{ Вт/см}^2$), демонстрируют полуширину спектра ФЛ на уровне 20–25 мэВ при температуре 10 К [19]) и $\sim 60\text{--}80$ мэВ при температуре 290 К [10,19,20].

Основным недостатком использования метода МОГФЭ является значительный разброс толщины слоев структуры микрорезонатора по площади пластины ($\sim 2\%$ [21]), который приводит к разбросу длины волны вертикального микрорезонатора (~ 29 мэВ) по площади двухдюймовой пластины [10]. Как результат, наблюдается высокая спектральная неоднородность длины волны микрорезонатора в массиве микролазеров (~ 260 мкэВ для массива 30×30 микролазеров с диаметром 4 мкм и шагом расположения 8 мкм). В итоге при использовании метода роста МОГФЭ требуется дополнительная прецизионная компенсация диаметра микролазера в массиве методами электронной литографии [10] с целью подстройки длины волны генерации и реализации дифракционного связывания микролазеров в массиве.

Применение метода МПЭ обеспечивает меньшую неоднородность толщин слоев по площади пластины ($< 1\%$). Для реализации генерации в конструкции вертикального микрорезонатора требуется повышать усиление активной области на основе КТ, сформированных методом МПЭ. Как результат, необходимо реализовать эффективную ФЛ КТ на длине волны 1100 нм при температуре 300 К.

В литературе представлены результаты по формированию InAs КТ, а также InGaAs КТ данного спектрального диапазона. При осаждении слоя InAs 2D–3D-трансформация типично наблюдается при критической толщине $\sim 1.4\text{--}1.7$ монослоя (МС), в зависимости от температуры роста и потока элементов III-группы. В частности, в работе [22] показано, что начальные InAs КТ, сформированные из объемного слоя InAs толщиной 1.67 МС, демонстрируют низкотемпературную ФЛ вблизи 986 нм (при температуре 77 К) со значительной величиной неоднородного уширения массива КТ ($FWHM \sim 75$ мэВ). С учетом того что увеличение толщины InAs до 2.33 МС приводит к ФЛ с максимумом вблизи 1114 нм при 77 К ($FWHM \sim 50$ мэВ [22]), расчетное значение толщины InAs для реализации ФЛ, в требуемом спектральном диапазоне (1000 нм при 77 К и 1100 нм при 300 К), составляет ~ 1.73 МС. В ходе предварительных экспериментов была обнаружена сильная чувствительность массива КТ к температуре подложки и количеству осажденного InAs в процессе роста. Как результат, применение начальных InAs КТ данного спектрального диапазона демонстрирует меньшую пиковую интенсивность ФЛ в сравнении с аналогичной величиной для InGaAs КТ [23] и обладает большей неоднородностью параметров по пластине.

Для снижения величины неоднородного уширения в массиве InGaAs КТ были проведены исследования по формированию КТ с использованием метода частичного прикрытия и высокотемпературного отжига КТ [15],

ранее показавшего свою эффективность [24,25]. Была продемонстрирована интенсивная ФЛ на длине волны 1100 нм при 300 К с малой величиной разброса длины волны микрорезонатора по площади пластины (~ 14 мэВ в сравнении с ~ 29 мэВ для метода МОГФЭ [10]). Однако использование техники осаждения КТ по механизму Странского–Крастанова из объемного слоя $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ с применением метода частичного прикрытия и высокотемпературного отжига КТ привело к наличию эффекта бимодальности в массиве InGaAs КТ с характерной величиной $FWHM \sim 73$ мэВ [16], измеренной при плотности оптической накачки 1.7 мВт/см^2 и температуре 13 К.

В данной работе представлены результаты исследования особенностей формирования и параметров неоднородного уширения в массиве InGaAs КТ, выращенных методом МПЭ по механизму Странского–Крастанова. На основе данного типа активной области сформирован вертикальный микрорезонатор и исследовано его структурное качество.

2. Экспериментальные образцы

Рост гетероструктур с InGaAs КТ осуществлялся методом МПЭ в режиме Странского–Крастанова, путем осаждения слоя InGaAs некоторой эффективной толщины при давлении мышьяка (As_4), равного $2 \cdot 10^{-7}$ Торр. Температура подложки GaAs при осаждении КТ составила 485°C , тогда как рост остальных эпитаксиальных слоев осуществлялся при температуре 600°C . Толщина покрывающего КТ слоя GaAs была увеличена с 5 нм [15] до 10 нм. Слои КТ располагались в центре матричного слоя GaAs толщиной 300 нм, который располагался между двумя барьерами $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ толщиной 35 нм.

