

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П. Н. ЛЕБЕДЕВА

РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

**КРАТКИЕ  
СООБЩЕНИЯ  
ПО ФИЗИКЕ**

**3**

Москва — 2017

Информация

Страница журнала “Краткие сообщения по физике ФИАН” в интернете:

<http://ksf.lebedev.ru>

Издательство ALLERTON PRESS, INC., 18 WEST 27-th STR. NEW YORK,  
N.Y. 10011 USA издает на английском языке полный перевод журнала “КРАТКИЕ  
СООБЩЕНИЯ ПО ФИЗИКЕ” под названием Bulletin of the Lebedev Physics Institute  
(Russian Academy of Sciences), volume 44 (2017).

**РЕДКОЛЛЕГИЯ**

Н. Н. Колачевский – главный редактор  
О. Н. Крохин – зам. главного редактора  
В. П. Силин – зам. главного редактора  
Л. Л. Чайков – ответственный секретарь  
П. И. Арсеев – член редколлегии  
И. Г. Зубарев – член редколлегии  
В. К. Конюхов – член редколлегии  
Ю. А. Михайлов – член редколлегии  
А. И. Никишов – член редколлегии  
Н. Г. Полухина – член редколлегии  
А. А. Рухадзе – член редколлегии  
В. Н. Сорокин – член редколлегии

## РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs/AlGaAs ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В p-i-n ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ

К. К. Нагараджа<sup>1,2</sup>, И. П. Казаков<sup>1</sup>, М. П. Теленков<sup>1,2</sup>,  
С. А. Савинов<sup>1</sup>, Ю. А. Митягин<sup>1,3</sup>

*Работа посвящена разработке резонансно-туннельных структур из квантовых ям, реализующих резонансное согласование нижних подзон размерного квантования в электрическом поле p-i-n перехода фотовольтаических элементов. Предложен метод управления положением нижней подзоны в квантовых ямах посредством введения в квантовую яму серии туннельно-прозрачных барьеров. На выращенных модельных структурах такого типа экспериментально продемонстрирована возможность вариации положения уровня в глубоких квантовых ямах в широких пределах вплоть до непрерывного спектра, при этом достигнуто соответствие расчетов положения подзон с данными эксперимента.*

**Ключевые слова:** фотоэлектрические преобразователи с квантовыми ямами, молекулярно-пучковая эпитаксия, инженерия электронных состояний, фотолюминесценция.

*Введение.* Одним из способов повышения эффективности полупроводниковых p-i-n фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) широкополосного электромагнитного излучения является введение квантово-размерных структур (в частности, квантовых ям) в активную область, приводящее к расширению спектра поглощения в сторону больших длин волн [1–15]. Существенного расширения спектра поглощения можно достигнуть,

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: mityagin@sci.lebedev.ru.

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Россия, Москва, Ленинский просп., 4.

<sup>3</sup> НИЯУ “МИФИ”, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31.

используя структуры из глубоких квантовых ям, в которых ширина запрещенной зоны существенно меньше, чем в основной полупроводниковой матрице.

Ключевой проблемой при этом является эффективное извлечение фотоносителей, находящихся в локализованных состояниях квантовых ям, в непрерывный спектр, чтобы обеспечить их вклад в фототок. При этом принципиально важно, чтобы извлечение фотоносителей происходило существенно быстрее по сравнению с процессами их рекомбинации. В противном случае фотоносители в квантовых ямах будут успевать рекомбинировать и не дадут вклад в фототок. Более того, глубокие квантовые ямы могут выступать в роли ловушек для фотоносителей из основного потока – носители из непрерывного спектра могут захватываться в квантовые ямы и рекомбинировать там, что будет приводить к уменьшению эффективности ФЭП.

Такое извлечение может быть обеспечено процессами термической ионизации квантовых ям, процессом прямого и термостимулированного туннелирования [2–14]. Однако эффективность этих процессов быстро уменьшается с увеличением глубины квантовой ямы, и для квантовых ям с глубиной, существенно превышающей тепловую энергию  $k_B T$ , эти механизмы перестают быть эффективными, что накладывает существенное ограничение на степень расширения спектра поглощения в длинноволновую область.

