

07

## Экспериментальное и теоретическое исследование спектров фоточувствительности структур с квантовыми ямами-точками $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ оптического диапазона 900–1050 nm

© С.А. Минтаиров<sup>1</sup>, Н.А. Калюжный<sup>2</sup>, М.В. Максимов<sup>1</sup>, А.М. Надточий<sup>1</sup>, А.А. Харченко<sup>1</sup>, М.З. Шварц<sup>2</sup>, А.Е. Жуков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: mintairov@scell.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 5 ноября 2019 г.

В окончательной редакции 22 ноября 2019 г.

Принято к публикации 26 ноября 2019 г.

Проведено исследование солнечных элементов на основе нового типа наноструктур — квантовых ямочек (КЯТ), представляющих собой слой  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  с выраженными модуляциями состава и толщины. Энергии наблюдаемых оптических переходов в КЯТ оказываются близки к энергиям переходов с участием тяжелой и легкой дырки в двумерной квантовой яме той же номинальной толщины и состава. Пик основного состояния характеризуется сильной ТЕ-поляризацией ( $> 70\%$ ), а более коротковолновый пик практически не поляризован ( $< 10\%$ ).

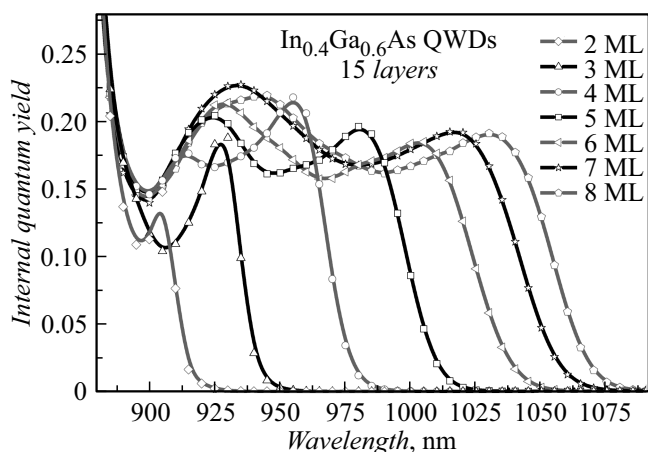
**Ключевые слова:** фотопреобразователь, квантово-размерные гетероструктуры, внутренняя квантовая эффективность, спектроскопия.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.05.49098.18096

Развитие эпитаксиальных технологий в последние десятилетия привело к широкому использованию квантово-размерных гетероструктур в фотоэлектрических [1–8] и светоизлучающих [9,10] приборах. Лазеры на основе квантовых точек (КТ)  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  позволили расширить спектральный диапазон излучения приборов на подложках GaAs до длин волн, превышающих 1300 nm. Они демонстрируют сверхмалые пороговые токи, высокую температурную стабильность, высокую выходную мощность, а также целый ряд уникальных свойств, таких как сверхширокие спектры лазерной генерации и малый шум одиночных продольных мод Фабри–Перо [9]. Развитие технологии баланса упругих напряжений для синтеза сверхрешеток  $\text{InGaAs}/\text{GaAsP}$  позволило улучшить согласование токов субэлементов в современных высокоэффективных каскадных солнечных элементах (СЭ)  $\text{GaInP}/\text{GaAs}/\text{Ge}$  и повысить их КПД [6–8]. Наряду с квантовыми ямами (КЯ) и сверхрешетками для согласования токов субэлементов в каскадных СЭ также могут быть использованы КТ  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$  [1,3,5,8], поскольку они позволяют расширить спектральный диапазон чувствительности в сторону больших длин волн, чем КЯ. Вследствие того что упругие напряжения, возникающие при росте  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$  на подложке GaAs, бездефектно релаксируют за счет образования квантовых точек, возможно последовательное осаждение большого числа их рядов без использования сложной технологии компенсации упругих напряжений. Однако ограниченная плотность КТ не обеспечивает

достаточного поглощения света, что ограничивает их использование для фотоэлектрических приложений.

