

Сравнительный анализ оптических и физических свойств квантовых точек InAs, In_{0.8}Ga_{0.2}As и фотоэлектрических преобразователей на их основе

© Р.А. Салий¹, С.А. Минтаиров¹, А.М. Надточий^{1,2}, В.Н. Неведомский¹, М.З. Шварц¹, Н.А. Калужный¹

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

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет
Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: r.saliy@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 20 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 12 мая 2020 г.

Принята к публикации 20 мая 2020 г.

Методом металлоорганической газофазной эпитаксии получены квантовые точки InAs и In_{0.8}Ga_{0.2}As в матрице GaAs, а также GaAs-фотопреобразователи с квантовыми точками обоих типов в *i*-области. В результате исследования методами фотолуминесценции и просвечивающей электронной микроскопии установлено, что ансамбль квантовых точек In_{0.8}Ga_{0.2}As имеет высокую однородность, содержит меньшее число дефектных квантовых точек большого размера, а также обеспечивает снижение механических напряжений в структуре. Анализ спектральных зависимостей внутреннего квантового выхода показал сохранение качества матрицы фотоэлектрического преобразователя с квантовыми точками In_{0.8}Ga_{0.2}As на уровне, близком к качеству реперного GaAs-фотопреобразователя при встраивании до 20 рядов квантовых точек. При этом обеспечивается линейный прирост добавочного фототока, генерированного за счет поглощения подзонных фотонов в квантовых точках In_{0.8}Ga_{0.2}As, с увеличением количества рядов квантовых точек, так как сохраняется величина прироста фототока в пересчете на один ряд.

Ключевые слова: фототок, квантовые точки, фотоэлектрические преобразователи.

DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49946.9418

1. Введение

Гетероструктуры с пространственным ограничением заряда во всех трех измерениях, такие как квантовые точки (КТ), стали одними из важнейших объектов исследования физики низкоразмерных полупроводниковых структур [1]. В настоящее время самой изученной системой материалов для формирования КТ остаются InAs/GaAs. Достаточно большое различие параметров кристаллических решеток между этими материалами (~ 6.6%) позволяет формировать КТ в режиме Странски–Крастанова [2]. В данном режиме возникновению КТ предшествует послойный рост и образование тонкого смачивающего слоя. При этом подбор и управление параметрами нуклеации КТ позволяют получать бездислокационные, когерентно-напряженные островки высокой плотности с узким распределением по размерам [3]. Ввиду интересных оптических свойств КТ нашли свое применение сразу в нескольких областях полупроводниковой промышленности. Например, КТ InAs/GaAs позволили создать лазеры с рекордно низкой плотностью порогового тока [4], высокой температурной стабильностью и более высоким усилением [5]. На базе таких КТ также были созданы телекоммуникационные лазеры, излучающие на длине волны 1.3–1.55 мкм [6,7].

В последние два десятилетия активно разрабатываются подходы, позволяющие использовать системы с КТ

для улучшения фотоэлектрических характеристик современных полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП). Идея таких ФЭП состоит в создании внутри матрицы прибора промежуточной зоны для поглощения низкоэнергетичных фотонов, чтобы увеличить ток короткого замыкания [8–11]. Несмотря на большое количество теоретических работ в данном направлении, полностью реализовать такой подход на практике пока не удалось. Однако в ряде работ было показано увеличение спектральной чувствительности однопереходных ФЭП на основе GaAs со встроенными массивами КТ InAs [12–14].

Эффект генерации носителей в массивах КТ за счет поглощения подзонных фотонов может быть использован для увеличения фотогенерированного тока среднего Ga(In)As-субэлемента в структуре многопереходных ФЭП, в частности на основе материалов InGaP/Ga(In)As/Ge. В перспективе это может решить существующую проблему рассогласования токов субэлементов в многопереходном ФЭП [15,16], что позволит повысить общий фототок такой структуры и увеличить кпд. Однако в ФЭП со встроенными массивами КТ InAs существует ряд проблем, которые не позволяют достичь высокой эффективности. Главная проблема заключается в уменьшении величины рабочего напряжения. В литературе принято говорить об уменьшении величины напряжения холостого хода (V_{oc}) ФЭП [17].

Падение V_{oc} вызвано внесением дополнительных рекомбинационных уровней в запрещенную зону материала матрицы, что проявляется в увеличении тока насыщения (J_0) ФЭП. Кроме того, вносимые массивами КТ протяженные дефекты могут увеличивать туннельно-ловушечную (шунтирующую) составляющую темнового тока и таким образом дополнительно снижать величину V_{oc} при низких плотностях фототока [18]. Для решения указанных проблем, в частности, предпринимались попытки введения в GaAs-ФЭП с КТ слоев, компенсирующих напряжения в структуре, таких, например, как GaP [13,19,20], Ga(N)As [21] и GaAsP [22]. Это может дать несколько положительных эффектов. Во-первых, компенсация механических напряжений приводит к снижению плотности дислокаций и тем самым к уменьшению шунтирующего механизма при низкой плотности фототока. Во-вторых, следствием повышения качества матрицы с КТ за счет скомпенсированного параметра решетки является также возможность введения большего числа рядов КТ, что обеспечивает рост фототока в результате поглощения подзонных фотонов в массиве КТ. В-третьих, энергия электронного перехода для КТ InAs, заключенных в широкозонных обкладках, ближе к значению ширины запрещенной зоны (E_g) матрицы GaAs, поэтому рекомбинационный ток насыщения через такие уровни должен уменьшиться и соответственно уменьшение V_{oc} станет менее заметным. Естественно, это справедливо при условии полной термализации носителей заряда в КТ.

Однако технология создания компенсирующих слоев достаточно сложна для практической реализации. Кроме того, несмотря на заметное повышение качества матрицы за счет компенсирующих слоев, на практике для однопереходных GaAs-ФЭП с КТ характерно увеличение эффективности фотопреобразования только по сравнению с реперными GaAs-ФЭП, имеющими низкие фотоэлектрические характеристики или потери спектральной чувствительности в области поглощения GaAs [13]. Расчеты показывают, что более перспективным решением является встраивание КТ в GaAs-субэлемент многопереходного ФЭП, в котором падение напряжения на одном субэлементе слабо сказывается на потерях напряжения всего ФЭП. В этом случае может быть получен прирост эффективности до 1 в отличие от обычных ФЭП InGaP/Ga(In)As/Ge [23].