Критическая толщина слоя InGaAs, при которой происходит переход от послойного роста к трехмерному (2D–3D-трансформация), контролировалась по времени трансформации картины дифракции быстрых электронов (RHEED). Как было показано ранее (см. работу [26]), по мере уменьшения количества индия в InGaAs КТ наблюдается рост критической толщины слоя InGaAs. В первой тестовой гетероструктуре был выбран состав $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ для осаждения КТ. Толщина осажденного слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ контролировалась по превышению времени 2D–3D-трансформации на некоторую заданную величину. При превышении времени 2D–3D-трансформации на 20% положение пика основного состояния в спектре ФЛ, измеренном при комнатной температуре, составило ~ 1120 нм, а при уменьшении времени 2D–3D-трансформации до 10% пик ФЛ сдвигался в коротковолновую область, до ~ 1074 нмк. Дальнейшее уменьшение времени 2D–3D-трансформации сопряжено с высокой неоднородностью массива КТ по площади пластины, поэтому для проведения экспериментов было выбрано время, превышающее 2D–3D-трансформацию на 10%. Была выращена серия экспериментальных об-

разцов, включающих слои $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ с изменением содержания индия (доли x) в диапазоне 45–60% (с шагом 5%) с целью получения линии ФЛ основного состояния вблизи 1000 нм при температуре 13 К. Скорость осаждения слоя InGaAs составила (0.85–1.13) МС/с для образцов, включающих слои $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ с изменением содержания индия в диапазоне 45–60%. В результате оценочная толщина слоя InGaAs составила 6.6, 5.5, 4.7, 4 МС для структур с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ с содержанием индия в 45, 50, 55 и 60%.

После отработки эпитаксии гетероструктур активных областей с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ была проведена эпитаксия гетероструктуры с вертикальным микрорезонатором. Нижний РБО включал 35 пар чередующихся четвертьволновых ($\lambda/4n$) слоев $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$. Вертикальный микрорезонатор толщиной $\lambda/n \sim 300$ нм формировался на основе GaAs , в центр которого помещались три слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, КТ с целью повышения оптического усиления активной области. Слои КТ были разделены слоями GaAs толщиной 20 нм. Верхний РБО был сформирован на основе 27 пар чередующихся слоев $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$. Расчетная величина положения резонансной длины волны микрорезонатора (провала в спектре отражения), соответствующая температуре 13 К, составляла 978 нм.

Исследования гетероструктуры вертикального микрорезонатора методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ-исследования) проводились на электронном микроскопе JEM2100F (Jeol) при ускоряющем напряжении 200 кВ. Образец подготавливался в геометрии поперечного сечения по общепринятой методике, включающей утончение с помощью прецизионной шлифовки и распыление ионами аргона на конечном этапе до перфорации.

Исследование карт поверхностных дефектов гетероструктуры вертикального микрорезонатора проводилось на автоматизированной системе контроля состояния поверхности и определения плотности дефектов Surfscan KLA Tencor.

При измерениях спектров ФЛ гетероструктур с InGaAs КТ оптическая накачка осуществлялась в непрерывном режиме YAG:Nd-лазером с длиной волны генерации 532 нм и выходной мощностью излучения 150 мВт (плотность мощности возбуждения ~ 5 кВт/см²). Регистрация ФЛ производилась методом стандартного синхронного детектирования с использованием германиевого охлаждаемого диода и монохроматора МДР-23. Измерения спектров ФЛ при температуре 13 К были проведены с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла Janis в широком диапазоне оптической накачки. Низкотемпературные исследования спектров ЛФ позволяют подавить термический выброс и перзахват носителей, т.е. подавить транспорт носителей. Снижение уровня накачки позволяет минимизировать вклад возбужденных состояний. Изменение плотности оптической накачки осуществлялось с помощью набора

нейтральных светофильтров, при этом диапазон изменения составлял $(1-3 \cdot 10^{-6})$. Минимальная плотность мощности возбуждения составляла ~ 1.7 мВт/см². Измерения спектров ФЛ при температуре 300 К проведены при мощности возбуждения 0.45 мВт, которая соответствовала плотности мощности возбуждения ~ 15 Вт/см².

Измерение карт спектров отражения гетероструктуры вертикального микрорезонатора было проведено при температуре 297 К на установке VerteX PM2000 (Nanometrics Inc.).

3. Результаты и обсуждение

Результаты измерений спектров ФЛ в широком спектральном диапазоне и при минимальной плотности оптической накачки представлены на рис. 1. Видно, что при высоком содержании индия ($\geq 55\%$) в КТ, по мере уменьшения плотности накачки начиная с определенного ее уровня форма спектра ФЛ практически не изменяется и представляет собой суперпозицию нескольких пиков даже при самой низкой накачке, что свидетельствует о бимодальности данного массива InGaAs КТ. При этом абсолютные значения полуширины, измеренные на полувысоте спектров ФЛ, соответствующие сверхнизкой плотности оптической накачки (~ 1.7 мВт/см²), составили 81 и 68 мэВ для структур с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ с содержанием индия 60 и 55%.