Для эффективного извлечения фотоносителей из квантовых ям может быть использовано явление резонансного туннелирования. Основная идея заключается в том, чтобы сконструировать структуру из квантовых ям таким образом, чтобы нижние подзоны квантовых ям в электрическом поле  $p$ - $i$ - $n$  перехода находились в резонансе. В такой структуре электроны последовательно туннелируют из ямы в яму, постепенно приближаясь к непрерывному спектру (рис. 1), и, достигнув крайних ям последовательности с глубиной залегания уровня порядка  $k_B T$ , выбрасываются в непрерывный спектр за счет термической ионизации, прямого и термостимулированного туннелирования. Первоначально эта идея была высказана в работе [1], а ее количественное обоснование было дано в работе [15].

Для резонансного согласования уровней в такой структуре необходимо варьировать положение нижнего уровня размерного квантования в широких пределах – от практически дна самой глубокой ямы вплоть до непрерывного спектра. Это можно осуществлять изменением либо ширины квантовой ямы (рис. 1(a)), либо ее глубины (рис. 1(b)). Недостатком первого способа является то обстоятельство, что для достижения достаточно высокого положения уровня, близкого к непрерывному спектру, необходимо использовать квантовые ямы весьма малой (1–2 нм и менее) ширины [15], изготовле-

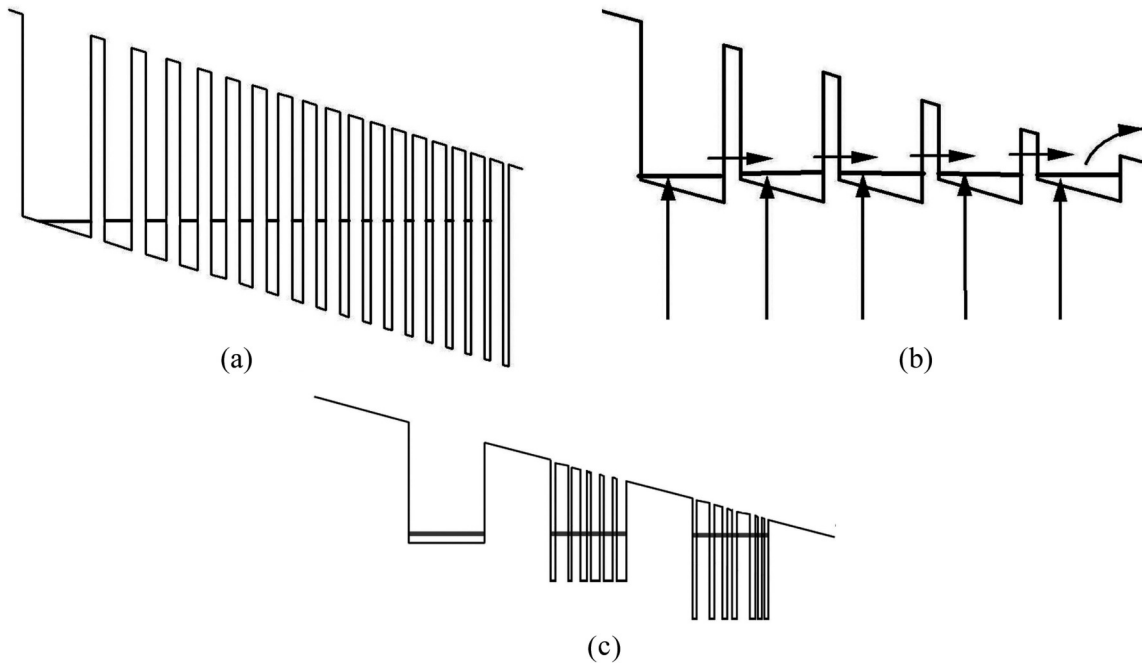


Рис. 1: Возможные методы конструирования структур из квантовых ям, обеспечивающих резонансное согласование энергий нижних подзон в электрическом поле  $p$ - $i$ - $n$  перехода.

