

УДК 538.958:538.911

КИНЕТИКА ФОТОСТИМУЛИРОВАННОГО ТРАНСПОРТА В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ p-i-n ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА

Ю. А. Митягин^{1,2}, П. С. Клеммер^{1,3}, М. П. Теленков¹,
Рави Кумар³, К. К. Нагараджа⁴

Исследована возможность использования явления резонансного туннелирования для эффективного извлечения фотогенерированных носителей заряда из квантовых ям в электрическом поле p-i-n-перехода. Обнаружено и продемонстрировано, что для эффективного функционирования рассматриваемого механизма извлечения фотоносителей из квантовых ям недостаточно обеспечить резонансный туннельный канал только для электронов – необходимо организовать аналогичный туннельный канал и для дырок. Разработаны и предложены конструкции структур с квантовыми ямами, реализующие резонансно-туннельный механизм вывода фотоэлектронов и фотодырок.

Ключевые слова: фотовольтаический эффект, квантовые ямы, резонансное туннелирование.

Введение. Введение квантовых ям в i -область p - i - n -перехода фотогальванического элемента является одним из способов повышения его эффективности за счет расширения спектра поглощения в более длинноволновую область [1–22]. Однако эффективное извлечение фотогенерированных носителей из достаточно глубоких квантовых ям

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: yumityagin@mail.ru.

² НИЯУ «МИФИ», 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

³ НИТУ «МИСиС», 119049 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 4.

⁴ Department of Physics, Manipal Institute of Technology Manipal, Manipal Academy of Higher Education, Manipal 576 104, India.

в непрерывный спектр все еще остается серьезной проблемой при разработке фотоэлектрических устройств с квантовыми ямами. Для извлечения носителей из глубоких квантовых ям можно использовать явление последовательного резонансного туннелирования посредством введения в i -область последовательности квантовых ям с энергиями нижних подзон, резонансно согласованных в электрическом поле p - i - n -перехода. Впервые эту идею высказали Барнхем и Дагган в [1]. Более детальное исследование возможности реализации данного механизма было проведено в [12]. Помимо оценки времен туннелирования в [12] был предложен технологически удобный метод конструирования последовательности квантовых ям с резонансно согласованными энергиями низших подзон во внешнем электрическом поле. Суть предложенного метода заключается во введении в квантовую яму серии тонких туннельно-прозрачных барьеров для управления энергией основной подзоны. Эффективность метода была продемонстрирована как численными расчетами, так и экспериментально [18]. Пример серии квантовых ям со встроенными барьерами с резонансным выстраиванием низших электронных подзон в электрическом поле p - i - n -перехода представлен в [23]. Последовательность квантовых ям, приведенная в [23], обеспечивает резонансно-туннельный канал переноса электронов из самой глубокой квантовой ямы в непрерывный спектр.

Однако в [23] была рассмотрена только электронная подсистема серии квантовых ям в электрическом поле p - i - n -перехода. Транспорту же фотовозбужденных дырок внимания уделено не было. В то же время простое рассмотрение поведения дырок в такой структуре (см. рис. 1(а)) показывает, что дырки будут накапливаться в самой глубокой яме серии, поскольку единственным каналом выхода дырок является их рекомбинация с электронами. Накопление дырок должно увеличить скорость электронно-дырочной рекомбинации, что приведет к снижению эффективности преобразования. Другим нежелательным эффектом накопления дырок может быть рассогласование электронных подзон из-за дополнительного электрического поля, создаваемого нескомпенсированным положительным объемным зарядом дырок, что также должно приводить к уменьшению туннельного фототока и снижению эффективности преобразования.

Поэтому для предотвращения указанных нежелательных эффектов необходимо предусмотреть аналогичный канал резонансного туннелирования и для фотовозбужденных дырок, как показано на рис. 1(б).

В данной работе анализируется кинетика фотостимулированного транспорта электронов и дырок в резонансно-туннельных структурах такого типа и исследуется влияние транспорта в дырочной подсистеме на эффективность фотоэлектрического преоб-