Ранее было показано (см. работу [16]), что осаждение КТ из объемного слоя $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$, с применением метода частичного прикрытия и высокотемпературного отжига КТ приводит к наличию эффекта бимодальности в массиве InGaAs КТ, выращенных методом МПЭ. При этом величина полуширины спектра низкотемпературной ФЛ, измеренная на полувысоте, составила 73 мэВ (соответствует плотности оптической накачки 1.7 мВт/см² [16]).

Уменьшение содержания индия до 45–50% для исследованных в данной работе структур с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ приводит к уменьшению величины полуширины (FWHM) спектра ФЛ и к более симметричной форме спектра ФЛ (рис. 1), что свидетельствует о ФЛ преимущественно через основное состояние. Значения полуширины, измеренные на полувысоте спектров ФЛ, при сверхнизкой плотности оптической накачки (~ 1.7 мВт/см²) составили ~ 57 мэВ для обеих гетероструктур с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ с содержанием индия 50 и 45% соответственно.

С целью оценки эффективности ФЛ, характеризующей оптическое усиление активной области, было проведено измерение спектров ФЛ при температуре 300 К и мощности возбуждения ~ 0.45 мВт, которая соответствовала плотности мощности возбуждения ~ 15 Вт/см². Результаты представлены на рис. 2. В спектрах ФЛ наблюдается основной пик, соответствующий ФЛ InGaAs КТ, и пик, соответствующий ФЛ смачивающего слоя (вблизи 920 нм). Полуширина (FWHM) спектров ФЛ