ние и контроль параметров которых лежит на грани технологических возможностей. При втором способе необходимо менять состав материала, формирующего квантовую яму (напр., в системе  $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ), для чего в процессе роста такой структуры требуется последовательное изменение содержания  $x$  индия от ямы к яме. При выращивании методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) состав слоёв определяется потоками осаждаемых элементов, которые зависят от температуры соответствующих молекулярных источников. Таким образом, при выращивании структуры с переменным  $x$  необходимо регулярно делать прерывания процесса для изменения температуры молекулярных источников, что существенно ухудшает качество структур. Использование дополнительных молекулярных источников для одного из элементов (напр., индия) не всегда возможно.

Нами предлагается использовать для построения таких резонансно-туннельных структур достаточно широкие квантовые ямы большой глубины, положение уровней размерного квантования в которых регулируется введением внутрь ямы серии тонких туннельно-прозрачных барьеров (рис. 1(c)). Как показали выполненные расчеты энергетического спектра таких структур, положение уровней в них можно в широких преде-

лах (вплоть до непрерывного спектра) варьировать, меняя число, ширину и местоположение вводимых барьерных слоев. В данной работе такие структуры были выращены методом МПЭ и экспериментально продемонстрирована возможность обеспечить заданное положение уровня размерного квантования посредством выбора конфигурации вводимых в яму барьеров.

