

In_{0.8}Ga_{0.2}As квантовые точки для GaAs-фотопреобразователей: особенности роста, исследование методом металлоорганической газофазной эпитаксии, и свойства

© Р.А. Салий¹, И.С. Косарев², С.А. Минтаиров¹, А.М. Надточий^{1,2,3}, 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

³ ИТЦ микроэлектроники Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 26 декабря 2017 г. Принята к печати 29 декабря 2017 г.)

Исследованы особенности роста In_{0.8}Ga_{0.2}As-квантовых точек на поверхности GaAs и их массивов методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и гидридов. С помощью исследования спектров фотолюминесценции при различных температурах было установлено бимодальное распределение In_{0.8}Ga_{0.2}As-квантовых точек по размерам. Были найдены параметры роста, при которых складирование 20 слоев In_{0.8}Ga_{0.2}As-квантовых точек в активную область GaAs-фотопреобразователя позволяет увеличить его фотогенерированный ток на 0.97 и 0.77 мА/см² для космического и наземного солнечных спектров соответственно, при сохранении высокого качества *p-n*-перехода. С учетом потерь на безызлучательную рекомбинацию, возникающих вследствие механических напряжений от массива квантовых точек, прирост фотогенерированного тока в фотопреобразователе с квантовыми точками составил ~1% относительно референсной структуры GaAs-фотопреобразователя.

DOI: 10.21883/FTP.2018.07.46043.8808

1. Введение

Фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) на основе A^{III}B^V полупроводниковых гетероструктур обеспечивают наибольший КПД преобразования энергии солнечного излучения в электрическую энергию, поэтому являются перспективным решением для создания наземных фотоэнергоустановок и широко используются для энергоснабжения искусственных спутников, вытесняя традиционные ФЭП на основе кремния. Однако приблизиться к теоретическому пределу эффективности преобразования энергии [1,2] пока не удается, поэтому в настоящее время ведется поиск конструктивных и технологических решений, позволяющих уменьшить не только внешние, но и внутренние фундаментальные потери в A^{III}B^V ФЭП. Одним из наиболее успешных решений, позволяющих снизить фундаментальные потери на термализацию носителей и неполное поглощение света, являются многопереходные (каскадные) солнечные элементы (КСЭ) [1,3], в частности, на основе системы материалов InGaP/Ga(In)As/Ge, согласованных по параметру решетки [4], а также на основе метаморфных гетероструктур, продемонстрировавших лабораторный рекорд эффективности — более 44% [5].

В последние два десятилетия в теоретической разработке находятся альтернативные подходы к снижению фундаментальных потерь, направленные на борьбу с неполным поглощением в структуре однопереходного ФЭП. Разработаны модели, описывающие ФЭП с промежуточной зоной, в которых увеличение спектральной

чувствительности достигается за счет многофотонных процессов поглощения в полупроводниковых структурах на основе одного *p-n*-перехода [6,7]. Теоретическая модель ФЭП с промежуточной зоной описывает преобразование низкоэнергетичных фотонов за счет их поглощения в системе энергетических уровней, созданных внутри запрещенной зоны поглощающего материала. При этом между этими энергетическими уровнями должен отсутствовать тепловой обмен. Экспериментального решения для реализации такой модели пока не предложено, однако в качестве кандидата на структурную реализацию подхода предлагаются массивы квантовых точек (КТ) [8]. На практике объемные слои, содержащие КТ, встроенные, например, в матрицу GaAs ФЭП, действительно создают энергетические уровни для поглощения низкоэнергетичных фотонов (подзонных фотонов), расширяя, таким образом, спектральную чувствительность прибора и увеличивая фотогенерируемый ток. Этот эффект может быть использован для увеличения фотогенерированного тока среднего субэлемента и, следовательно, увеличения тока короткого замыкания в традиционном InGaP/Ga(In)As/Ge КСЭ.

В настоящее время система InAs КТ в матрице GaAs достаточно хорошо изучена и активно применяется для создания лазеров на GaAs-подложках [9–11]. Относительно недавно стали публиковаться результаты успешного применения InAs КТ в GaAs ФЭП для расширения их спектральной чувствительности [12–14]. При этом почти все авторы отмечают необходимость увеличения поглощающего объема КТ и вытекающую из

этого проблему накопления механических напряжений в структуре вследствие складирования большого числа слоев КТ, что приводит к ухудшению параметров GaAs p - n -перехода.