Частично решить задачу снижения механических напряжений можно за счет использования твердого раствора InGaAs в качестве материала для формирования КТ. Различие параметров кристаллических решеток между InAs и GaAs составляет 6.6%. Однако при введении в состав КТ некоторого количества Ga (до 20% в подрешетке атомов III группы) это различие уменьшается на $\sim 1\%$. При многократном складировании такое рассогласование приводит к менее напряженному массиву КТ. Кроме того, величина энергии электронного перехода в КТ InGaAs увеличивается по сравнению с КТ InAs в GaAs, что должно приводить к уменьшению

рекомбинационного тока насыщения и, следовательно, к уменьшению потерь, связанных с падением напряжения. В данной работе КТ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с $x \approx 0.8$ предлагаются как альтернатива классическим КТ InAs/GaAs и технологиям роста ФЭП с КТ, подразумевающим встраивание слоев, компенсирующих напряжения в структуре. Представлены результаты исследования и сравнительного анализа оптических и физических свойств КТ InAs и $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, а также фотоэлектрических характеристик ФЭП на их основе.

2. Методика эксперимента

Экспериментальные структуры были выращены методом металлоорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ) на установке с реактором горизонтального типа. Металлоорганические соединения использовались в качестве источников элементов III группы: триметилгаллий (TMGa), триметилалюминий (TMAI) и триметилиндий (TMIn). Арсин (AsH_3) использовался в качестве источника элемента V группы — мышьяка. Рост всех структур осуществлялся на висциальных подложках GaAs (100), разориентированных к направлению [111]A на 6° , которые позволяют выращивать структуры ФЭП с высокими скоростями. Для исследования одиночных рядов КТ методом фотолюминесценции (ФЛ) были выращены гетероструктуры, схема которых изображена на рис. 1, а. Выращивание структуры осуществлялось в следующей последовательности: при температуре 700°C выращивались широкозонный барьер $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 250 нм и часть GaAs-волновода толщиной 250 нм; затем реактор остывал до температуры 525°C , после чего происходило осаждение материала КТ и формирование когерентных островков с образованием смачивающего слоя в режиме Странски–Крастанова; далее рост прерывался, чтобы дать КТ окончательно сформироваться [24], после чего КТ зарастивались покрывающим слоем GaAs толщиной 5 нм при той же температуре, чтобы защитить КТ от разложения при дальнейшем нагреве реактора; затем реактор установки нагревался до 700°C и происходил рост волновода GaAs толщиной 250 нм и 50 нм широкозонного барьера $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

Для обоих типов КТ в описанных гетероструктурах количество осаждаемого материала варьировалось от 1 до 4 монослоев (ML). Скорость осаждения материала КТ составила 0.062 ML/c для InAs [12] и 0.167 ML/c для $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ [25]. Скорость роста GaAs-волновода и $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -барьеров, как и всех высокотемпературных слоев, составляла 1.5 мкм/ч. При этом скорость роста покрывающего слоя GaAs была снижена до 0.75 мкм/ч, чтобы улучшить его качество при низкой температуре роста и сохранить тем самым оптические свойства КТ [12].

Также были выращены структуры ФЭП, в том числе GaAs-ФЭП без КТ (рис. 1, б) и две серии структур GaAs-ФЭП со встроенными в область *i*-GaAs массивами КТ InAs и $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ (рис. 1, в). Несколько рядов

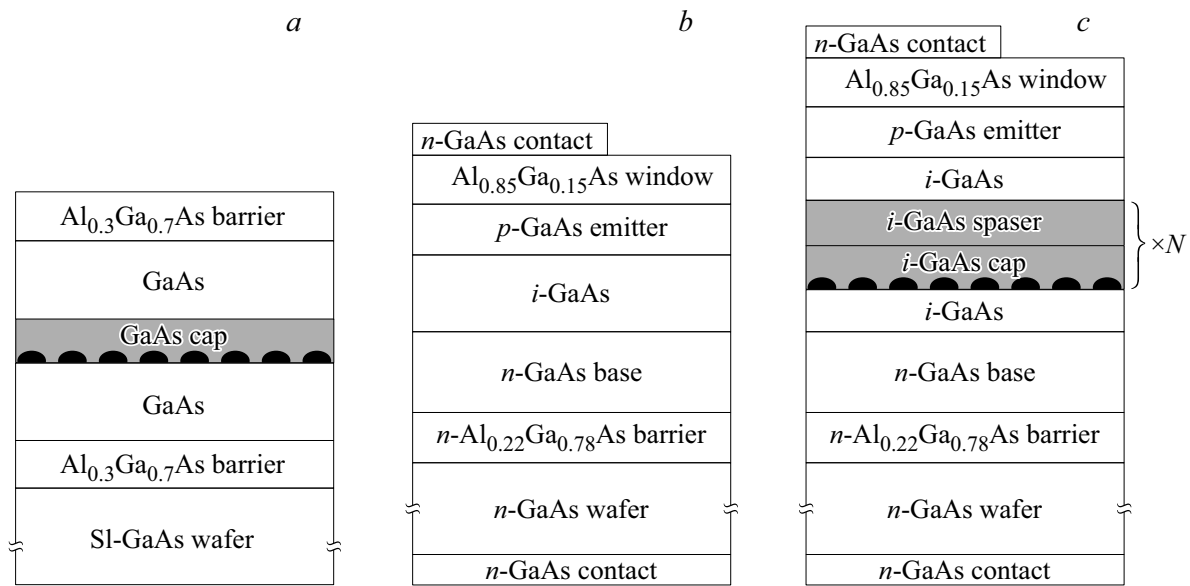


Рис. 1. Схематические изображения экспериментальной структуры для исследования спектров фотолюминесценции одиночных рядов КТ (a), а также реперного GaAs-ФЭП (b) и GaAs-ФЭП с массивами КТ в *i*-области (c).

КТ выращивались через промежуточные слои GaAs толщиной 35 нм. Обе серии ФЭП с КТ включали в себя структуры с 10, 15 и 20 слоями КТ в массиве (на рис. 1, c N — количество рядов КТ). Все основные слои структуры ФЭП выращивали при 700°C, КТ и закрывающий слой GaAs — при 520°C, промежуточные слои — при 600°C.

Для получения спектров ФЛ от экспериментальных гетероструктур, содержащих КТ, в качестве источника излучения использовался лазер Nd:YAG с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм и мощностью до 350 мВт. Излучение образца фокусировалось на входной щели монохроматора МДР-23 с помощью собирающей линзы. Все измерения проводились с помощью охлаждаемого Ge-приемника оптического излучения по стандартной методике синхронного детектирования.