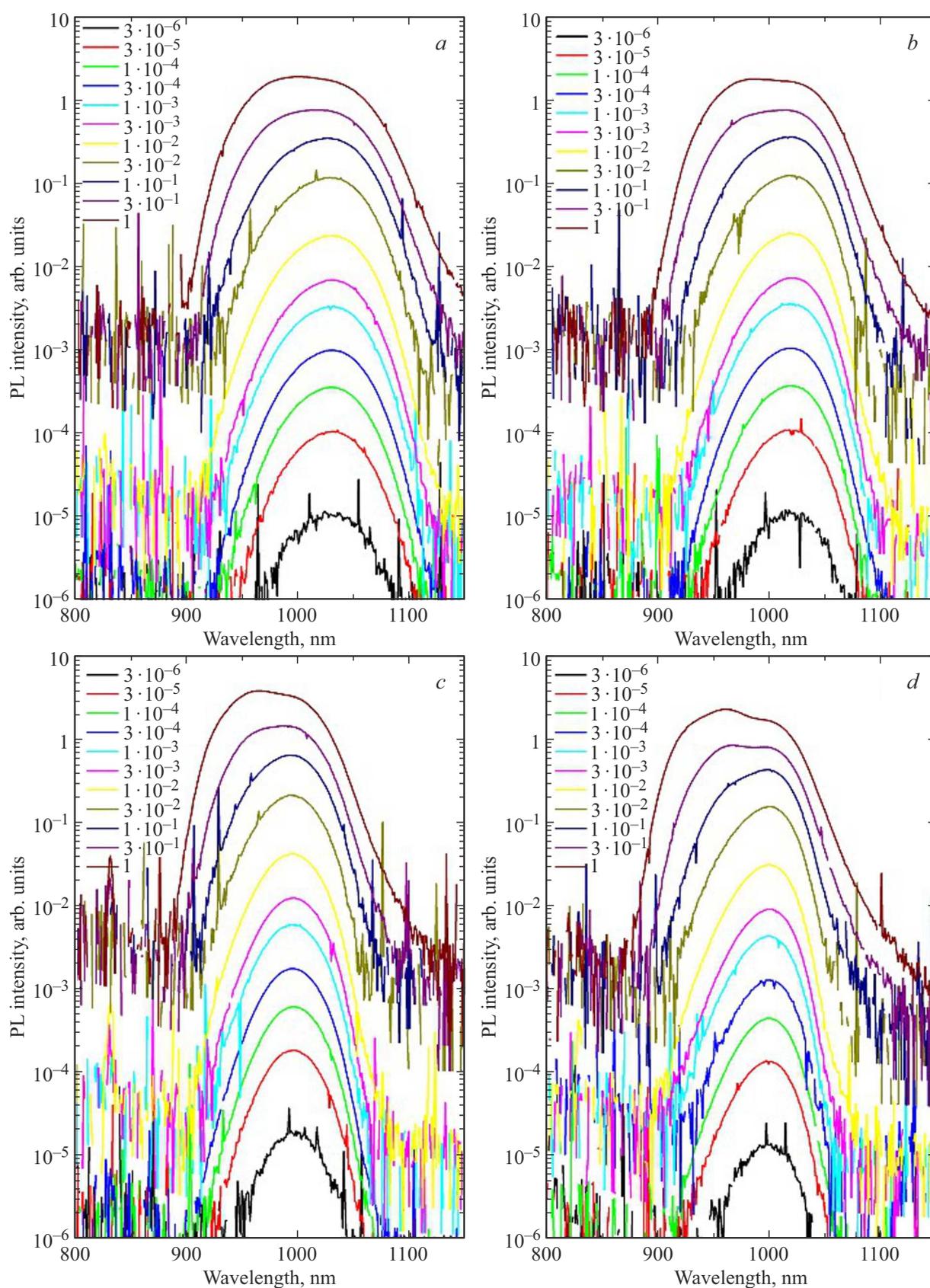


Рис. 1. Спектры ФЛ (полулогарифмический масштаб) структур с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ с различным содержанием индия (доли x), измеренные при температуре 13 К. Коэффициенты ослабления мощности лазера накачки составляли: $3 \cdot 10^{-6}$, $3 \cdot 10^{-5}$, $1 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-4}$, 0,001, 0,003, 0,01, 0,03, 0,1, 0,3 и 1,0. Панели *a, b, c* и *d* — для структур с содержанием индия 60, 55, 50 и 45% соответственно. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

для всех исследованных структур находится в диапазоне 64–74 мэВ, что обусловлено вкладом возбужденных состояний и соотносится с ранее приведенными значениями [19].

Проведено сопоставление результатов при аналогичной плотности накачки (15 Вт/см²), представленных на рис. 1 (при 13 К) и рис. 2 (при 300 К). Показано, что для структуры с In_xGa_{1-x}As КТ с содержанием индия 60% полуширина (*FWHM*) линии ФЛ уменьшается с 80 до 70 мэВ с повышением температуры. Аналогичное поведение с повышением температуры продемонстрировано для структуры с In_xGa_{1-x}As КТ с содержанием индия 55% (падение полуширины (*FWHM*) линии ФЛ с 72 до 64 мэВ). Напротив, для структур с In_xGa_{1-x}As КТ с содержанием индия 50 и 45% полуширина (*FWHM*) линии ФЛ возрастает с повышением температуры с 64 до 71 мэВ и с 61 до 64 мэВ соответственно.

В целом при низких температурах носители распределены случайным образом по состояниям массива КТ. По мере увеличения температуры становится возможным выброс носителей из более мелких КТ (со слабой локализацией носителей заряда), с последующим захватом через смачивающий слой в более крупные КТ. Данный процесс выражается в уменьшении полуширины спектра (величины *FWHM*) в диапазоне температур 140–150 К. Последующее увеличение температуры ведет к равновесному распределению носителей заряда по состояниям массива КТ и росту полуширины (*FWHM*) спектра ФЛ. Как результат, соотношение мелких и крупных КТ определяют температурное поведение полуширины (*FWHM*) спектра ФЛ. В КТ с бимодальностью (двумя ансамблями КТ, отличающихся размерами) наблюдается значительное падение полуширины (*FWHM*) с температурой [27]. В свою очередь в КТ с малой величиной неоднородного уширения, с ростом температуры наблюдается слабый рост полуширины (*FWHM*) пика ФЛ.

Таким образом, последние две структуры соответствуют случаю температурного поведения полуширины (*FWHM*), свойственного для структур без эффекта бимодальности КТ (постоянство или слабый рост полуширины (*FWHM*) с температурой), что дополнительно подтверждает вывод о наличии эффекта бимодальности в высокосоставных ($\geq 55\%$ по индию) InGaAs КТ, высказанный по итогам анализа рис. 1, обсуждаемого выше.

На рис. 2 также приведены данные по ФЛ, измеренные для референс-структуры с КТ, осаждение которых проведено методом МПЭ из объемного слоя In_{0.63}Ga_{0.37}As с применением техники частичного прикрытия и высокотемпературного отжига КТ [15]. Из рисунка следует, что максимум спектра ФЛ для гетероструктуры с 60% содержанием индия в КТ сдвинут в длинноволновую область в сравнении с референс-структурой с 63% содержанием индия в КТ, что обусловлено различной толщиной покрывающего КТ слоя, при этом абсолютная интенсивность ФЛ в максимуме несколько ниже. Следует отметить, что последовательное уменьшение содержания индия в слоях InGaAs КТ с 60 до 45% приводит