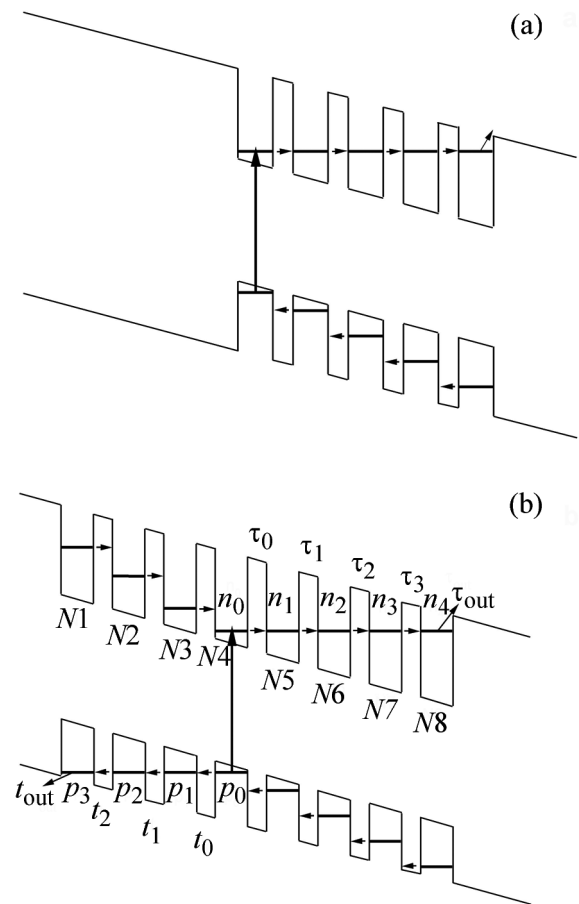


Рис. 1: Схема структуры из квантовых ям в электрическом поле p - i - n -перехода, реализующей резонансно-туннельный канал транспорта (а) только для электронов; (б) и для электронов, и для дырок.

разования. Предложена конструкция резонансно-туннельных структур с квантовыми ямами, реализующая резонансно-туннельный механизм вывода как фотоэлектронов, так и фотодырок.

Модель транспорта. Рассмотрим кинетику фотовозбужденных носителей в структуре, схематично представленной на рис. 1(б).

Будем считать, что фотоэлектроны и фотодырки селективно возбуждаются в самой глубокой квантовой яме ($N4$ на рис. 1(б)) за счет поглощения наиболее длинноволновой области электромагнитного спектра. Затем электроны туннелируют через последовательность квантовых ям $N5 - N8$, переходя в непрерывный спектр, а дырки туннелируют через ямы $N3 - N1$, также переходя в непрерывный спектр. Предлагаемый метод выделения фотовозбужденных носителей из квантовых ям в непрерывный спектр

использует явление последовательного (некогерентного) резонансного туннелирования (процесс протекания туннельного тока можно представить как последовательность туннельных событий от ямы к яме). Кинетику транспорта в такой системе можно описать следующей системой уравнений баланса между приходом носителей в яму и уходом из нее:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_0}{dt} = g - \frac{n_0 - n_1}{\tau_0} - Bn_0p_0 \\ \frac{dn_1}{dt} = \frac{n_0 - n_1}{\tau_0} - \frac{n_1 - n_2}{\tau_1} \\ \frac{dn_2}{dt} = \frac{n_1 - n_2}{\tau_1} - \frac{n_2 - n_3}{\tau_2} \\ \frac{dn_3}{dt} = \frac{n_2 - n_3}{\tau_2} - \frac{n_3 - n_4}{\tau_3} \\ \frac{dn_4}{dt} = \frac{n_3 - n_4}{\tau_3} - \frac{n_4}{\tau_{\text{out}}} \end{array} \right. \quad \text{— для электронной подсистемы,} \quad (1a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_0}{dt} = g - \frac{p_0 - p_1}{t_0} - Bn_0p_0 \\ \frac{dp_1}{dt} = \frac{p_0 - p_1}{t_0} + \frac{p_2 - p_1}{t_1} \\ \frac{dp_2}{dt} = \frac{p_1 - p_2}{t_1} + \frac{p_3 - p_2}{t_2} \\ \frac{dp_3}{dt} = \frac{p_2 - p_3}{t_2} - \frac{p_3}{t_{\text{out}}} \end{array} \right. \quad \text{— для дырочной подсистемы.} \quad (1b)$$

Здесь n_0, n_1, n_2, n_3, n_4 — концентрации неравновесных электронов в ямах $N4 - N8$, соответственно; p_0, p_1, p_2, p_3 — концентрации неравновесных дырок в ямах $N1 - N4$; $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \tau_3$ — времена туннелирования для переходов электронов $N4 \rightarrow N5, N5 \rightarrow N6, N6 \rightarrow N7, N7 \rightarrow N8$, соответственно; t_0, t_1, t_2 — времена туннелирования для переходов дырок $N4 \rightarrow N3, N3 \rightarrow N2, N2 \rightarrow N1$, соответственно; τ_{out} и t_{out} — времена выхода в непрерывный спектр из ям $N8$ и $N1$ (за счет туннелирования, термического возбуждения и т. п.); g — темп генерации электронно-дырочных пар; B — вероятность рекомбинации.