Для измерения квантового выхода ФЭП со встроенными массивами КТ была использована установка, включавшая ультрафиолетовую галогеновую лампу, решетчатый монохроматор с дисперсией 2 нм/мм в сканируемом диапазоне длин волн от 300 до 1200 нм, оптический прерыватель с частотой 90 Гц и высокочувствительную систему синхронного детектирования. В рамках данного эксперимента техника синхронного детектирования позволяла достаточно точно фиксировать слабый выходной сигнал в области поглощения КТ и в значительной степени подавлять шумы.

Изображения рядов КТ в поперечном сечении и фронтальной геометрии были получены методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEOL JEM 2100F при ускоряющем напряжении 200 кВ. Образцы были приготовлены путем предварительной механической шлифовки с последующей окончательной обработкой ионным пучком Ar⁺ с энергией ~ 3.5 кэВ.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Критическая толщина InAs и InGaAs для формирования квантовых точек

В режиме Странски–Крастанова начало формирования КТ происходит при достижении определенной критической толщины θ_c нуклеационного материала, при которой двумерный послойный рост переходит в трехмерный, островковый. Величина θ_c зависит от разницы параметров решетки материала КТ и матрицы. При выращивании КТ методом молекулярно-пучковой эпитаксии значение θ_c можно определять с помощью измерений *in situ* дифракции быстрых электронов [26,27]. Для МОГФЭ такая методика недоступна и для установления оптимальных технологических режимов роста КТ обычно используют анализ *ex situ* спектров ФЛ от гетероструктур со встроенными массивами КТ.

Были измерены спектры ФЛ серии гетероструктур InAs/GaAs с различным количеством материала InAs. Для спектра ФЛ каждой гетероструктуры с КТ была рассчитана относительная интегральная квантовая эффективность (η_{eff}), которая была нормирована на значение максимальной интенсивности ФЛ среди всей серии образцов. Значению θ_c для формирования КТ соответствовал максимум зависимости η_{eff} от количества материала H , который в случае КТ InAs был зарегистрирован при ~ 1.7 ML (рис. 2, кривая 1). Это хорошо коррелирует со значениями, полученными при прямых измерениях дифракции быстрых электронов в молекулярно-пучковой эпитаксии, где показано, что значения θ_c для КТ InAs/GaAs лежат в диапазоне от 1.5 до 1.7 ML в зависимости от использованных технологи-

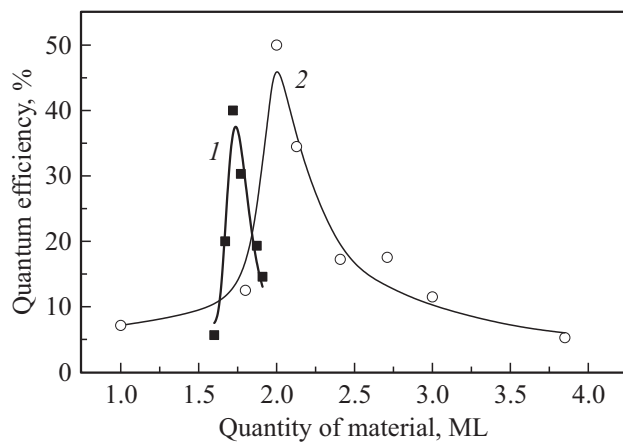


Рис. 2. Зависимость относительной интегральной квантовой эффективности ФЛ (η_{eff}) от количества материала (H) для КТ InAs (1) и In_{0.8}Ga_{0.2}As (2).

ческих параметров [26–29]. Действительно, при количестве осажденного материала $< \theta_C$ наблюдаются узкие спектры ФЛ с малой η_{eff} , характерные для квантовых ям. При достижении θ_C наблюдается уширенный спектр ФЛ, характерный для КТ. При увеличении количества материала $> \theta_C$ интенсивность спектров начинает падать за счет коалесценции островков.

Таким же образом определен параметр θ_C для КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As, значение которого составило ~ 2.0 ML (рис. 2, круги). Из-за меньшей разницы параметров кристаллических решеток GaAs и In_{0.8}Ga_{0.2}As и, как следствие, меньшего механического напряжения требуется большее количество материала для начала формирования островков. В результате увеличивается диапазон толщин, при которых формируются КТ с высокой интегральной интенсивностью и зависимость $\eta_{\text{eff}}(H)$ для КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As имеет большую полуширину.