В последнее время большой интерес вызывают наноструктуры, обладающие свойствами, промежуточными между свойствами КЯ и КТ [11–15]. Они вносят сравнимый с КЯ вклад в фототок, и при их формировании, как и в случае КТ, происходит бездефектная релаксация упругих напряжений. Недавно мы продемонстрировали новый тип наноструктур с переходной (0D/2D) размерностью, которые образуются при осаждении нескольких монослоев (ML)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0.3 < x < 0.5$ ) на vicinalные подложки GaAs методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСГФЭ) [16,17]. Такие наноструктуры (далее квантовые ямы-точки, КЯТ) представляют собой КЯ с модуляцией по составу и толщине. В структурах с КЯТ энергия локализации носителей заряда значительно меньше, чем в случае традиционных КТ, полученных в режиме роста Странского–Крастанова. Это обеспечивает эффективный термализационный выброс носителей из КЯТ в матрицу, что наряду с большим коэффициентом поглощения позволило реализовать рекордно высокое увеличение фототока в однопереходном СЭ GaAs на  $4.6 \text{ mA/cm}^2$  (AM1.5D) [17]. Кроме того, расчетный прирост фототока на один слой КЯТ оказался в 4.5 раза большим, чем в случае КЯ, и в 7.5 раз большим, чем в случае КТ [17]. Лазеры на основе КЯТ продемонстрировали высокую дифференциальную эффективность и выходную мощность, а также возможность использования вплоть до десяти слоев КЯТ в активной области [18]. В то же время



**Рис. 1.** Экспериментальные спектральные зависимости внутреннего квантового выхода фотоответа структур, каждая из которых содержит 15 идентичных слоев КЯТ. В разных структурах КЯТ формировались осаждением  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  различной номинальной толщины: 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 8 ML.

зонная структура и особенности оптических переходов в КЯТ недостаточно изучены. Одна из причин заключается в том, что их строгое моделирование, например, на основе восьмизонной  $kp$ -модели [19] требует точного знания формы и размеров КЯТ, а также распределения состава по индию и полей упругих напряжений. В настоящей работе исследуются спектры фоточувствительности в структурах с КЯТ, полученных осаждением  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  различной номинальной толщины, и проводится анализ результатов на основе простой модели однородной квантовой ямы и данных по поляризации оптических переходов.

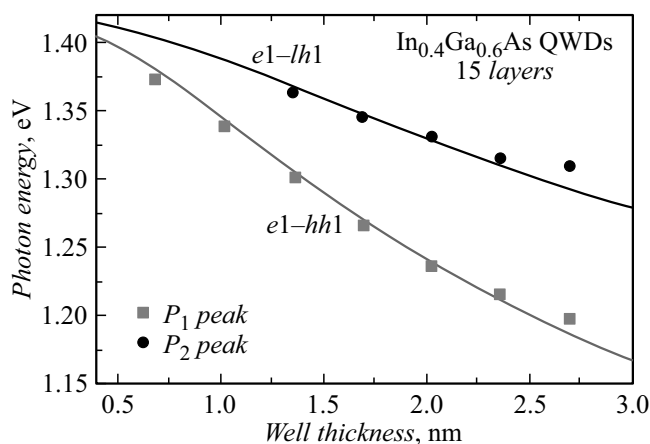
СЭ синтезировались методом МОСГФЭ на подложках  $n$ -GaAs и представляли собой  $p$ - $i$ - $n$ -диод GaAs с эмиттером толщиной 200 нм и базой толщиной 3000 нм. В середине нелегированной области базы толщиной 800 нм выращивалось 15 идентичных слоев КЯТ, разделенных спейсерными слоями GaAs толщиной 40 нм. КЯТ в различных СЭ формировались осаждением  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  различной номинальной толщины: 2–8 ML. Спектры квантового выхода фотоответа измерялись путем сравнения фототока тестируемых СЭ с фототоком эталонных сертифицированных СЭ при нормальном падении света на образцы. Также были проведены поляризационно-зависимые исследования фототока в планарной геометрии, в которых для выделения необходимой линейной поляризации использовалась призма Глана. Для данных исследований были синтезированы два  $p$ - $i$ - $n$ -образца с волноводом GaAs/AlGaAs толщиной 1.35  $\mu\text{m}$  и длиной 2 мм, излучающие в области  $\sim 980$  нм: 1) образец с одним слоем КЯТ, сформированных осаждением  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  номинальной толщиной 4 ML; 2) образце КЯ  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  толщиной 8 нм. Для анализа положения пиков в спектрах внешнего квантового выхода нами было проведено моделирова-

ние электронных состояний в однородной по составу квантовой яме, содержание индия в которой равнялось номинальному содержанию индия в КЯТ.