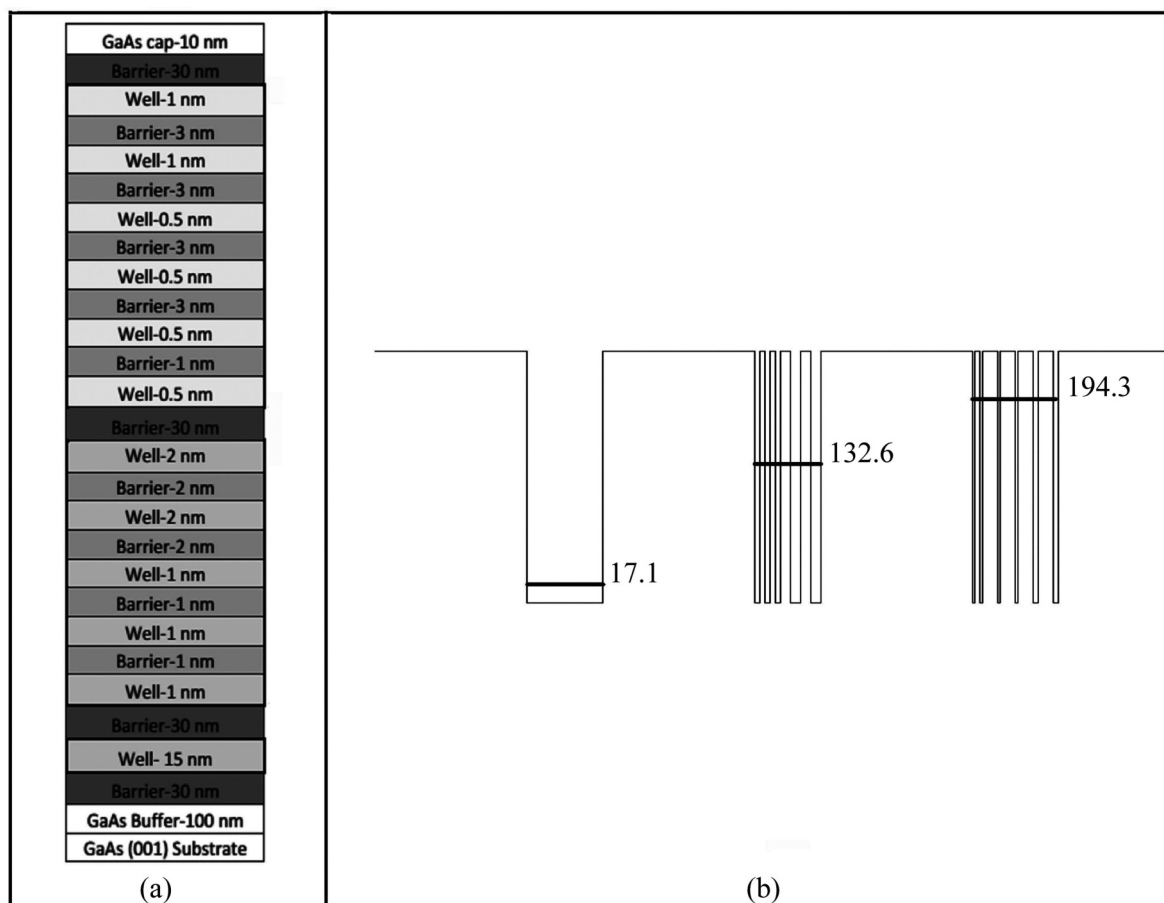


Рис. 2: Схема последовательности слоев (a) и потенциальный профиль (b) исследованных структур из квантовых ям GaAs/AlGaAs.

*Эксперимент.* Для изучения характера модификации энергий уровней размерного квантования в квантовых ямах с введенными в них тонкими барьерными слоями были изготовлены модельные структуры GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, состоящие из трех изолированных (разделенных барьерами толщиной 30 нм) квантовых ям, в две из которых были введены тонкие барьеры из Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. Структуры были выращены на установке МПЭ типа ЦНА-25 на подложке из полуизолирующего GaAs(001) без прерывания роста для формирования гетерограниц. Последовательность роста слоев приведена на

рис. 2(а). Рассчитанные в приближении эффективной массы формализма огибающих функций значения энергии нижней подзоны принимали значения 17.1, 132.6 и 194.3 мэВ соответственно (рис. 2(б)). Барьеры и ямы не легировались.

Спектры фотолюминесценции структур измерялись на решеточном спектрографе SpectraPro-2300i, в котором регистрация спектров осуществлялась CCD детекторной матрицей PIXIS-100. Измерения фотолюминесценции проводились при температуре 5 К, используя низкотемпературный криостат (КР-15) для оптических измерений. Спектры фотолюминесценции возбуждались He-Ne лазером с длиной волны 632.8 нм.

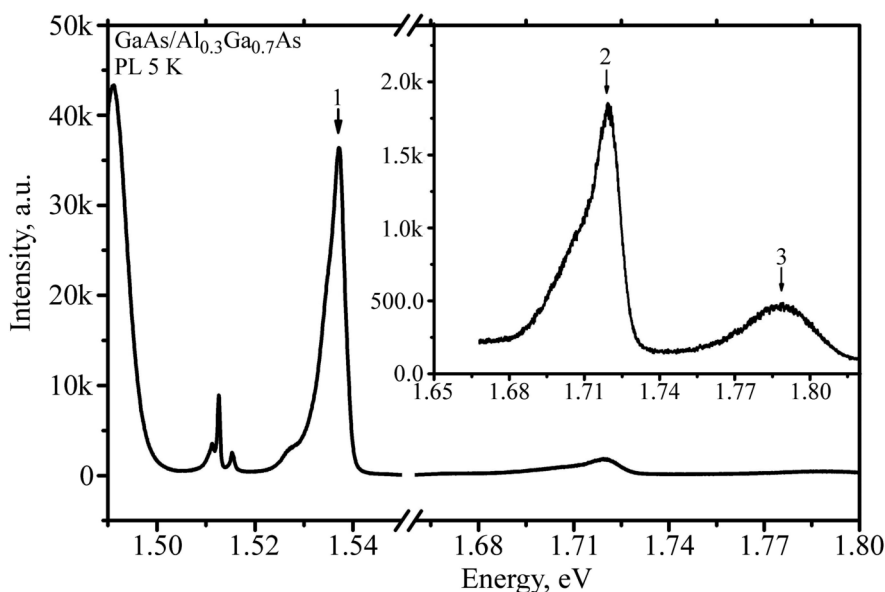


Рис. 3: Спектры фотолюминесценции выращенных структур. На вкладке – спектр в диапазоне 1.65 и 1.81 эВ. Линии ФЛ квантовых ям отмечены цифрами 1, 2, 3 в соответствии с рис. 2.