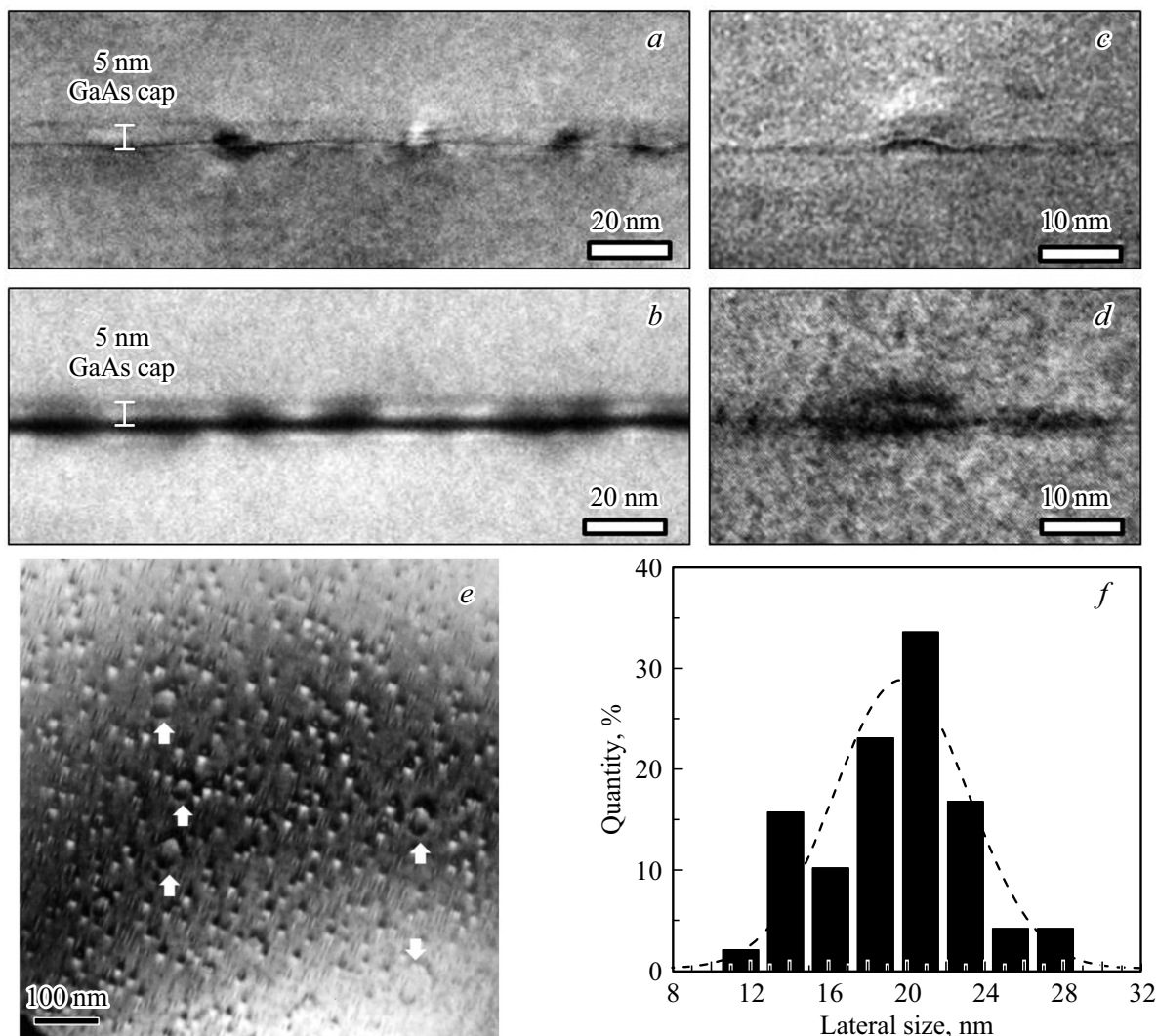


Рис. 3. ПЭМ-изображения поперечного сечения слоя КТ InAs (a), слоя КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As (b), одиночной КТ InAs (c), одиночной КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As (d), а также слоя КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As во фронтальной геометрии (e) со статистикой распределения КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As по латеральному размеру (f).

3.2. Физические параметры квантовых точек InAs и InGaAs

Для изучения физических параметров КТ были проведены измерения методом ПЭМ на выращенных гетероструктурах. Как в случае InAs (рис. 3, *a*), так и в случае In_{0.8}Ga_{0.2}As (рис. 3, *b*) не наблюдается дислокаций вблизи отдельных островков, что говорит об их структурном совершенстве. Была оценена средняя высота КТ, которая для КТ InAs составила 4 нм (рис. 3, *c*), а для КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As — 5 нм (рис. 3, *d*). При этом, как и ожидалось, КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As имеют более толстый смачивающий слой.

ПЭМ-изображения слоя КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As во фронтальной геометрии (рис. 3, *e*) позволили провести статистическую оценку концентрации КТ, которая составила $\sim 9.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. В сравнении с работами, в которых были получены высокоплотные слои КТ InAs [30], наблюдается увеличение среднего латерального размера КТ InGaAs за счет появления относительно больших КТ. На ПЭМ-изображениях в фронтальной геометрии большие КТ в основном были зафиксированы в виде объектов кратерообразной формы (отмечены стрелками на рис. 3, *e*), процесс образования которых также может быть связан с присутствием небольшой концентрации дефектных кластеров. Высота таких объектов может значительно превосходить толщину закрывающего слоя GaAs, что приводит к их неполному зарастанию. В ходе нагрева реактора перед осаждением следующего слоя GaAs такие объекты испаряются [31]. Краевые образования впадин после зарастивания GaAs создают поля напряжений, которые могут быть хорошо различимы на ПЭМ-изображении.

С использованием ПЭМ-изображений были оценены латеральные размеры КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As, статистика по которым приведена на рис. 3, *f*. Необходимо отметить, что в процент статистически учтенных КТ с размерами, превышающими 24 нм, входят по большей части кратерообразные объекты, описанные выше. Латеральные размеры бездефектных КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As лежат в диапазоне от 14 до 24 нм, что коррелирует с данными, опубликованными в литературе для объектов такого типа [32].

3.3. Оптические свойства квантовых точек InAs и InGaAs

Для определения положения максимумов пиков ФЛ их асимметричная форма была аппроксимирована двумя кривыми Гаусса (кривые на рис. 4, *a* и *b*), отражающими вклады семейств КТ, обозначенных как QD1 и QD2. В результате аппроксимации были построены экспериментальные зависимости положения пиков ФЛ от температуры для обоих семейств, для КТ InAs и In_{0.8}Ga_{0.2}As (рис. 4, *c* и *d*, точки). Из полученных зависимостей виден значительный длинноволновый сдвиг пиков ФЛ с увеличением температуры, что ранее уже отмечалось

в литературе как для КТ InAs/GaAs [33,34], так и для КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As [35]. С использованием формулы Варшни [36,37] была выполнена аппроксимация данных зависимостей (рис. 4, *c* и *d*, линии).

При низких температурах ($T < 150^\circ\text{C}$) оба семейства для обоих исследуемых типов КТ принимают участие в излучательной рекомбинации, но транспорт носителей между ними в значительной степени подавлен из-за низкой температуры. Таким образом, доминировать по интенсивности будут каналы рекомбинации, в которых выше плотность состояний. В случае КТ InAs пик ФЛ от семейства QD1 (КТ с малыми размерами) доминирует по интенсивности над QD2 (семейство КТ с относительно большими размерами). Можно заключить, что доминирующей является популяция относительно малых КТ. В случае КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As между пиками QD1 и QD2 сохраняется паритет интенсивности, что говорит о более равномерном распределении таких КТ по размерам. При этом интенсивный пик от смачивающего слоя (WL) КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As говорит о том, что он выступает в качестве независимого эффективного канала излучательной рекомбинации. Данный эффект действительно наблюдался при увеличении содержания индия в КТ до 50% [38]. Так как при низких температурах большая часть дефектов выморожена, экспериментальные зависимости положения пиков от температуры на данном участке хорошо коррелируют с расчетом по закону Варшни для объемного материала для обоих типов КТ (рис. 4, *c* и *d*). В температурном диапазоне от 150 до 250°C достигается паритет по интенсивности пиков ФЛ QD1 и QD2 как для КТ InAs, так и для КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As. В обоих случаях происходит активация механизмов термического выброса из малых КТ в большие, что влечет за собой перераспределение центров излучательной рекомбинации между двумя семействами КТ QD1 и QD2. Излучательная рекомбинация через большие КТ (семейство QD2) становится энергетически более выгодной. Такая модель транспорта носителей в КТ в зависимости от температуры достаточно подробно изложена ранее в нашей работе [39]. В случае КТ InAs происходит общее отклонение зависимости положения пиков QD1 и QD2 от закона Варшни для объемного материала (рис. 4, *c*). Для QD1 наблюдается ускорение красного смещения, природа которого имеет следующее объяснение. Если при низких температурах излучательная рекомбинация происходит только через доминирующую популяцию малых КТ, то при повышении температуры носители термически выбрасываются из них и перзахватываются КТ с относительно большими размерами. Замедление красного смещения для QD2 говорит о термической активации дефектных КТ очень крупного размера (дефектных кластеров), размораживании дефектов и запусков процессов безызлучательной рекомбинации. Похожим образом ведут себя пики ФЛ в случае КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As (рис. 4, *d*). Однако в случае QD2 можно наблюдать полное следование закону Варшни, что свидетельствует о высокой однородности таких