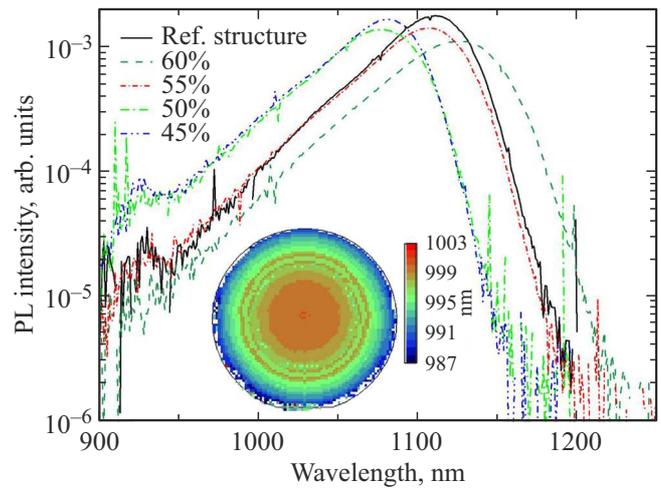


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (полулогарифмический масштаб) гетероструктур с In_xGa_{1-x}As КТ с различным (60, 55, 50, 45%) содержанием индия (доли *x*), измеренные при температуре 300 К. Также приведен спектр ФЛ референс-структуры с КТ (обозначение Ref. structure) с 63% содержанием индия. На вставке представлена карта спектров отражения по площади трехдюймовой пластины гетероструктуры вертикального микрорезонатора. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

к коротковолновому сдвигу положения максимума ФЛ. Линия ФЛ основного состояния для гетероструктуры с InGaAs КТ с 50% содержанием индия соответствует длине волны 1077 нм. Повышение интенсивности ФЛ возможно за счет использования более широкозонного (1.92 эВ) покрывающего слоя (например, In_{0.48}Ga_{0.52}P) в сравнении с GaAs [20], а также за счет увеличения плотности КТ вследствие формирования дополнительного слоя In_yGa_{1-y}As перед осаждением слоя In_xGa_{1-x}As, из которого формируются КТ.

Проведенное исследование карт спектров отражения по площади трехдюймовой пластины (см. вставку на рис. 2) показало малую величину разброса положения резонансной длины волны микрорезонатора при движении от края к центру трехдюймовой пластины (~ 12 мэВ), что, согласно результатам численного моделирования, соответствует отклонению в толщинах $\sim 1\%$. При расстоянии от центра 25 мм сдвиг резонансной длины волны микрорезонатора составил 3.8 мэВ. Ранее для структуры вертикального микрорезонатора на основе 27 и 23 пар Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs, формирующих РБО, эпитаксия которой проведена методом МОГФЭ, разброс положения резонансной длины волны микрорезонатора при движении от края к центру двухдюймовой пластины составил ~ 29 мэВ [10], что соответствует отклонению в толщинах слоев 2.6%.

В работе [10] было показано, что после этапа травления структур микростолбиков только 20 из 64 микростолбиков ($\sim 31\%$) в массиве соответствуют спектральному диапазону положения резонансной дли-

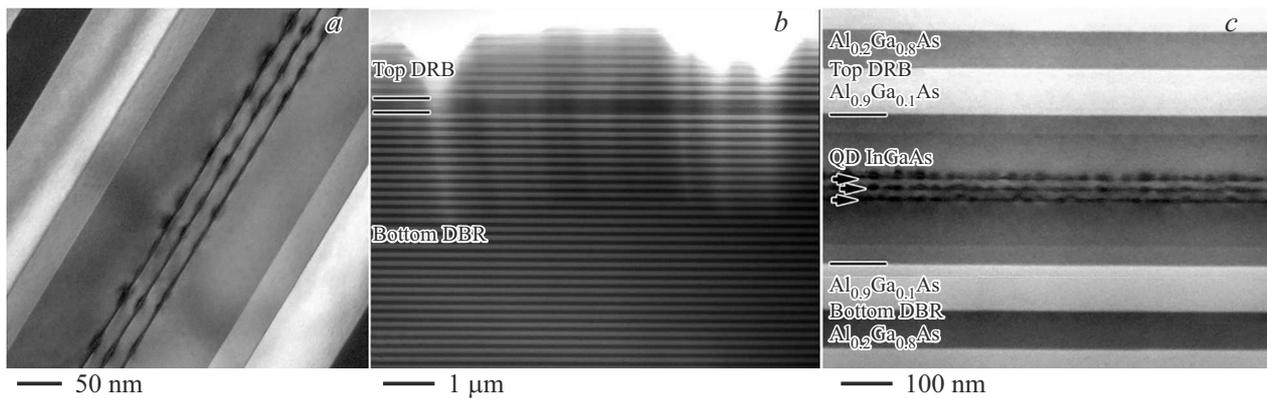


Рис. 3. *a* — изображение активной области гетероструктуры, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии КТ; *b* и *c* — изображения КТ в гетероструктуре вертикального микрорезонатора, полученные методом сканирующей просвечивающей электронной микроскопии.