В данной работе предлагается введение в состав InAs КТ небольшого количества Ga ($\sim 20\%$) с тем, чтобы уменьшить разницу параметров решетки КТ и матрицы GaAs ФЭП и снизить механические напряжения. В работе рассмотрены технологические особенности роста $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ КТ в матрице GaAs металлорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ), исследованы их фотолюминесцентные свойства, получены ФЭП со встроенными массивами КТ, в которых качество p - n -перехода сохранено на уровне референсного образца без КТ, а также определены спектральные зависимости квантового выхода приборов.

2. Методика эксперимента

Все экспериментальные структуры с КТ были выращены методом МОГФЭ на установке с реактором горизонтального типа при пониженном давлении (100 мбар). Металлорганические 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. Эксперименты проводились на (100) n -GaAs видяльных подложках, разориентированных к направлению $[111]_A$ на 6° , которые позволяют выращивать структуры ФЭП с высокими скоростями. Кроме того, на данных подложках ранее нами были получены InAs КТ с плотностью до 1.1010 см^{-2} [15].

Было выращено две серии гетероструктур на основе GaAs с InGaAs КТ в активной области для оценки их оптических параметров методом фотолюминесценции (ФЛ). В первом типе экспериментальных структур активная область включала в себя одиночный слой $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ КТ, помещенный в центр GaAs волновода толщиной 500 нм, окруженного широкозонными барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ для предотвращения утечки носителей заряда к поверхности или подложке (см. рис. 1, *a*). Рост проходил следующим образом: после выращивания 250 нм $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и 250 нм GaAs при температуре 700°C реактор остывал до температуры роста КТ (520°C). Далее проводилось осаждение материала $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$. После формирования КТ в режиме Странски–Крастанова [16] осаждался закрывающий слой GaAs при той же низкой температуре, чтобы защитить КТ от деградации в ходе последующего нагревания реактора. Оставшаяся часть GaAs-волновода и широкозонный $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -барьер выращивались при температуре 600°C .

Во втором типе экспериментальных структур (рис. 1, *b*) область поглощения была увеличена за счет складирования 5 слоев КТ через GaAs промежуточный слой (спейсер), толщина которого вместе с закрывающим слоем составила 40 нм. Спейсер GaAs также

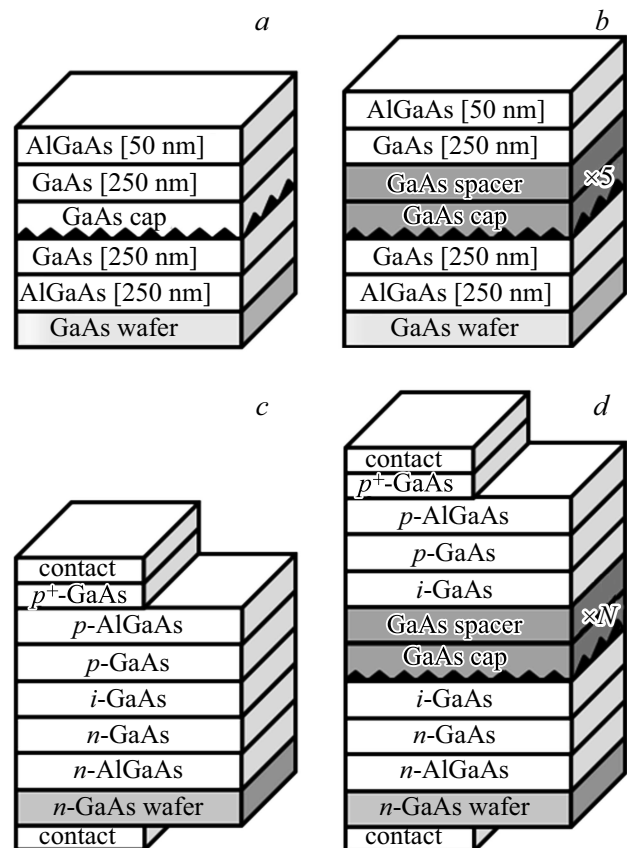


Рис. 1. Экспериментальные структуры для исследования спектров фотолюминесценции одиночных слоев КТ (*a*) и массивов складированных слоев КТ (*b*), а также структуры референсного GaAs ФЭП (*c*) и GaAs ФЭП с массивами КТ в i -области (*d*).

необходим для подготовки планарной поверхности для роста каждого следующего слоя КТ [14], поэтому для его выращивания температура в реакторе повышалась до 600°C сразу после осаждения закрывающего слоя.

Практически все слои экспериментальных структур выращивались при скорости роста 1.5 мкм/ч , кроме закрывающих GaAs-слоев, которые растились при пониженной скорости 0.75 мкм/ч , чтобы улучшить качество низкотемпературного слоя и, следовательно, оптические свойства КТ [13]. Осаждение InGaAs КТ во всех структурах происходило со скоростью 0.167 ML/с и при температуре 520°C .