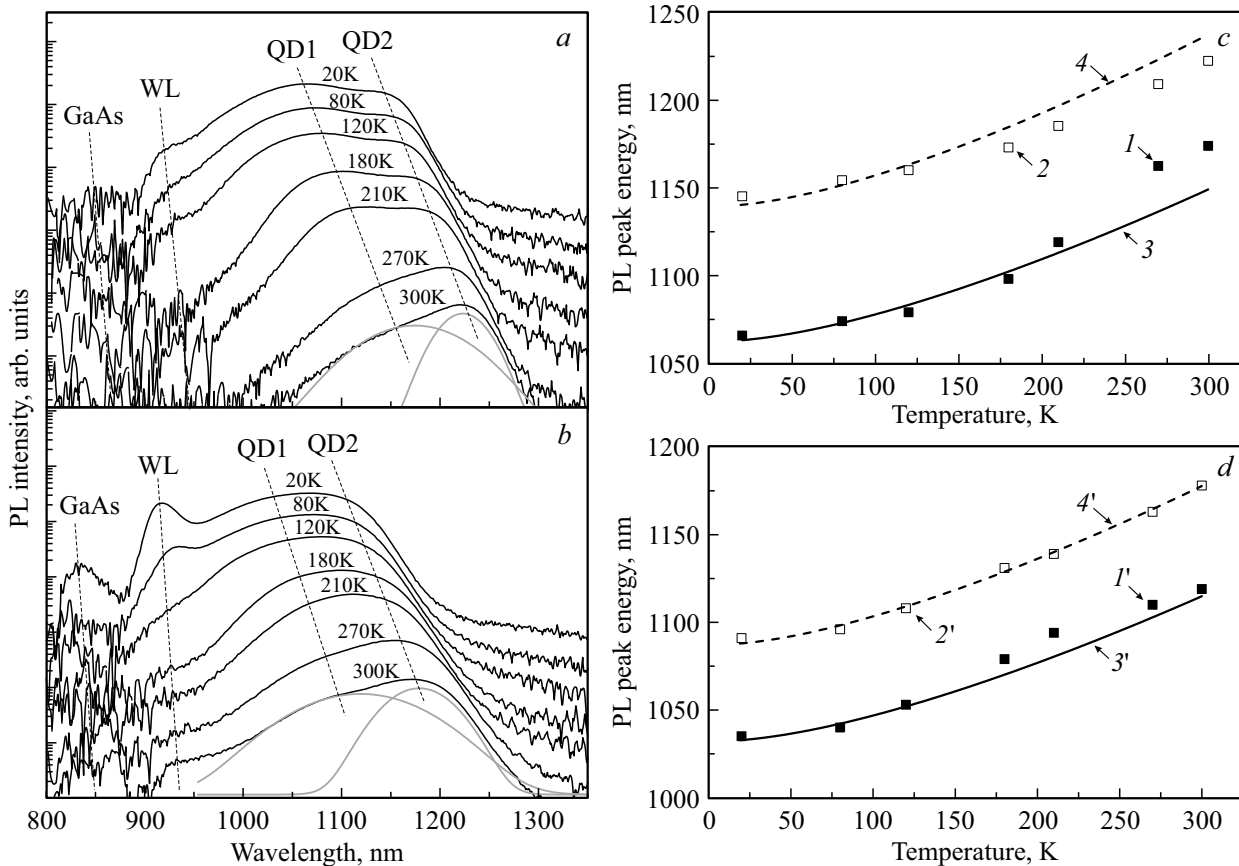


Рис. 4. Спектры ФЛ при одинаковом уровне оптической накачки в диапазоне температур от 20 до 300 К для КТ InAs (а) и КТ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ (b) (показана аппроксимация спектров при 300 К двумя кривыми Гаусса), а также температурные зависимости положения пиков ФЛ для КТ InAs (c) и КТ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ (d) (точки 1, 1' и 2, 2' соответствуют семействам КТ QD1 и QD2, кривые 3, 3' и 4, 4' — аппроксимация экспериментальных данных по формуле Варшни для объемного материала).

КТ по размеру и относительно низкой концентрации крупных дефектных КТ, которые наблюдались на ПЭМ-изображении (рис. 3, e). Это свидетельствует о более высоком качестве формируемых островков $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$. При температурах $> 250^\circ\text{C}$ для КТ InAs сохраняется та же тенденция отклонения пиков ФЛ от закона Варшни. Для КТ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ происходит возврат положения пика QD1 к кривой аппроксимации по закону Варшни и полное соответствие этому закону в случае QD2. Так как популяция относительно больших островков является преобладающей (рис. 3, f), мы наблюдаем доминирование пика QD2, что согласуется с распределением плотности состояний по Ферми–Дираку.

В целом результаты анализа спектров ФЛ позволяют заключить, что использование КТ InGaAs с небольшим содержанием Ga вместо классических КТ InAs перспективно для их складирования в ФЭП с КТ.

3.4. Фотоэлектрические преобразователи на основе квантовых точек InAs и InGaAs

Фотопреобразователи на основе выращенных структур (рис. 1, c) были изготовлены путем формирования

тыльного и фронтального металлических контактов с последующим травлением контактного слоя p^+ -GaAs с фотоактивной поверхности образца. Для данных экспериментальных структур ФЭП были измерены спектральные характеристики внутреннего квантового выхода (рис. 5).

В ФЭП со встроенными 10 рядами КТ InAs наблюдаются появление спектральной чувствительности за краем поглощения GaAs (рис. 5, a) и общий прирост фототока за счет поглощения подзонных фотонов. Однако складирование 15 и 20 рядов КТ в массиве приводит к заметному падению внутреннего квантового выхода (η_{int}) в области поглощения GaAs, что объясняется возрастающим влиянием механических напряжений и уменьшением диффузионной длины неосновных носителей заряда.