ны волны микрорезонатора ± 100 мкэВ. Как результат, уменьшение спектрального разброса для исследованной в данной работе структуры, эпитаксия которой проведена методом МПЭ, должно привести к увеличению доли микростолбиков в массиве, которые соответствуют спектральному диапазону ± 100 мкэВ до 91%. Таким образом, прецизионная компенсация в диаметре потребуется лишь для шести микролазеров для реализации дифракционного связывания в массиве 8×8 элементов.

Результаты исследования структурного качества полученной гетероструктуры вертикального микрорезонатора с активной областью на основе трех слоев $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ КТ методом просвечивающей электронной микроскопии представлены на рис. 3. Из рисунка видно отсутствие дефектов в активной области и высокая планарность слоев. В гетероструктуре наблюдается эффект складирования (вертикального выстраивания) КТ, расположенных в разных слоях, аналогично ранее представленным результатам для случая осаждения КТ из объемного слоя $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$, с применением метода частичного прикрытия и высокотемпературного отжига КТ [15]. Изображение, полученное методом просвечивающей сканирующей электронной микроскопии (STEM-режим), сделано при минимальном увеличении, с целью демонстрации общего вида структуры. Слои РБО имеют хорошую планарность и постоянный период, при этом дефектов в районе границ РБО/активная область также не было выявлено.

Как было показано ранее, использование метода МПЭ при зарастивании не приводит к планаризации неровной поверхности (зарастенного туннельного перехода) [28,29]. Аналогичный эффект может наблюдаться при зарастивании массива КТ в гетероструктуре вертикального микрорезонатора. Более того, при эпитаксии слоев РБО с повышенным составом по алюминию ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$) в сравнении с зеркалами на основе $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ может наблюдаться увеличение шероховатости поверхности, обусловленное эффек-

том сегрегации галлия на поверхности [30]. Для исследования качества поверхности гетероструктуры вертикального микрорезонатора было проведено измерение карт поверхностных дефектов. Измеренные плотности нормальных дефектов (с размерами в диапазоне $(0.6-10)$ мкм²) и овальных дефектов (с размерами в диапазоне $(10-250)$ мкм²) составили 461 и 222 ед./см² соответственно, что соотносится с ранее представленными результатами [31]. Величина haze, характеризующая шероховатость поверхности, для случая нормальных и овальных дефектов составила 22 и 3 ед./млн. На основе данных значений можно оценить величину среднеквадратичной (rms) поверхностной шероховатости δ с использованием выражения [32]: $\delta = (\lambda/4 \cdot \pi)(H/R_0)^{0.5}$, где R_0 — коэффициент отражения материала, H — величина haze, λ — длина волны накачки. Оценочная величина среднеквадратичной поверхностной шероховатости для изготовленных гетероструктур не превысила 0.3 нм для нормальных дефектов. Более того, величина δ близка к нулевому значению для овальных дефектов. Таким образом, в ходе эксперимента реализована атомарно-гладкая поверхность верхнего РБО на основе $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ -гетеропары.

4. Заключение

Проведена отработка режимов формирования квантовых точек $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Показано, что снижение содержания индия в структурах с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ приводит к уменьшению длины волны люминесценции основного состояния, с последующим насыщением зависимости. Использование КТ, сформированных из слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, позволяет реализовать интенсивную низкотемпературную фотолюминесценцию с максимумом вблизи 995 нм, с характерной полушириной ($FWHM$) пика ФЛ ~ 57 мэВ, при этом проявления эффекта бимодальности в массиве КТ не обнаружено. Проведена эпитаксия гетероструктуры

вертикального микрорезонатора с активной областью на основе трех слоев $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ КТ. Методами просвечивающей электронной микроскопии и анализа карт распределения поверхностных дефектов подтверждено высокое структурное совершенство гетероструктуры вертикального микрорезонатора и отсутствие влияния слоев РБО с повышенным составом по алюминию ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$) на шероховатость поверхности гетероструктуры. Использование данной конструкции вертикального микрорезонатора позволило впервые реализовать низкопороговую поверхностную генерацию на модах шепчущей галереи [33] и генерацию на вертикальной моде при повышенных температурах [34].