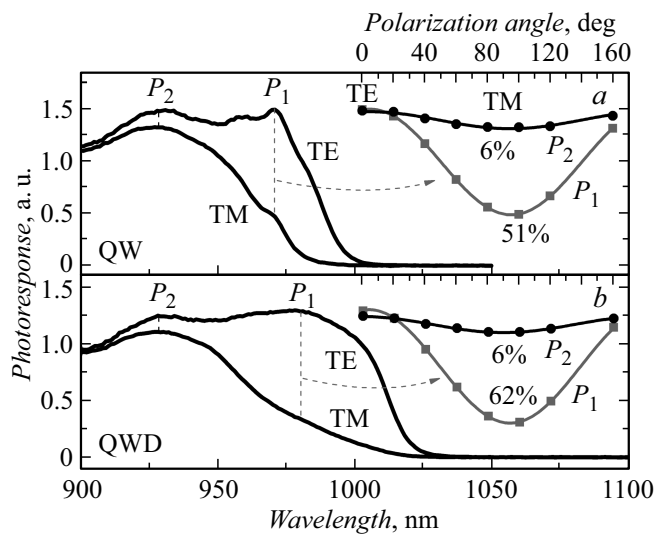
На рис. 1 приведены спектры внутреннего квантового выхода фотоответа структур, содержащих слои КЯТ различной толщины. В спектрах хорошо различимы два пика (далее длинноволновый пик —  $P_1$ , коротковолновый пик —  $P_2$ ). При увеличении толщины  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  в КЯТ от 2 до 8 ML длинноволновый край фоточувствительности (пик  $P_1$ ) смещался с 900 до 1050 нм. Для структур с 2 и 3 ML  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  пик  $P_2$  не наблюдался, что, по-видимому, связано с тем, что уровни электронов и дырок, соответствующие данному переходу, расположены слишком близко к краям зон GaAs.

Для анализа положения пиков  $P_1$  и  $P_2$  в структурах с КЯТ был проведен расчет энергетических уровней в однородной по составу симметричной квантовой яме  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  толщиной от 2 до 8 ML. Разрывы зон рассчитывались при помощи модели Van de Walle [20], а уровни размерного квантования для электронов и дырок определялись посредством решения одномерного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы.

Данные расчетов энергий переходов с участием легких и тяжелых дырок ( $e1$ - $lh1$  и  $e1$ - $hh1$  соответственно) для КЯ  $\text{InGaAs}$  со средним составом по индию 40% продемонстрировали хорошее согласие с положениями пиков  $P_1$  и  $P_2$  (рис. 2). Таким образом, можно заключить, что, несмотря на модуляции состава и толщины  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  в КЯТ, наблюдаемые на изображениях просвечивающей электронной микроскопии [21], положения двух низших энергетических уровней в КЯТ достаточно близки к положению основных уровней тяжелых и легких дырок в плоской КЯ, толщина и химический состав которых соответствуют средним (номинальным) значениям для КЯТ.



**Рис. 2.** Расчетные зависимости энергии переходов  $e1$ - $lh1$  (черная линия) и  $e1$ - $hh1$  (серая линия) от толщины симметричной КЯ  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$  и спектральное положение максимума пиков  $P_1$  (квадраты) и  $P_2$  (кружки).



**Рис. 3.** Спектры фотоответа образцов с КЯ (а) и КЯТ (b) в планарной геометрии при линейной ТЕ- и ТМ-поляризации света, нормированные на уровень GaAs. На вставках — зависимости фототока пиков  $P_1$  (квадраты) и  $P_2$  (кружки) от угла поляризации и аппроксимация экспериментальных данных законом Малюса (линии).