В стационарном режиме из (1) получаем для концентрации электронов в возбуждаемой квантовой яме

$$n_0 = n_4 \left(1 + \frac{\tau_0}{\tau_{\text{out}}} + \frac{\tau_1}{\tau_{\text{out}}} + \frac{\tau_2}{\tau_{\text{out}}} + \frac{\tau_3}{\tau_{\text{out}}} \right), \quad n_4 = n_0 \frac{\tau_{\text{out}}}{T_e}, \quad (2)$$

где

$$T_e = (\tau_{\text{out}} + \tau_0 + \tau_1 + \tau_2 + \tau_3) \quad (3)$$

и для концентрации дырок в возбуждаемой квантовой яме

$$p_0 = p_3 \left(1 + \frac{t_0}{t_{\text{out}}} + \frac{t_1}{t_{\text{out}}} + \frac{t_2}{t_{\text{out}}} \right), \quad p_3 = p_0 \frac{t_{\text{out}}}{T_p}, \quad (4)$$

$$T_p = (t_{\text{out}} + t_0 + t_1 + t_2). \quad (5)$$

Тогда плотность полного фототока равна

$$J = e \frac{n_4}{t_{\text{out}}} + e \frac{p_3}{\tau_{\text{out}}} = \frac{e}{BT_e T_p} \left(\sqrt{1 + 4gBT_e T_p} - 1 \right). \quad (6)$$

Поскольку эффективная высота разделяющего ямы барьера (при фиксированной его ширине), как видно из рис. 1, существенно понижается при переходе от ямы к яме, то можно считать, что

$$\tau_0 \gg \tau_1 \gg \tau_2 \gg \tau_3 \gg \tau_{\text{out}}, \quad (7)$$

и, соответственно,

$$t_0 \gg t_1 \gg t_2 \gg t_{\text{out}}. \quad (8)$$

В этом случае $T_e \approx \tau_0$ и $T_p \approx t_0$, т. е.

$$J \approx \frac{e}{B\tau_0 t_0} \left(\sqrt{1 + 4gB\tau_0 t_0} - 1 \right). \quad (9)$$

Таким образом плотность выходящего тока определяется темпом генерации электронно-дырочных пар, величиной вероятности рекомбинации и временами туннелирования из наиболее глубокой квантовой ямы для электронов и дырок.

На рис. 2(а) приведены рассчитанные зависимости плотности туннельного тока от интенсивности возбуждения для ряда значений вероятности рекомбинации B .

Видно, что при увеличении B (уменьшение характерного времени рекомбинации) плотности фототока существенно уменьшается за счет увеличения темпа рекомбинации, и эффективность преобразования структуры падает.

Любопытным обстоятельством является то, что аналогичным образом фототок зависит и от времени туннелирования дырок из возбуждаемой квантовой ямы ($N4$). Суммарный фототок падает с увеличением времени t_0 , т. е. с уменьшением прозрачности канала туннелирования дырок. Соответствующие зависимости показаны на рис. 2(б). Причиной является увеличение плотности неравновесных дырок в яме $N4$ (как видно из рис. 3(а)) и соответствующее увеличение скорости рекомбинации.

Наблюдаемая зависимость фототока от времени туннелирования дырок явно указывает на необходимость наличия канала туннелирования дырок в рассматриваемой