Для ФЭП с КТ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, напротив, спектральная чувствительность в диапазоне до 880 нм сохраняется на уровне чувствительности реперного образца даже при складировании 15 рядов КТ (рис. 5, b). Небольшое падение η_{int} , сравнимое по величине с таковым для ФЭП с 10 и 15 рядами КТ InAs, наблюдается при складировании до 20 рядов КТ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, однако его

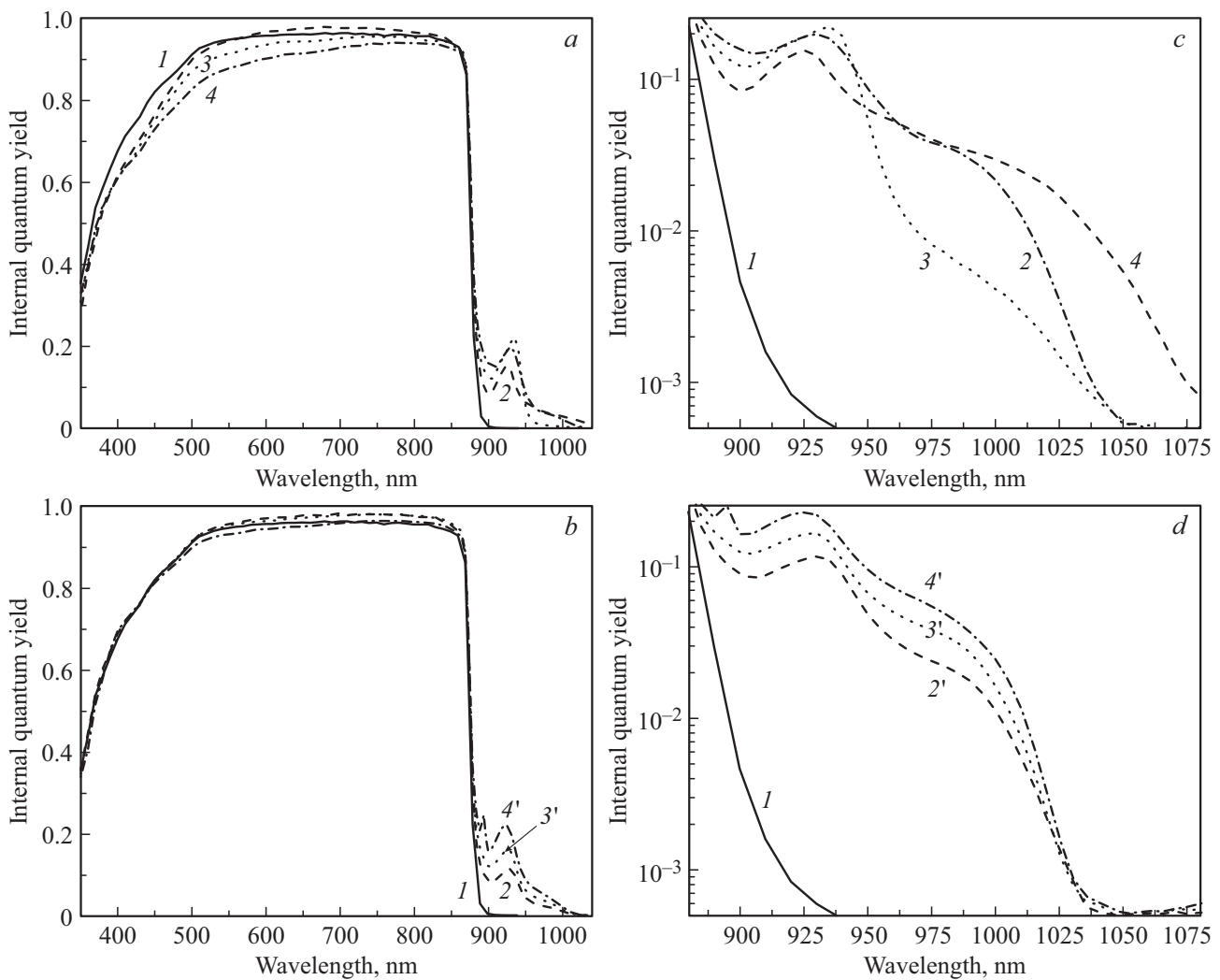


Рис. 5. Спектральные характеристики внутреннего квантового выхода ФЭП с КТ InAs (*a*, 2–4) и КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As (*b*, 2'–4'), а также спектральные характеристики в области поглощения КТ InAs (*c*, 2–4) и КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As (*d*, 2'–4'): ФЭП с 10 (2, 2'), 15 (3, 3'), 20 (4, 4') рядами КТ. 1 — реперный ФЭП.

нельзя назвать драматичным. Это согласуется с данными измерений ФЛ, показавшими более высокое качество КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As.

По спектральным зависимостям η_{int} были рассчитаны значения фототока (спектр АМ0), генерированного при поглощении фотонов в GaAs и в массивах КТ

(см. таблицу). При этом общий фототок реперного GaAs-ФЭП составлял 35.23 мА/см². Несмотря на то что КТ InAs вносят больший вклад в фотогенерированный ток за краем поглощения GaAs, чем КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As, при встраивании до 15 рядов КТ, ФЭП с КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As имеют большую квантовую эффективность

Значения фототоков, генерированных в ФЭП с различным числом рядов КТ InAs и In_{0.8}Ga_{0.2}As при поглощении фотонов из разных спектральных диапазонов (расчет для спектра АМ0)

N	GaAs-ФЭП с КТ InAs			GaAs-ФЭП с КТ In _{0.8} Ga _{0.2} As		
	Общий фототок ФЭП, мА/см ²	Фототок КТ (880–1100 нм), мА/см ²	Прирост фототока на ряд КТ, мА/см ²	Общий фототок ФЭП, мА/см ²	Фототок КТ (880–1100 нм), мА/см ²	Прирост фототока на ряд КТ, мА/см ²
10	35.87	0.63	0.063	36.38	0.47	0.047
15	35.14	0.70	0.047	36.50	0.67	0.045
20	34.35	0.85	0.043	36.20	0.95	0.048

Примечание. N — количество рядов КТ.