Известно, что при поглощении света различных поляризаций в планарной геометрии квантовыми ямами [22] состояние с тяжелыми дырками полностью ТЕ-поляризовано, а с легкими дырками должно иметь частичную поляризацию в ТМ-направлении. Поляризационно-зависимые исследования фототока в планарной геометрии для волноводной структуры с одним слоем КЯТ, полученных осаждением 4 ML  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , показали, что пик  $P_1$  имеет сильную ТЕ-поляризацию (более 70%), в то время как пик  $P_2$  поляризован очень слабо (не более 10%) (рис. 3, b). Интенсивности пиков в различных поляризациях оценивались на конкретных длинах волн (рис. 3), так как деконволюция представлялась затруднительной ввиду сложной формы пиков. При этом необходимо учитывать, что взаимовлияние пиков при измерении степени поляризации довольно велико, поскольку пики состояний КЯТ достаточно сильно уширены и значительно перекрываются. Кроме того, поляризационно-зависимые спектры фотоотклика исследовались на относительно длинных образцах (2 mm), где значительная часть проходящего света поглощается даже на неинтенсивных переходах, что приводит к насыщению фотоотклика и компрессии спектра фототока. Указанные эффекты будут приводить к „замыванию“ поляризационных зависимостей. Таким образом, можно полагать, что степень поляризации пика  $P_1$  близка к 100%, а пик  $P_2$  не поляризован либо слабо поляризован в каком-либо направлении. Можно сделать вывод, что переход, соответствующий пику  $P_1$ , представляет собой переход с тяжелой дыркой, а переход, соответствующий пику  $P_2$ , может либо представлять собой суперпозицию пиков,

связанных с несколькими переходами с легкой и тяжелой дырками, что приводит к анизотропии поглощения, либо иметь более сложную природу, обусловленную размерным квантованием в КЯТ в латеральном направлении. Для подтверждения этих предположений был исследован образец с КЯ идентичной конструкции в тех же экспериментальных условиях (рис. 3, a). Форма спектра фотоотклика КЯ отличается более выраженными и узкими экситонными пиками  $P_1$  и  $P_2$ , но зависимости фототока данных пиков от угла поляризации падающего света воспроизводят поведение образца КЯТ. Заметим, что в случае КТ  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$ , сформированных в режиме роста Странского–Крастанова, вследствие влияния геометрии и упругих напряжений поляризация основного и возбужденных оптических переходов, как правило, преимущественно ТЕ-типа [23,24]. В структурах с большим числом слоев вертикально связанных КТ, образующих колонны [25], а также в одиночных слоях КТ определенных конструкций [24] она может быть изменена на ТМ-поляризацию, но также для всех состояний одновременно.

Таким образом, несмотря на то что КЯТ характеризуются достаточно сильными модуляциями состава и толщины слоя  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , энергии оптических переходов в таких структурах могут быть оценены в рамках модели однородной квантовой ямы того же состава и толщины. В то же время результаты поляризационных исследований указывают на то, что второй (коротковолновый) энергетический уровень в КЯТ может иметь более сложную природу, чем оптический переход с участием легкой дырки. Для более точной интерпретации оптических переходов в КЯТ необходимы детальные исследования методами спектроскопии возбуждения фотолюминесценции и оптического поглощения с учетом их поляризационных зависимостей.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение 16-12-10269).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Блохин С.А., Сахаров А.В., Надточий А.М., Паюсов А.С., Максимов М.В., Леденцов Н.Н., Кови А.Р., Михрин С.С., Лантратов В.М., Минтаиров С.А., Калужный Н.А., Шварц М.З. // ФТП. 2009. Т. 43. В. 4. С. 537–542.
- [2] Wheeldon J.F., Valdivia C.E., Masson D., Proulx F., Riel B., Puetz N., Desfonds E., Fafard S., Rioux B., Springthorpe A.J., Arès R., Aimez V., Armstrong M., Cook J., Shepherd F., Hall T.J., Hinzer K. // Proc. SPIE. 2010. V. 7750. P. 77502Q.
- [3] Semonin O.E., Luther J.M., Choi S., Chen H.Y., Gao J.B., Nozik A.J., Beard M.C. // Science. 2011. V. 334. P. 1530–1533.