*Результаты и обсуждение.* Измеренные спектры фотолюминесценции исследуемых структур приведены на рис. 3. Помимо полос, обусловленных подложкой и барьерными слоями, в спектре наблюдаются три полосы люминесценции, соответствующие трем квантовым ямам. Достаточно узкая полоса (1) с энергией 1.532 эВ и шириной 4.3 мэВ соответствует излучению из “чистой” квантовой ямы шириной 15 нм, не содержащей внутренних барьеров. Две более слабых и более широких полосы (2) и (3) с энергиями 1.719 и 1.794 эВ обусловлены переходами в двух других ямах, содержащих встроенные барьеры.

Т а б л и ц а 1

Рассчитанные и измеренные положения линий фотолуминесценции  
из квантовых ям

| № линии | Положение линии, мэВ |       | Ширина линии,<br>мэВ |
|---------|----------------------|-------|----------------------|
|         | Изм.                 | Расч. |                      |
| 1       | 1532                 | 1539  | 4.3                  |
| 2       | 1719                 | 1705  | 18.6                 |
| 3       | 1794                 | 1806  | 29.2                 |

В таблице 1 приведены энергии переходов как рассчитанные, так и измеренные экспериментально. Видно, что теоретические и экспериментально измеренные значения достаточно близки. Для обсуждаемой задачи точность согласования положения уровней определяется величиной  $k_B T$ , которая для комнатной температуры составляет 26 мэВ. Видно, что в этих пределах совпадение расчетных и экспериментальных значений следует признать вполне достаточным.