Финансирование работы

Работа авторов из Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00221, <https://rscf.ru/project/22-19-00221/> в части разработки конструкции, эпитаксии гетероструктур, ПЭМ исследований, измерения спектров фотолюминесценции. Н.В. Крыжановская, А.М. Надточий благодарят за поддержку Программу фундаментальных исследований НИУ ВШЭ в части анализа спектров фотолюминесценции. Авторы из Университета ИТМО выражают благодарность за поддержку Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, проект тематики научных исследований № 2019-1442 (код научной темы FSER-2020-0013) в части анализа карт поверхностных дефектов и спектров отражения гетероструктуры вертикального микрорезонатора.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Senellart, G. Solomon, A. White. *Nature Nanotechnol.*, **12** (11), 1026–1039 (2017).
- [2] S. Kreinberg, T. Grbešić, M. Strauß, A. Carmele, M. Emmerling, C. Schneider, S. Höfling, X. Porte, S. Reitzenstein. *Light: Sci. Appl.*, **7** (1), Art. # 41 (2018).
- [3] H. Deng, G.L. Lippi, J. Mørk, J. Wiersig, S. Reitzenstein. *Adv. Opt. Mater.*, **9** (19), Art. # 2100415 (2021).
- [4] M. Lermer, N. Gregersen, M. Lorke, E. Schild, P. Gold, J. Mørk, C. Schneider, A. Forchel, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp. *Appl. Phys. Lett.*, **102** (5), Art. # 052114 (2013).
- [5] S. Kreinberg, W.W. Chow, J. Wolters, C. Schneider, C. Gies, F. Jahnke, S. Höfling, M. Kamp, S. Reitzenstein. *Light: Sci. Appl.*, **6** (8), Art. # e17030 (2017).
- [6] B. Bahari, A. Ndao, F. Vallini, A. El Amili, Y. Fainman, B. Kanté. *Science*, **358** (6363), 636 (2017).
- [7] N. Heermeier, T. Heuser, J. Große, N. Jung, A. Kaganskiy, M. Lindemann, N.C. Gerhardt, M.R. Hofmann, S. Reitzenstein. *Laser Photon. Rev.*, **16** (4), Art. # 2100585 (2022).
- [8] C.-W. Shih, I. Limame, S. Krüger, C.C. Palekar, A. Koulas-Simos, D. Brunner, S. Reitzenstein. *Appl. Phys. Lett.*, **122** (15), Art. # 151111 (2023).
- [9] L. Andreoli, X. Porte, T. Heuser, J. Große, B. Moeglen-Paget, L. Furfaro, S. Reitzenstein, D. Brunner. *Opt. Express*, **9** (6), 9084 (2021).
- [10] T. Heuser, J. Grose, S. Holzinger, M.M. Sommer, S. Reitzenstein. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **26** (1), 1 (2020).
- [11] K. Gaur, C.-W. Shih, I. Limame, A. Koulas-Simos, N. Heermeier, C.C. Palekar, S. Tripathi, S. Rodt, S. Reitzenstein. *Appl. Phys. Lett.*, **124** (4), Art. # 041104 (2024).
- [12] D. Ouyang, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, S.S. Mikhlin, V.M. Ustinov. *Semicond. Sci. Technol.*, **18** (12), L53 (2003).
- [13] H.L. Wang, D. Ning, S.L. Feng. *J. Cryst. Growth*, **209** (4), 630 (2000).
- [14] S. Liang, H.L. Zhu, W. Wang. *J. Appl. Phys.*, **100** (10), Art. # 103503 (2006).
- [15] А.В. Бабичев, С.Д. Комаров, Ю.С. Ткач, В.Н. Неведомский, С.А. Блохин, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков. *ФТП*, **57** (1), 63 (2023).
- [16] A.V. Babichev, S.D. Komarov, J.S. Tkach, N.V. Kryzhanovskaya, A.M. Nadtochiy, A.A. Blokhin, S.A. Blokhin, V.N. Nevedomskiy, N.A. Maleev, A.G. Gladyshev, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov. *Proc. of 2022 Intern. Conf. on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech)* (St. Petersburg, Russia, 2022).
- [17] G. Saint-Girons, G. Patriarche, L. Largeau, J. Coelho, A. Me-reuta, J.M. Moison, J.M. Gérard, I. Sagnes. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (14), 2157 (2001).
- [18] H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, M.P. Lisitsa. *Phys. Rev. B*, **62** (11), 7213 (2000).
- [19] B. Kamiński, A. Zielińska, A. Musiał, C.W. Shih, I. Limame, S. Rodt, S. Reitzenstein, G. Şek. *arXiv preprint arXiv:2305.04938*
- [20] I. Kaiander. PhD. Thesis. *MOCVD growth of InGaAs/GaAs QDs for long wavelength lasers and VCSELs* (Berlin, Technischen Universität Berlin, 2005). Accessed online: <https://api-depositonce.tu-berlin.de/server/api/core/bitstreams/2e5ff7d1-9b4f-47d0-8aff-1133b0b8dad1/content> (due to 16.04.2024).
- [21] 10.1063/1.5050669 T. Heuser, J. Große, A. Kaganskiy, D. Brunner, S. Reitzenstein. *APL Photonics*, **3** (11), Art. #116103 (2018).
- [22] А.Ю. Егоров. Автореф. канд. дис. *Прямое получение полупроводниковых квантовых проволок и точек методом молекулярно-пучковой эпитаксии* (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1996).
- [23] K. Watanabe, T. Akiyama, Y. Yokoyama, K. Takemasa, K. Nishi, Y. Tanaka, M. Sugawara, Y. Arakawa. *J. Cryst. Growth*, **378**, 627 (2013).
- [24] H. Sasakura, S. Kayamori, S. Adachi, S. Muto. *J. Appl. Phys.*, **102** (1), Art. # 013515 (2007).
- [25] J.M. García, T. Mankad, P.O. Holtz, P.J. Wellman, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **72** (24), 3172 (1998).
- [26] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Y. Egorov, N.A. Maleev. *Quantum Dot Lasers* (Oxford, Oxford University Press, 2003).