В обоих типах структур количество осажденного материала $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ варьировалось в диапазоне от 1 до 4 монослоев (ML). Толщина закрывающего слоя GaAs была выбрана на основании полученных ранее данных о физических размерах InAs КТ [13,14] и составила 5 нм. При этом был проведен эксперимент по увеличению толщины закрывающего слоя до 7 нм (при количестве материала InGaAs КТ — 2 ML), так как введение галлия в состав КТ, предположительно, должно увеличить их средний размер. Оптимальные значения количества осажденного $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ материала и толщины закрыва-

вающего слоя определялись по интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) при исследовании спектров ФЛ экспериментальных структур.

Для получения спектров ФЛ от экспериментальных гетероструктур с 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.

Установленные с помощью ФЛ оптимальные параметры роста массивов In_{0.8}Ga_{0.2}As КТ были использованы для формирования гетероструктур ФЭП с различным числом слоев КТ.

Была выращена гетероструктура GaAs ФЭП с увеличенной до 800 нм *i*-областью для встраивания массива КТ (рис. 1, *c*). Данная структура была использована в качестве референсной при исследовании спектральных характеристик ФЭП с КТ. На базе этой структуры были созданы ФЭП, в середину *i*-области которых были встроены массивы, состоящие из *N* складированных слоев In_{0.8}Ga_{0.2}As КТ, где *N* = 1, 5, 10 и 20 (рис. 1, *d*). Суммарные толщины слоев базы, эмиттера и *i*-области для всех ФЭП были одинаковыми, чтобы обеспечить сравнимое собирание носителей заряда.

Экспериментальные образцы ФЭП на базе выращенных структур создавались путем формирования фронтального и тыльного Ni-контактов и последующего травливания контактного слоя *p*⁺-GaAs с фотоактивной поверхности (без использования антиотражающего покрытия).

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 фильтровать шумы.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Особенности роста InGaAs квантовых точек на поверхности GaAs

Основным критерием для определения оптимального количества материала In_{0.8}Ga_{0.2}As и толщины закрывающего слоя служила высокая интенсивность ФЛ экспериментальных структур в области поглощения КТ (950–1300 нм). Кроме того, положение пиков ФЛ позволяет косвенно судить о физических размерах формируемых КТ.

Осаждения 1 ML In_{0.8}Ga_{0.2}As оказалось недостаточно для начала формирования когерентных островков, так как спектр ФЛ, полученный в этом случае, имел форму, характерную для тонкой квантовой ямы с двумя ярко выраженными пиками: на 870 нм от матрицы GaAs и на 900 нм от смачивающего слоя КТ (рис. 2, кривая 4).

При исследовании остальных структур с одним слоем КТ максимальная интенсивность ФЛ наблюдалась в образцах с 2 ML In_{0.8}Ga_{0.2}As, зарощенных закрывающим слоем GaAs толщиной 5 нм (рис. 2, кривая 1). Полученное значение оптимального количества материала в 2 ML для In_{0.8}Ga_{0.2}As превосходит таковое для формирования InAs КТ на поверхности GaAs, которое составляло 1.7 ML [14]. Действительно, In_{0.8}Ga_{0.2}As имеет меньшую разницу параметров кристаллических решеток с GaAs и, как следствие, при росте КТ в режиме Странски–Крастанова требуется большее количество материала для начала формирования островков, что приводит к увеличению значения критической толщины на 6% по сравнению с InAs КТ.

Спектры ФЛ от КТ с толщиной закрывающего слоя GaAs в 5 нм (рис. 2, кривые 1, 2, 3) имеют одинаковую форму и состоят из двух ярко выраженных пиков, которые смещаются в длинноволновую область при осаждении более 2 ML In_{0.8}Ga_{0.2}As (рис. 2, стрелки 5 и 6). Это позволяет предположить, что в процессе самоорганизации формируются КТ двух разных типов, различающихся латеральными размерами (малые КТ — QD1 и большие КТ — QD2). Такое же бимодальное распределение наблюдалось для InAs КТ, выращенных методом МОГФЭ [14]. При увеличении количества монослоев размеры обоих типов КТ пропорционально увеличиваются, что приводит к указанному длинноволновому сдвигу пиков ФЛ. При этом интенсивность ФЛ суще-