- [4] *Alonso-Alvarez D., Thomas T., Fuhrer M., Hylton N.P., Ekins-Daukes N.J., Lackner D., Philipps S.P., Bett A.W., Sodabanlu H., Fujii H., Watanabe K., Sugiyama M., Nasi L., Campanini M.* // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 105. P. 083124.
- [5] *Kalyuzhnyy N.A., Mintairov S.A., Saliy R.A., Nadtochiy A.M., Payusov A.S., Brunkov P.N., Nevedomsky V.N., Shvarts M.Z., Marti A., Andreev V.M., Luque A.* // *Prog. Photovolt.: Res. Appl.* 2016. V. 24. P. 1261–1271.
- [6] *Browne B., Lacey J., Tibbits T., Bacchin G., Wu T.C., Liu J.Q., Chen X., Rees V., Tsai J., Werthen J.G.* // *AIP Conf. Proc.* 2013. V. 1556. P. 3–5.
- [7] *Fujii H., Toprasertpong K., Wang Y., Watanabe K., Sugiyama M., Nakano Y.* // *Prog. Photovolt.: Res. Appl.* 2014. V. 22. P. 784–795.
- [8] *Kerestes C., Polly S., Forbes D., Bailey C., Podell A., Spann J., Patel P., Richards B., Sharps P., Hubbard S.* // *Prog. Photovolt.: Res. Appl.* 2014. V. 22. P. 1172–1179.
- [9] *Жуков А.Е., Максимов М.В., Ковш А.П.* // *ФТП.* 2012. Т. 46. В. 10. С. 1249–1273.
- [10] *Klotzkin D.J.* Introduction to semiconductor lasers for optical communications. Springer, 2014. P. 59.  
DOI: 10.1007/978-1-4614-9341-9
- [11] *Sodabanlu H., Wang Y., Watanabe K., Sugiyama M., Nakano Y.* // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. P. 233104.
- [12] *Fujii H., Sodabanlu H., Sugiyama M., Nakano Y.* // *J. Cryst. Growth.* 2015. V. 414. P. 3–9.
- [13] *Fujii H., Katoh T., Toprasertpong K., Sodabanlu H., Watanabe K., Sugiyama M., Nakano Y.* // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. P. 154501.
- [14] *Cirlin G.E., Reznik R.R., Shtrom I.V., Khrebtov A.I., Samsonenko Yu.B., Kukushkin S.A., Kasama T., Akopian N., Leonardo L.* // *Semiconductors.* 2018. V. 52. P. 462–464.
- [15] *Yu Q., Li X., Jia Y., Lu W., Zheng M., Zhang X., Ning Y., Wu J.* // *ACS Photon.* 2018. V. 5. P. 4896–4902.
- [16] *Mintairov A., Kalyuzhnyy N.A., Maximov M.V., Nadtochiy A.M., Zhukov A.E.* // *Semicond. Sci. Technol.* 2017. V. 32. P. 015006.
- [17] *Mintairov S.A., Kalyuzhnyy N.A., Maximov M.V., Nadtochiy A.M., Rouvimov S., Zhukov A.E.* // *IEEE Electron. Lett.* 2015. V. 51. P. 1602–1604.
- [18] *Payusov A.S., Shernyakov Yu.M., Serin A.A., Nadtochiy A.M., Mintairov S.A., Kalyuzhnyy N.A., Kulagina M.M., Zhukov A.E., Gordeev N.Yu., Maximov M.V.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. V. 1135. P. 012071.  
DOI: 10.1088/1742-6596/1135/1/012071
- [19] *Stier O., Grundmann M., Bimberg D.* // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 59. P. 5688–5701.
- [20] *Van de Walle C.G., Martin R.M.* // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35. P. 8154–8165.
- [21] *Nadtochiy A.M., Maximov M.V., Mintairov S.A., Kalyuzhnyy N.A., Nevedomskiy V.N., Rouvimov S.S., Zhukov A.E.* // *Phys. Status Solidi B.* 2018. V. 255. P. 1800123. DOI: 10.1002/pssb.201800123
- [22] *Davies J.* The physics of low-dimensional semiconductors. Cambridge University Press, 1997. P. 390.
- [23] *Kita T., Suwa M., Kaizu T., Harada Y.* // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. P. 233512.
- [24] *Jayavel P., Tanaka H., Kita T., Wada O., Ebe H., Sugawara M., Tatebayashi J., Arakawa Y., Nakata Y., Akiyama T.* // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. P. 1820–1822.
- [25] *Yu P., Langbein W., Leosson K., Hvam J.M., Ledentsov N.N., Bimberg D., Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Zhukov A.E., Tsatsul'nikov A.F., Musikhin Yu.G.* // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 60. P. 16680–16685.