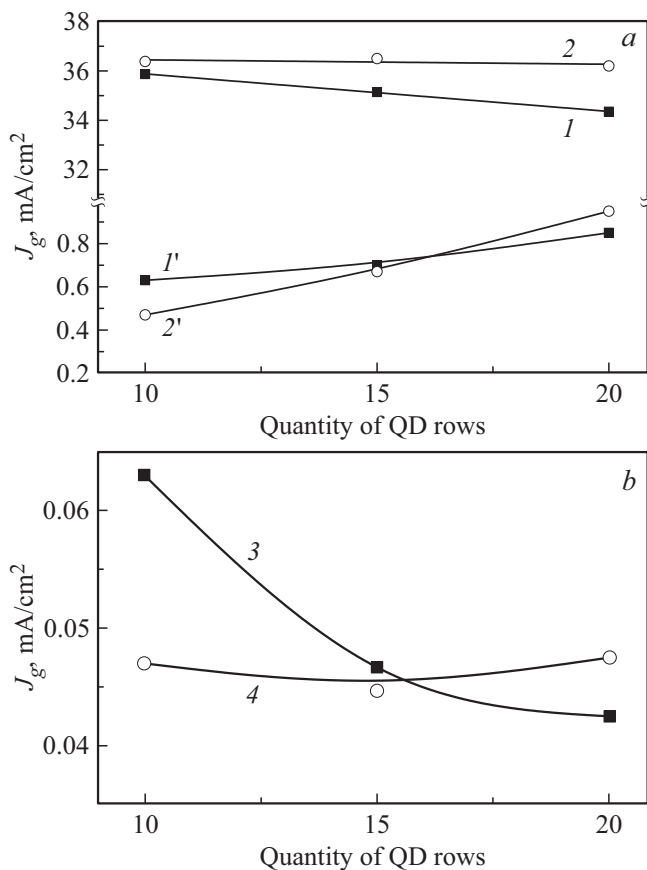


Рис. 6. Зависимости величины общего фототока ФЭП J_g (1, 2) и фототока, генерированного в спектральном диапазоне 880–1100 нм ($1'$, $2'$) (a), а также зависимости величины фототока, генерированного одним рядом КТ (3, 4) (b), от числа рядов КТ InAs и In_{0.8}Ga_{0.2}As соответственно.

при увеличении количества рядов КТ до 20 благодаря сохранению качества p – n -перехода в GaAs на уровне реперного GaAs-ФЭП. В результате при увеличении числа рядов КТ InAs до 20 фотогенерированный ток p – n -перехода в GaAs, а также общий фототок структуры (рис. 6, a, кривая 1) уменьшаются даже по сравнению с реперным ФЭП (общее падение J_g в области поглощения GaAs при встраивании 20 рядов КТ InAs составило 1.73 mA/cm²). Это объясняется увеличением числа дефектов, вносимых более напряженной системой InAs/GaAs и влиянием туннельно-ловушечного механизма транспорта носителей при низкой плотности тока, при которой измеряются спектральные характеристики ФЭП. В то же время значение общего фототока ФЭП с КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As всегда выше, чем реперного ФЭП (максимальный прирост фототока составил 1.27 mA/cm²). Это значение сохраняется практически неизменным при увеличении числа рядов КТ (рис. 6, a, кривая 2), так как небольшое падение фоточувствительности в области поглощения GaAs компенсируется приростом фототока, генерируемого в КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As. Действительно, хотя вклад КТ в фотогенерированный ток ФЭП растет при

увеличении количества рядов КТ в обоих случаях, для КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As темп роста J_g значительно выше (рис. 6, a, кривые $1'$ и $2'$). Из расчета фототока, генерируемого одним рядом КТ (рис. 6, b), следует, что если фототок, генерируемый одним рядом КТ InAs, резко снижается при увеличении числа рядов до 15, то вклад одного ряда КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As остается практически неизменным (значения составляют 0.045–0.048 mA/cm²).

4. Заключение

Исследованы физические и оптические свойства КТ InAs и In_{0.8}Ga_{0.2}As, полученных методом МОГФЭ. На основе проведенных измерений спектров ФЛ и исследований методом ПЭМ подтверждено, что оба типа КТ имеют бимодальное распределение по размерам, но КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As обладают несколько большей однородностью, а также являются менее дефектными по сравнению с КТ InAs.

Были выращены структуры GaAs-ФЭП со встроенными КТ InAs, In_{0.8}Ga_{0.2}As и исследованы их фотоэлектрические характеристики. Показано, что использование In_{0.8}Ga_{0.2}As вместо классических КТ InAs позволяет не только сохранить качество матрицы ФЭП на уровне реперного образца, но и обеспечить линейный прирост фототока, генерированного в массиве КТ, с увеличением числа рядов КТ вплоть до 20. Полученное при этом постоянное значение фототока, генерируемого одним рядом КТ In_{0.8}Ga_{0.2}As (0.05 mA/cm²), позволяет говорить о перспективности такой среды для складирования в ФЭП КТ без использования технологии роста компенсирующих слоев.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Wu, S. Chen, A. Seeds, H. Liu. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, 363001 (2015).
- [2] J.A. Venables. *Introduction to Surface and Thin Film Processes* (Cambridge University Press, 2000).
- [3] Z.M. Wang. *Self-Assembled Quantum Dots* (Springer, 2008).
- [4] J. Wu, A. Lee, Q. Jiang, M. Tang, A.J. Seeds, H. Liu. *IET Optoelectron.*, **8** (2), 20 (2014).
- [5] T. Kageyama, K. Takada, K. Nishi, M. Yamaguchi, R. Mochida, Y. Maeda, H. Kondo, K. Takemasa, Y. Tanaka, T. Yamamoto, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Proc. Nov. In-Plane Semicond. Las.* **XI**, 8277 (2012).
- [6] E.S. Semenova, A.E. Zhukov, S.S. Mikhlin, A.Y. Egorov, V.A. Odnoblyudov, A.P. Vasil'ev, E.V. Nikitina, A.R. Kovsh, N.V. Kryzhanovskaya, A.G. Gladyshev, S.A. Blokhin, Y.G. Musikhin, M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov. *Nanotechnology*, **15**, 283 (2004).
- [7] I.I. Novikov, N.Y. Gordeev, M.V. Maksimov, A.E. Zhukov, Y.M. Shernyakov, V.M. Ustinov, N.V. Kryzhanovskaya, A.S. Payusov, I.L. Krestnikov, D.A. Lifshits, S.S. Mikhlin, A.R. Kovsh. *Techn. Phys. Lett.*, **34** (12), 100 (2008).