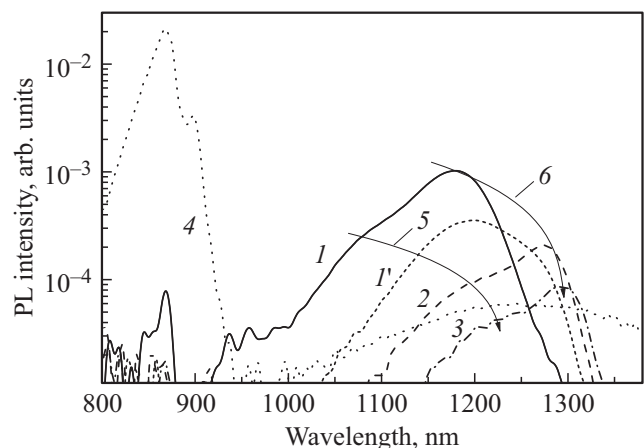


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции, снятые при комнатной температуре, от одиночных слоев КТ при накачке лазером 30 Вт/см² в зависимости от количества материала In_{0.8}Ga_{0.2}As, ML: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 3.85, 4 — 1 (все при закрывающем слое GaAs 5 нм) и 1' — 2 ML при закрывающем слое GaAs 7 нм; а также эволюции положения пиков ФЛ от КТ условных типов QD1 и QD2 (стрелки 5 и 6 соответственно).

ственно уменьшается с увеличением количества материала, что является следствием увеличения числа дефектных КТ, которые формируются после достижения критической величины количества материала InGaAs в результате коалесценции. После формирования КТ миграция атомов In по незарощенной поверхности идет по направлению к объектам с большими латеральными размерами, которые дают энергетически более выгодные условия для встраивания. Кроме того, КТ с большой высотой при зарощивании GaAs толщиной 5 нм закрываются не полностью и деградируют в ходе дальнейшего роста.

В случае зарощивания 2 ML КТ закрывающим слоем GaAs толщиной 7 нм (рис. 2, кривая 1') пики спектра ФЛ несколько смещаются в длинноволновую область, по сравнению с ФЛ для образца с 5 нм GaAs закрывающим слоем (рис. 2, кривая 1). При этом интенсивность обоих пиков QD1 и QD2 снижается. Излучательная рекомбинация в КТ малого размера в данном случае подавлена, о чем говорит сильное падение интенсивности. Это, по-видимому, связано с тем, что низкотемпературный (для метода МОГФЭ) GaAs имеет более низкое качество и увеличение толщины такого оптического объема ведет к подавлению излучательной рекомбинации в КТ и снижению интенсивности ФЛ в диапазоне 1050–1150 нм. С другой стороны, увеличение толщины GaAs закрывающего слоя приводит к проявлению вклада КТ с латеральными размерами, превышающими размер QD2 для 2 ML $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$. Об этом свидетельствует наличие ярко выраженного длинноволнового пика в диапазоне 1200–1300 нм. Данные КТ не наблюдались при зарощивании слоем GaAs толщиной 5 нм (рис. 2, кривая 1), так как были закрыты не полностью и деградировали.

Для структур с 5 складированными слоями КТ (рис. 1, *b*) количество осаждаемого $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ материала варьировалось в более узком диапазоне, вблизи оптимального значения для однослойных КТ, а именно от 1.75 до 3 ML. Толщина GaAs закрывающего слоя была выбрана равной 5 нм, исходя из экспериментов с однослойными КТ. При складировании характер эволюции спектров остался неизменным, о чем говорит как положение пиков ФЛ, так и полуширина спектральных линий (рис. 3, кривые 1–3). При увеличении количества материала $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ от 2 до 3.85 ML также наблюдается длинноволновый сдвиг пиков спектра (рис. 3, стрелки 5 и 6), сопровождающийся падением интенсивности ФЛ, аналогично однослойным структурам.

Спектр ФЛ от структуры с 1.75 ML $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ демонстрирует переход от двумерного планарного роста смачивающего слоя к его распаду и самоорганизации когерентных островков (рис. 3, кривая 4). Форма спектра ФЛ такой структуры в коротковолновой области имеет схожий характер со структурой, содержащей один слой КТ при количестве материала $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ в 1 ML (рис. 2, кривая 4). Однако в длинноволновой области можно наблюдать ярко выраженный пик на длине волны 1110 нм, свидетельствующий о начале формирования трехмерных объектов, которые при данном количестве

материала имеют малые латеральные размеры. В данном случае полученный слой можно характеризовать как корругированную квантовую яму.

При переходе от однослойной технологии к технологии складирования КТ характер эволюции спектров ФЛ при увеличении количества осаждаемого $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ материала сохраняется (рис. 4), и также наблюдаются признаки, характерные для бимодального распределения КТ по размерам.