- [27] A.V. Babichev, A.M. Nadtochiy, Y.S. Tkach, N.V. Kryzhanovskaya, S.A. Blokhin, V.N. Nevedomskiy, A.G. Gladyshev, N.A. Maleev, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov. *J. Phys. Math.*, **69** (3.2), 50 (2023).
- [28] S.A. Blokhin, A.V. Babichev, A.G. Gladyshev, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, A.A. Blokhin, M.A. Bobrov, N.A. Maleev, V.V. Andryushkin, D.V. Denisov, K.O. Voropaev, I.O. Zhumaeva, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov. *IEEE J. Quant. Electron.*, **58** (2), 1 (2022).
- [29] M. Muller, P. Debernardi, C. Grasse, T. Grundl, M.-C. Amann. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **25** (2), 140 (2013).
- [30] W. Braun, K.H. Ploog. *J. Appl. Phys.*, **75** (4), 1993 (1994).
- [31] А.В. Бабичев, А.Г. Гладышев, Д.В. Денисов, В.В. Дюделев, Д.А. Михайлов, С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, А.Ю. Андреев, И.В. Яроцкая, К.А. Подгаецкий, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, М.А. Ладугин, Н.А. Пихтин, Г.С. Соколовский, А.Ю. Егоров. *Письма ЖТФ*, **47** (24), 46 (2021).
- [32] A. Steinbach, A. Belyaev, B. Pinto, D. Chen, S. Radovanovic, G. Neskovic, H. Yeh, A. Wang, J. Cao, J. Reich, D. Kavaldjiev, P. Dighe, R. Bammi, L. Vintro, D. Bloom. *Be market ready*, ed. by U. Subramaniam. Yield management solutions (KLA-Tencor Corporation, San Jose, California, 2006) p. 64. Available online: <https://issuu.com/kla-tencor/docs/summer06> (due to 16.04.2024)
- [33] A. Babichev, I. Makhov, N. Kryzhanovskaya, S. Troshkov, Y. Zadiranov, Y. Salii, M. Kulagina, M. Bobrov, A. Vasilev, S. Blokhin, N. Maleev, L. Karachinsky, I. Novikov, A. Egorov. *Low-threshold Surface-Emitting Whispering-Gallery Mode Microlasers*. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, just accepted (2024). doi: 10.1109/jstqe.2024.3503724
- [34] A. Babichev, I. Makhov, N. Kryzhanovskaya, A. Blokhin, Y. Zadiranov, Y. Salii, M. Kulagina, M. Bobrov, A. Vasilev, S. Blokhin, N. Maleev, M. Tchernycheva, L. Karachinsky, I. Novikov, A. Egorov. *Lasing of Quantum-Dot Micropillar Lasers under Elevated Temperatures*. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **31** (5), 1–7 (2024). doi: 10.1109/jstqe.2024.3494245

Редактор А.Н. Смирнов

Study of the structural and optical properties of InGaAs quantum dots

A.V. Babichev¹, A.M. Nadtochiy^{1,2}, S.A. Blokhin¹, V.N. Nevedomskiy¹, N.V. Kryzhanovskaya², M.A. Bobrov¹, A.P. Vasil'ev¹, N.A. Maleev¹, L.Ya. Karachinsky³, I.I. Novikov³, A.Yu. Egorov³

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia
² HSE University,
190008 St. Petersburg, Russia
³ ITMO University,
197101 St. Petersburg, Russia

Abstract The growth parameters of In_xGa_{1-x}As quantum dots grown by molecular-beam epitaxy were tested. It has been shown that a decrease in the indium content in quantum dots structures yields to a decrease in the ground state emission wavelength, with subsequent saturation of the behavior. The use of In_{0.5}Ga_{0.5}As quantum dots makes it possible to realize effective photoluminescence close to 995 nm at 13 K temperature, with emission inhomogeneous broadening of about 57 meV with unimodal size distribution. The high luminescence efficiency for structures with In_{0.5}Ga_{0.5}As quantum dots at 300 K temperature has been demonstrated, which makes it possible to use this type of active regions for the fabrication of vertical microcavities to further realize reservoir computing.