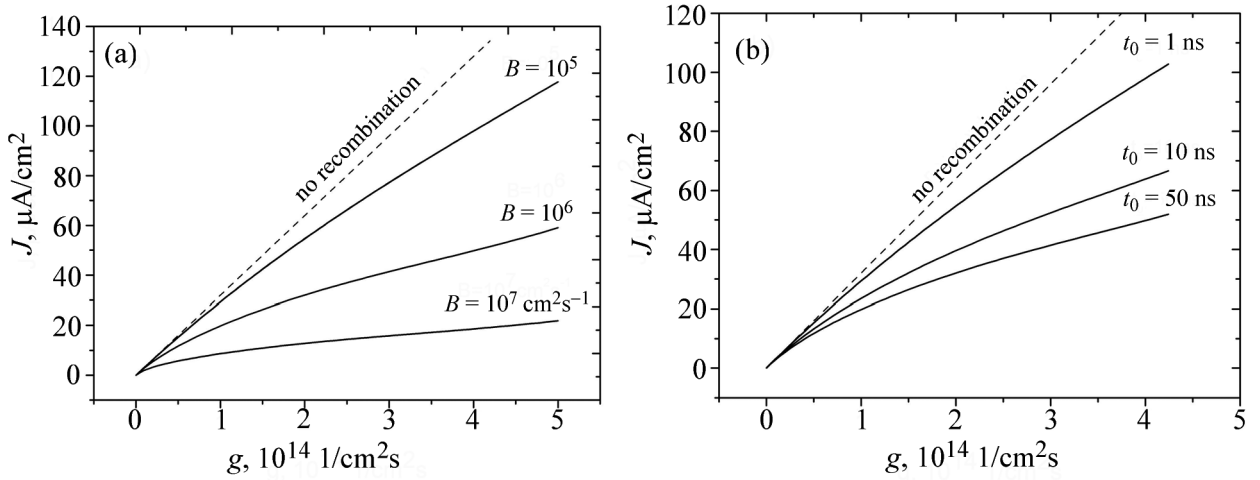


Рис. 2: Зависимость плотности фототока от темпа генерации электронно-дырочных пар: (а) при различных значениях вероятности рекомбинации B ($\tau_0 = 50 \text{ пс}$, $t_0 = 1 \text{ нс}$); (б) при различных значениях времени туннелирования дырок t_0 из квантовой ямы N4 ($\tau_0 = 50 \text{ пс}$, $B = 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$).

схеме преобразования. Действительно, как видно из рис. 3(б), полный фототок и его электронная и дырочная составляющие уменьшаются с увеличением времени туннелирования t_0 . При этом фототок $J \rightarrow 0$ при $t_0 \rightarrow \infty$ (что соответствует полному отключению канала туннелирования дырок), хотя прозрачность канала туннелирования электронов при этом не меняется. Таким образом, наличие канала туннелирования для дырок принципиально необходимо для функционирования предложенного резонансно-туннельного механизма извлечения фотоносителей из квантовых ям в фотогальваническом p - i - n -переходе.

Что же касается возможного влияния электрического поля объемного заряда дырок на резонансное согласование подзон, то в диапазоне параметров, обеспечивающих функционирование предлагаемого механизма, оно несущественно. В интервале концентраций дырок $p_0 \leq 10^7 \text{ см}^{-2}$ (достигаемого при времени туннелирования $t_0 = 50 \text{ мкс}$) величина создаваемого зарядом дырок электрического поля $\left(F = \frac{2\pi e}{\epsilon} p_0\right)$ не превышает $1 \text{ В}/\text{см}$, что много меньше электрического поля p - i - n -перехода (в рассматриваемом случае $1.5 \cdot 10^4 \text{ В}/\text{см}$).

Конструкция резонансно-туннельной структуры с квантовыми ямами. Мы предлагаем следующую конструкцию модельной структуры с квантовыми ямами $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, которая одновременно реализует резонансно-туннельный транс-