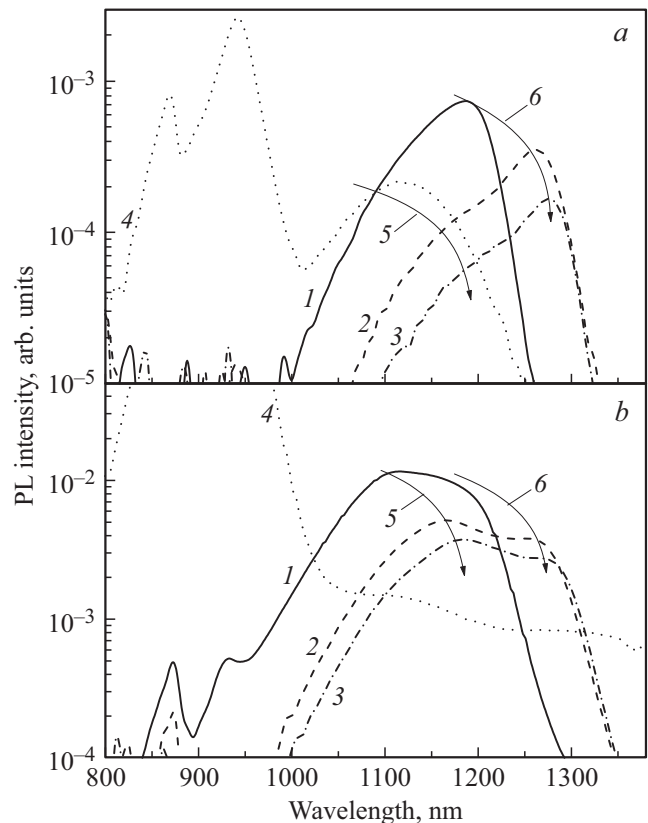


Рис. 3. Спектры фотолуминесценции, снятые при комнатной температуре, от 5 складированных слоев КТ при накачке лазером 30 Вт/см^2 (*a*) и 1 кВт/см^2 (*b*) в зависимости от количества осаждаемого материала $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, ML: 1 — 2, 2 — 2.5, 3 — 3.85, 4 — 1.75, а также эволюции положения пиков ФЛ от КТ типов QD1 и QD2 (стрелки 5 и 6 соответственно).

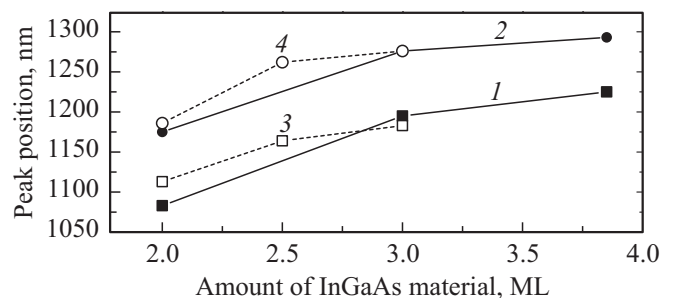


Рис. 4. Зависимость положения пиков фотолуминесценции от количества материала $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ для одиночных слоев КТ типов QD1 (1) и QD2 (2) и для 5 слоев КТ типов QD1 (3) и QD2 (4).