- [8] A. Luque, A. Marti. Phys. Rev. Lett., **78**, 5014 (1997).
- [9] A. Luque, A. Marti. UPM, 28040 (2006).
- [10] A. Luque, A.V. Mellor. *Photon Absorption Models in Nanostructured Semiconductor Solar Cells and Devices* (Springer, Berlin-Heidelberg, 2015).
- [11] T. Nozawa, Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett., **98**, 171108 (2011).
- [12] N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, R.A. Saliy, A.M. Nadtochiy, A.S. Payusov, P.N. Brunkov, V.N. Nevedomsky, M.Z. Shvarts, A. Marti, V.M. Andreev, A. Luque. Progr. Photovolt., **24**, 1261 (2016).
- [13] C.G. Bailey, D.V. Forbes, S.J. Polly, Z.S. Bittner, Y. Dai, C. Mackos, R.P. Raffaele, S.M. Hubbard. IEEE J. Photovolt., **2** (3), 269 (2012).
- [14] С.А. Блохин, А.В. Сахаров, А.М. Надточий, А.С. Паюсов, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, Н.А. Калужный, М.З. Шварц. ФТП, **43** (4), 537 (2009).
- [15] C. Algorta, I. Rey-Stolle. *Handbook of concentrator photovoltaic technology* (John Wiley & Sons, The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex, UK, 2016).
- [16] N.N. Goryashin, A.V. Karpenko, A.S. Sidorov. IEEE J. Photovolt., **4** (2), 722 (2014).
- [17] T. Sogabe, Q. Shen, K. Yamaguchi. J. Phot. Ener., **6** (4), 040901 (2016).
- [18] N. Lopez, A. Marti, A. Luque, C. Stanley, C. Farmer, P. Diaz. J. Sol. Energy Eng., **129**, 319 (2007).
- [19] C.G. Bailey, S.M. Hubbard, D.V. Forbes, R.P. Raffaele. Appl. Phys. Lett., **95**, 203110 (2009).
- [20] S.M. Hubbard, C.D. Cress, C.G. Bailey, R.P. Raffaele, S.G. Bailey, D.M. Wilt. Appl. Phys. Lett., **92**, 123512 (2008).
- [21] R. Oshima, A. Takata, Y. Okada. Appl. Phys. Lett., **93**, 083111 (2008).
- [22] T.S. Roberts, B.J. Stevens, E. Clarke, I. Tooley, J. Orchard, I. Farrer, D.T.D. Childs, N. Babazadeh, N. Ozaki, D. Mowbray, R.A. Hogg. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **23** (6) 1901208 (2017).
- [23] A.W. Walker, O. Theriault, J.F. Wheeldon, K. Hinzer. IEEE J. Photovolt., **3** (3), 1118 (2013).
- [24] Р.А. Салий, С.А. Минтаиров, А.М. Надточий, В.Н. Неvedомский, Н.А. Калужный. *Тез. докл. Междунар. конф. Физика*. (СПб., Россия, 2019) т. 1, с. 165.
- [25] R.A. Saliy, S.A. Mintairov, M.A. Mintairov, A.M. Nadtochiy, M.Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyy. J. Phys.: Conf. Ser., **1038**, 012110 (2018).
- [26] C. Heyn. Phys. Rev. B, **64**, 165306 (2001).
- [27] H. Lee, R. Lowe-Webb, W. Yang, P.C. Sercel. Appl. Phys. Lett., **72**, 812 (1998).
- [28] D. Leonard, K. Pond, P.M. Petroff. Phys. Rev. B, **50** (16), 11687 (1994).
- [29] J.S. Kim. J. Kor. Phys. Soc., **49** (1), 195 (2006).
- [30] Б.В. Воловик, А.Ф. Цацульников, Д.А. Бедарев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, Н.А. Малеев, Ю.Г. Мусихин, А.А. Суворова, В.М. Устинов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг, П. Вернер. ФТП, **33** (8), 385 (1999).
- [31] I.N. Kaiander, R.L. Sellin, T. Kettler, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **84** (16), 2992 (2004).
- [32] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32** (4), 385 (1998).
- [33] Y.C. Zhang, C.J. Huang, F.Q. Liu, B. Xu, D. Ding, W.H. Jiang, Y.F. Li, X.L. Ye, J. Wu, Y.H. Chen, Z.G. Wang. J. Cryst. Growth, **219**, 199 (2000).
- [34] B. Iahy, O. Nasr, B. Paquette, M.H.H. Alouane, N. Chauvin, B. Salem, L. Sfaxi, C. Bru-Chevalier, D. Morris, R. Ares, V. Aimez, H. Maaref. J. Alloys Compd., **656**, 132 (2016).
- [35] Q. Yuan, B. Liang, C. Zhou, Y. Wang, Y. Guo, S. Wang, G. Fu, Y.I. Mazur, M.E. Ware, G.J. Salamo. Nanoscale Res. Lett., **13** (387) (2018).
- [36] Y.P. Varshni. Physica, **34**, 149 (1967).
- [37] И.А. Ванштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов. ФТТ, **41** (6), 994 (1999).
- [38] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, A.E. Zhukov. Semicond. Sci. Technol., **32**, 015006 (2017).
- [39] I.S. Kosarev, A.M. Nadtochiy, R.A. Saliy, N.A. Kalyuzhnyy. J. Phys.: Conf. Ser., **1038**, 012082 (2018).

Редактор Л.В. Шаронова

Comparative analysis of the optical and physical properties of InAs In_{0.8}Ga_{0.2}As quantum dots and solar cells based on them

R.A. Saliy¹, S.A. Mintairov¹, A.M. Nadtochiy^{1,2}, V.N. Nevedomskii¹, M.Z. Shvarts¹, N.A. Kalyuzhnyy¹

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

² St. Petersburg Academic University,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract InAs and In_{0.8}Ga_{0.2}As quantum dots (QDs) in GaAs matrix as well as GaAs solar cells (SC) with QDs of both types have been obtained by metalloorganic vapor-phase epitaxy. Using photoluminescence and transmission electron microscopy it has been found that the In_{0.8}Ga_{0.2}As QDs have better uniformity, contain a less number of defective large QDs and also provide reducing mechanical stresses in the structure. An analysis of the spectral dependences of the internal quantum yield has shown that the quality of SC matrix with up to 20 In_{0.8}Ga_{0.2}As QD rows is maintained close to the reference GaAs SC. Wherein additional photocurrent generated in In_{0.8}Ga_{0.2}As QDs rise linearly with the number of QD rows increasing due to constant sub-bandgap photocurrent per a QD layer.