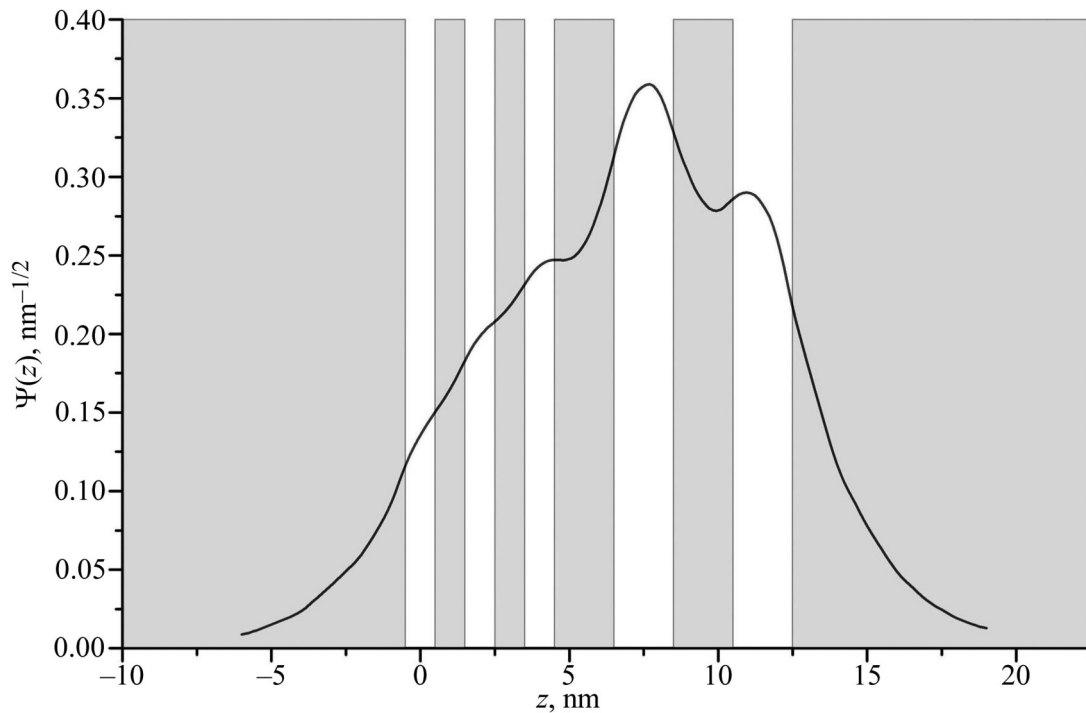


Рис. 4: Рассчитанная волновая функция основного уровня размерного квантования для квантовой ямы № 2. Серым цветом изображен потенциальный профиль квантовой ямы с введенными барьерами.



Возникает вопрос – а нельзя ли достичь такого же результата – управления положением нижнего уровня размерного квантования – посредством изменения ширины одиночной квантовой ямы? Для этого пришлось бы использовать ямы с толщинами порядка 1 нм и меньше, т.е. в 1–2 монослоя. В таких ямах трудно контролировать их реальную ширину, и неизбежные отклонения ширины ямы от заданной, сравнимые либо превышающие саму их ширину, будут приводить к значительным сдвигам положения уровня, превышающим требуемую точность согласования. В исследуемых же структурах, даже несмотря на введение в них таких тонких слоев, влияние изменений их толщины на положение уровня существенно слабее. Действительно, квантовая яма с введенными внутрь ее туннельно-прозрачными барьерами представляет собой квантовую систему с единой волновой функцией, которая достаточно слабо меняется на толщине каждого из введенных слоев (см. рис. 4). Вследствие этого влияние изменения толщины отдельного тонкого слоя несущественно влияет на положение уровня.

*Заключение.* Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность варьирования положения подзон размерного квантования в глубоких квантовых ямах в широких пределах – от дна ямы вплоть до непрерывного спектра – посредством введения в квантовую яму серии туннельно-прозрачных барьеров. Этот метод может быть использован для резонансного согласования уровней в системе квантовых ям в электрическом поле *p-i-n* перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-02-09055) и Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ “МИСиС” среди ведущих мировых научно-образовательных центров (№ К4-2014-073).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] K. W. J. Barnham and G. Duggan, *J. Appl. Phys.* **67**, 3490 (1990).
- [2] K. W. J. Barnham, I. Ballard, J. P. Connolly, et al., *Physica E* **14**, 27 (2002).
- [3] M. A. Green, *Physica E* **14**, 65 (2002).
- [4] O. Jani and C. Honsberg, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **90**, 3464 (2006).
- [5] U. Aeberhard, *A microscopic theory of quantum well photovoltaics*, PhD thesis (ETH Zuerich, 2008).
- [6] G. F. Brown and J. Wu, *Laser & Photon. Rev.* **3**, 394 (2009).

- [7] *Nanotechnology for photovoltaics*, edited by L. Tsakalakos (CRC Press, 2010).
- [8] U. Aeberhard and R.H. Morf, *Photovoltaic effects in quantum confined systems: Microscopic theory and numerical simulation* in “Physics of nanostructured solar cells” (Nova Science Publishers, 2010).
- [9] U. Aeberhard, *Solar Energy Materials & Solar Cells* **94**, 1897 (2010).
- [10] J. G. J. Adams, B. C. Browne, I. M. Ballard, et al., *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **19**, 865 (2011).
- [11] *Advanced solar cell materials, Technology, Modeling, and Simulation*, edited by L. Fara and M. Yahaguchi (IGI Global, 2013).
- [12] U. Aeberhard, *IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron.* **19**, 4000411 (2013).
- [13] U. Aeberhard, *Proc. SPIE* **8981**, 898103 (2014).
- [14] H. Fujii, K. Toprasertpong, Y. Wang, et al., *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **22**, 784 (2014).
- [15] М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **40**(12), 32 (2013).

Поступила в редакцию 16 сентября 2015 г.