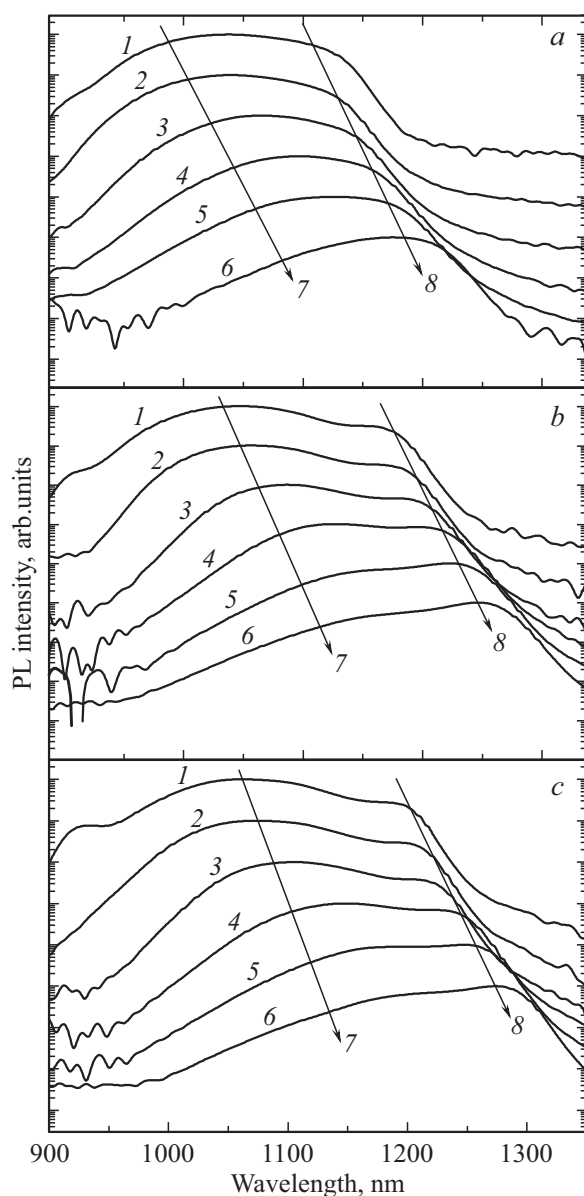


Рис. 5. Спектры ФЛ для образцов с 5 слоями складированных КТ с количеством материала $In_{0.8}Ga_{0.2}As$, ML: *a* — 2, *b* — 2.5, *c* — 3, зарощенных 5 нм GaAs, измеренные при К: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250, 6 — 300; стрелка 7 — эволюция пика от КТ типа QD1, стрелка 8 — эволюция пика от КТ типа QD2.

Многомодальное распределение по размерам сформированных КТ было подтверждено исследованиями спектров ФЛ от образцов с 5 слоями КТ, измеренных в широком диапазоне температур (от 50 до 300 К), которые иллюстрируют особенности транспорта носителей в КТ (рис. 5). При температурах не выше 100 К (рис. 5, кривые 1, 2) транспорт носителей между КТ в значительной степени подавлен. Носители заселяют уровни КТ с разными латеральными размерами случайным образом. При таких температурах носители не могут покинуть энергетические уровни какой-либо КТ

из-за отсутствия термического выброса и впоследствии принимают участие в излучательной рекомбинации в этой КТ. Поэтому при низких температурах спектр ФЛ имеет набор из двух ярко выраженных пиков, каждый из которых относится к популяции объектов с определенным размером и демонстрирует основное состояние для каждого типа КТ.

С увеличением температуры (рис. 5, кривые 3–6) вероятность процессов термического выброса увеличивается, и активируются термические переходы между КТ с разными размерами. Таким образом, происходит перезаселение уровней в КТ, сопровождающееся увеличившимся транспортом носителей в КТ с большими латеральными размерами (QD2 — рис. 5, стрелка 8). Это ведет к уменьшению излучательной рекомбинации в малых КТ, вследствие чего интенсивность коротковолнового пика сильно падает (QD1 — рис. 5, стрелка 7). Полученные спектральные кривые при различных температурах подтверждают выводы, сделанные нами в работе [14] о многомодальной природе КТ, формируемых в режиме самоорганизации методом МОГФЭ на разориентированных подложках.

Оптимальное значение количества материала $In_{0.8}Ga_{0.2}As$ сохраняется при переходе от технологии однослойных КТ к технологии создания массивов КТ и составляет 2 ML. При этом оптимальная толщина закрывающего GaAs-слоя составляет 5 нм. Указанные ростовые параметры были использованы для встраивания массивов КТ в *i*-область однопереходного GaAs ФЭП.

3.2. GaAs фотоэлектрические преобразователи с массивами InGaAs квантовых точек

На рис. 6 приведены спектральные характеристики внутреннего квантового выхода ФЭП с массивами КТ в сравнении с референсным образцом GaAs ФЭП. В длинноволновой части спектра (880–1100 нм) за краем поглощения GaAs наблюдается увеличение спектральной чувствительности прибора за счет фототока, генерированного в КТ подзонными фотонами. Наибольший вклад в спектральную чувствительность в области поглощения КТ демонстрируют смачивающий слой на длине волны ~ 930 нм (рис. 6, линия 6) и возбужденное состояние от КТ с малыми латеральными размерами на длине волны ~ 990 нм (рис. 6, линия 7). В таблице приведены величины вклада массива КТ в фотогенерированный ток ФЭП для космического солнечного спектра AM0 и для

Вклад КТ в фотогенерированный ток ФЭП

Количество слоев КТ	AM0, мА/см ²	AM1.5D, мА/см ²
1	0.17	0.15
5	0.36	0.30
10	0.59	0.47
20	0.97	0.77