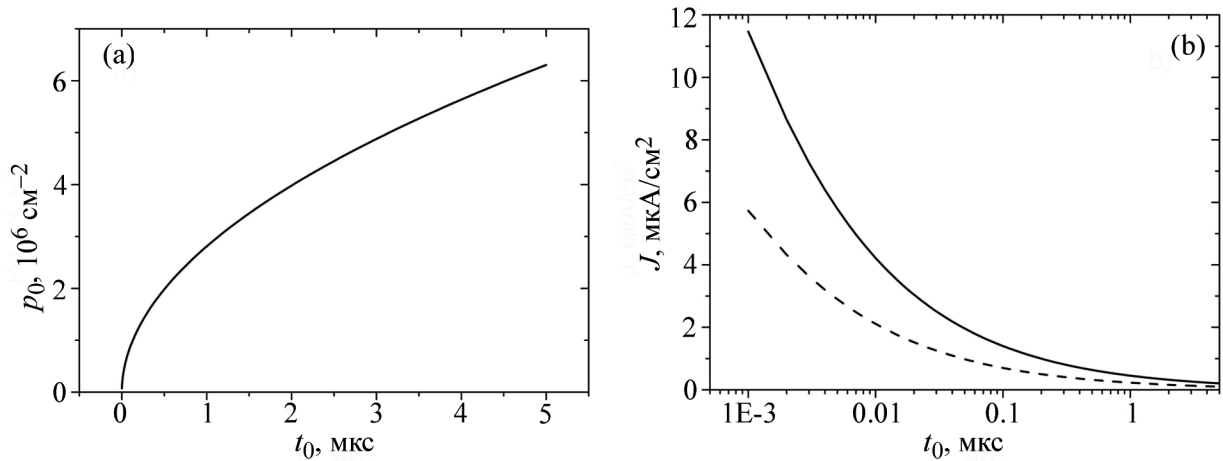


Рис. 3: Зависимости стационарной концентрации дырок в возбуждаемой квантовой яме $N4$ (a) и плотности полного фототока (b) от времени туннелирования дырок t_0 ($B = 10^6 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$, $g = 10^{14} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $\tau_0 = 50 \text{ пс}$, сплошная кривая – полный фототок, пунктирная – электронная компонента фототока).

портный канал для фотоэлектронов и фотодырок. Структуры представляют собой последовательности квантовых ям GaAs фиксированной ширины (25 нм), в которых путем введения тонких (2.264 нм) барьеров варьировалось положение нижней подзоны электронов и дырок для обеспечения резонансного согласования подзон в электрическом поле p - i - n -перехода. Энергии электронной и дырочной подзон определялись путем решения уравнения Шрёдингера для огибающей в приближении параболического закона дисперсии электронов и дырок. Количество и положение барьеров в каждой яме подбирались таким образом, чтобы добиться максимально возможного совпадения энергий нижних подзон в соседних квантовых ямах в электрическом поле p - i - n -перехода. Потенциальный профиль расчетной структуры, помещенной в i -область p - i - n -перехода, показан на рис. 4. Напряженность электрического поля в i -м слое рассчитывали путем решения одномерного уравнения Пуассона при следующих параметрах p - i - n -перехода: концентрация доноров и акцепторов 10^{17} см^{-3} , ширина i -слоя 1 мкм, температура 300 К, при этом напряженность электрического поля в i -слое равна $1.5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

Правая часть структуры (ямы $N5 - N8$) обеспечивает резонансно-туннельный перенос электронов, фотовозбужденных в самой глубокой квантовой яме ($N4$), а левая часть (ямы $N1 - N3$) обеспечивает резонансный туннельный перенос фотовозбужденных дырок, предотвращая их накопление в самой глубокой квантовой яме ($N4$).

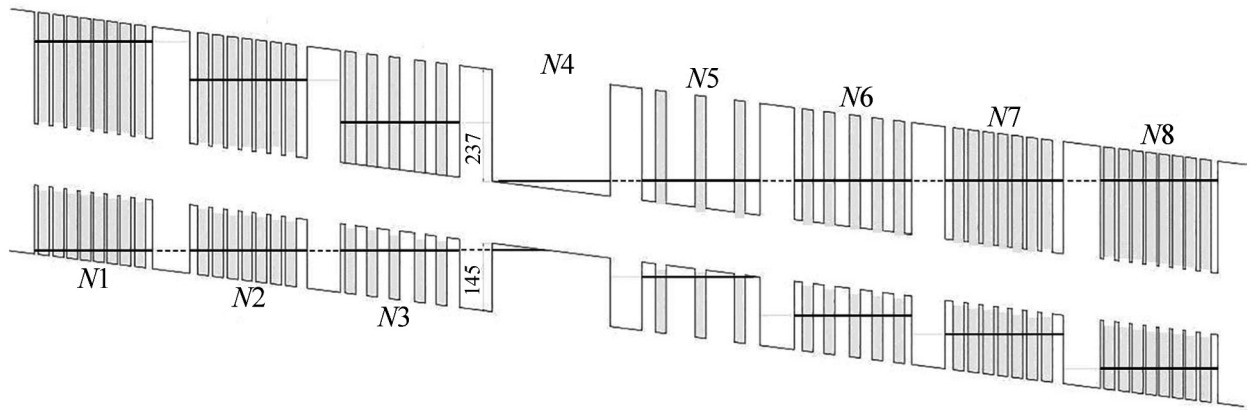


Рис. 4: Профиль структуры, включающий в себя серию квантовых ям с введенными барьерами в электрическом поле p - i - n -перехода.

В табл. 1 приведены энергии нижних подзон для электронной и дырочной подсистем для данной структуры.