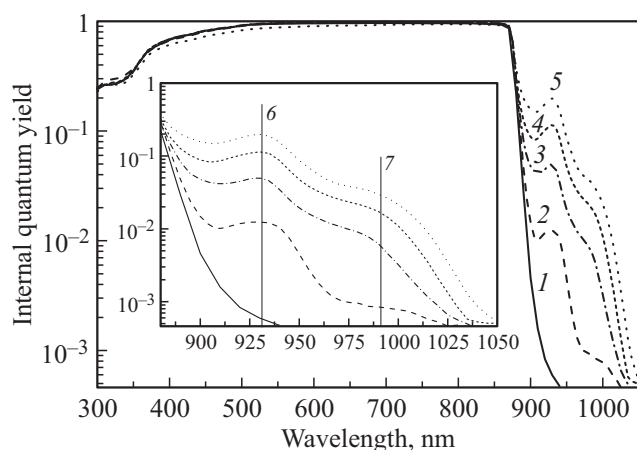


Рис. 6. Спектральные характеристики внутреннего квантового выхода референсного GaAs ФЭП без КТ (1) и GaAs ФЭП со встроенным массивом InGaAs КТ, содержащим: 2 — 1 слой КТ, 3 — 5 слоев КТ, 4 — 10 слоев КТ, 5 — 20 слоев КТ; на вставке показана область поглощения КТ, где линии 6 и 7 — пики смачивающего слоя и возбужденного состояния КТ малого размера соответственно.

наземного спектра AM1.5D. Видно, что вклад каждого отдельного слоя КТ уменьшается с увеличением числа слоев в массиве. Для массива из 20 слоев КТ достигнуты значения 0.97 mA/cm^2 для AM0 и 0.77 mA/cm^2 для AM1.5D.

Важно отметить, что в результате встраивания массивов КТ (до 10 слоев) качество $p-n$ -перехода было сохранено на уровне референсного GaAs ФЭП, о чем свидетельствует отсутствие падения спектральной чувствительности прибора в области поглощения GaAs. Некоторое падение коротковолновой спектральной чувствительности наблюдается для ФЭП с 20 слоями КТ, однако оно не может быть характеризовано как критическое. Значение внутреннего квантового выхода для $p-n$ -перехода в GaAs в диапазоне длин волн от 300 до 885 нм для образца с 20 слоями КТ составило 34.35 mA/cm^2 для спектра AM0 и 28.37 mA/cm^2 для спектра AM1.5D, в то время как для референсного GaAs ФЭП эти значения составили 35.22 mA/cm^2 и 28.38 mA/cm^2 для AM0 и AM1.5D соответственно. Таким образом, падение спектральной чувствительности в области поглощения GaAs составило менее 2% при встраивании 20 слоев КТ в i -область ФЭП, которые при этом позволяют увеличить фотогенерированный ток до 3%, что полностью нивелирует потери, связанные с рекомбинацией через локальные уровни, созданные дефектами в матрице прибора.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе проведено экспериментальное исследование особенностей формирования массивов $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ КТ в матрице GaAs методом

МОГФЭ в режиме Странски–Крастанова. Показано, что при осаждении 2 ML $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ и толщине закрывающего GaAs слоя 5 нм формируются КТ с максимальной интенсивностью ФЛ. Указанные структурные параметры позволяют достичь высокой интенсивности ФЛ как в случае выращивания одного слоя КТ, так и в результате складирования нескольких слоев в одном массиве, и являются оптимальными с точки зрения оптических свойств КТ. Путем исследования спектров ФЛ в широком диапазоне температур показано, что при осаждении $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ КТ на поверхность GaAs методом МОГФЭ наблюдается бимодальное распределение КТ по размерам.

Были созданы структуры референсного GaAs ФЭП, а также ФЭП со встроенными массивами, состоящими из 1, 5, 10 и 20 слоев КТ. Исследование спектральных характеристик внутреннего квантового выхода показало, что фотоэффект в массиве КТ дает вклад в фотогенерированный ток прибора за счет поглощения подзонных фотонов. Данный вклад растет с увеличением количества слоев КТ. При этом в области поглощения GaAs не наблюдается критического падения спектральной чувствительности, что говорит о сохранении качества $p-n$ -перехода, относительно референсного GaAs ФЭП. Максимальное значение фотогенерированного тока для спектрального диапазона 880–1100 нм было определено для ФЭП с 20 слоями КТ и составило 0.97 mA/cm^2 для космического спектра солнечного излучения и 0.77 mA/cm^2 для наземного спектра, что соответствует относительному приросту фототока порядка 1% по сравнению с референсной структурой GaAs ФЭП.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Фонда содействия инновациям (соглашение № 9712ГУ/2015 от 01.02.2016).

А.М. Надточий выражает благодарность Российскому научному фонду (соглашение 17-72-20146) за поддержку исследований методом фотолюминесценции.

Авторы благодарны Н.Х. Тимошиной за проведенные измерения спектральных зависимостей ФЭП, а также В.В. Евстропову и М.А. Минтаирову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] V.M. Andreev, V.A. Grilikhes, V.D. Rumyantsev. Photovoltaic Conversion of Concentrated Sunlight (John Wiley & Sons Ltd, 1997).
- [2] De Vos, H. Pauwels. Appl. Phys., **25**, 119 (1981).
- [3] B.T. Cavicchi, D.D. Krut, D.R. Lillington, S.R. Kurtz, J.M. Olson. *Photovoltaic Specialists Conf.* (Las Vegas, NV, USA, Oct 7–11, 1991) p. 63.
- [4] W. Guter, J. Schone, S.P. Philipps, M. Steiner, G. Siefer, A. Wekkeli, E. Welsler, E. Oliva, A.W. Bett, F. Dimroth. Appl. Phys. Lett., **94** (22), 223504 (2009).
- [5] K. Sasaki, T. Agui, K. Nakaido, N. Takahashi, R. Onitsuka, T. Takamoto. AIP Conf. Proceedings, **1556**, 22 (2013).

- [6] A. Luque, A. Marti. Phys. Rev. Lett., **78** (26), 5014 (1997).
- [7] A. Luque, A.V. Mellor. Photon Absorption Models in Nanostructured Semiconductor Solar Cells and Devices (Springer Briefs in Applied Sciences and Technology, 2015).
- [8] A. Marti, L. Cuadra, A. Luque. IEEE Trans. Electron. Dev., **49** (9), 1632 (2002).
- [9] A. Salhi, L. Fortunato, L. Martiradonna, M.T. Todaro, R. Cingolani, A. Passaseo, M. De Vittorio. Semicond. Sci. Technol., **22**, 396 (2007).
- [10] T. Kageyama, K. Nishi, M. Yamaguchi, R. Mochida, Y. Maeda, K. Takemasa, Y. Tanaka, T. Yamamoto, M. Sugawara, Y. Arakawa. 12th Eur. Quantum Electronics Conf. (Tokyo, Japan, 2011) p. 1.
- [11] М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, Е.С. Семенова, Н.А. Малеев, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **38** (6), 763 (2004).
- [12] S.A. Blokhin, A.V. Sakharov, A.M. Nadochuy, A.S. Payusov, M.V. Maximov, N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, N.A. Kaluzhnyi, M.Z. Shvarts. Semiconductors, **43** (4), 514 (2009).
- [13] S.M. Hubbard, C.D. Cress, C.G. Bailey, R.P. Raffaele, S.G. Bailey, D.M. Wilt. Appl. Phys. Lett., **92** (12), 123512 (2008).
- [14] N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, R.A. Saliy, A.M. Nadochuy, A.S. Payusov, P.N. Brunkov, V.N. Nevedomsky, M.Z. Shvarts, A. Marti, V.M. Andreev, A. Luque. Progr. Photovolt., **24** (9), 1261 (2016).
- [15] Р.А. Салий, С.А. Минтаиров, П.Н. Брунков, А.М. Надточий, А.С. Паюсов, Н.А. Калюжный. ФТП, **49** (8), 1136 (2015). R.A. Saliy, S.A. Mintairov, P.N. Brunkov, A.M. Nadochuy, A.S. Payusov, N.A. Kalyuzhnyy. Semiconductors, **49** (8), 1111 (2015).
- [16] I.N. Stranski, L. Von Krastanow. Akad. Wiss. Lit. Mainz Abh. Math. Naturwiss. Klasse, **146**, 797 (1939).

Редактор Г.А. Оганесян

In_{0.8}Ga_{0.2}As quantum dots for GaAs solar cells: growth peculiarities by metal-organic vapor-phase epitaxy and properties

R.A. Saliy¹, I.S. Kosarev¹, S.A. Mintairov¹, A.M. Nadochuy^{1,2}, M.Z. Shvarts¹, N.A. Kalyuzhnyy¹

¹ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

¹ St. Petersburg National Research Academic University, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

³ Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research & Engineering Center, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

Abstract In the paper the metal-organic vapor-phase epitaxy growth peculiarities of In_{0.8}Ga_{0.2}As quantum dots on GaAs surface and the quantum dot arrays have been investigated. The bimodal distribution by sizes of In_{0.8}Ga_{0.2}As quantum dots was found using the analysis of photoluminescence spectra at different temperatures. Growth parameters at which the embedding 20 layers of In_{0.8}Ga_{0.2}As quantum dots in GaAs solar cell active area allows increasing the photogenerated current by 0.97 and 0.77 mA/cm² for space and terrestrial solar spectra respectively have been determined. At the same time the quality of GaAs *p-n*-junction with and without quantum dots is comparable. Taking into account the nonradiative recombination losses originated from mechanical stresses in the quantum dot arrays, the photogenerated current in solar cell with quantum dots was by 1% more in comparison with the reference GaAs solar cell.