Т а б л и ц а 1

Расчетные энергии нижних подзон электронов и дырок
(отсчитываемые от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны,
соответственно) для структуры, представленной на рис. 4

Номер квантовой ямы	Количество введенных барьеров	E_{hh} , мэВ	E_e , мэВ
1	8	115	180.3
2	7	85	151.9
3	5	40	99.5
4	0	1.112	6.81
5	3	13.55	48.31
6	5	39.12	99.6
7	7	97	151.9
8	8	110	180.3

Заключение. Продемонстрирована возможность эффективного извлечения фотогенерированных носителей заряда из глубоких квантовых ям с помощью явления последовательного резонансного туннелирования. Анализ кинетики фотостимулированного транспорта электронов и дырок выявил принципиальную важность резонансно-

туннельного транспортного канала для фотодырок – устранение дырочного туннельного канала приводит к падению вплоть до нуля как дырочной, так и электронной компонент фототока. Предложена конструкция резонансно-туннельных структур с квантовыми ямами, реализующая резонансно-туннельный механизм извлечения как фотоэлектронов, так и фотодырок, и дан пример такой структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-00874-а).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] K. W. J. Barnham, G. Duggan, J. Appl. Phys. **67**, 3490 (1990). <https://doi.org/10.1063/1.345339>.
- [2] K. W. J. Barnham, I. Ballard, J. P. Connolly, et al., Physica E **14**, 27 (2002). [https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(02\)00356-9](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(02)00356-9).
- [3] M. A. Green, Physica E **14**, 65 (2002). [https://doi.org/10.1016/S1386-9477\(02\)00361-2](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(02)00361-2).
- [4] O. Jani, C. Honsberg, Sol. Energy Mater. Sol. Cells **90**, 3464 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2006.01.004>.
- [5] U. Aeberhard, *A Microscopic Theory of Quantum Well Photovoltaics* (PhD Thesis, ETH Zuerich, 2008).
- [6] G. F. Brown, J. Wu, Laser Photon. Rev. **3**, 394 (2009). <https://doi.org/10.1002/lpor.200810039>.
- [7] L. Tsakalacos (Ed.), *Nanotechnology for Photovoltaics* (CRC Press, 2010). ISBN 9780367384357.
- [8] U. Aeberhard, 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, Sol. Energy Mater. Sol. Cells **94**, 1897 (2010). <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2010.06.020>.
- [10] J. G. J. Adams, B. C. Browne, I. M. Ballard, et al., Prog. Photovoltaics Res. Appl. **19**(7), 865 (2011). <https://doi.org/10.1002/pip.1069>.
- [11] L. Fara, M. Yahaguchi (Eds.), *Advanced Solar Cell Materials, Technology, Modeling, and Simulation*, IGI Global, 2013.
- [12] М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, Краткие сообщения по физике ФИАН **40**(12), 32 (2013). <https://doi.org/10.3103/S106833561312004X>.

- [13] U. Aeberhard, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. **19**, 4000411 (2013). <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2013.2257701>.
- [14] U. Aeberhard, Proc. SPIE **8981**, 898103 (2014). <https://doi.org/10.1117/12.2040610>.
- [15] H. Fujii, K. Toprasertpong, Y. Wang, et al., Prog. Photovoltaics Res. Appl. **22**(7), 784 (2014). <https://doi.org/10.1002/pip.2454>.
- [16] L. Jian-Ya, Z. Xin-He, W. Nai-Ming, et al., Chin. Phys. Lett. **32**, 057301 (2015). <https://doi.org/10.1088/0256-307x/32/5/057301>.
- [17] H. Fujii, T. Katoh, K. Toprasertpong, et al., J. Appl. Phys. **117**, 154501 (2015). <https://doi.org/10.1063/1.4917535>.
- [18] K. K. Nagaraja, M. P. Telenkov, I. P. Kazakov, et al., Materials Today: Proceedings **3**(8), 2744 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2016.06.021>.
- [19] H. Shan, B. Chen, X. Li, et al., Jpn. J. Appl. Phys. **56**(11), 110305 (2017). <https://doi.org/10.7567/JJAP.56.110305>.
- [20] I. E. H. Sayed, N. Jain, M. A. Steiner, et al., Appl. Phys. Lett. **111**, 082107 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4993888>.
- [21] U. Aeberhard, A. Gonzalo, J. M. Ulloa, Appl. Phys. Rev. **12**, 213904 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5030625>.
- [22] R. E. Welsch, S. J. Polly, M. Kacharia, et al., Sci. Rep. **9**, 1395 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-50321-x>.
- [23] M. P. Telenkov, P. S. Klemmer, Yu. A. Mityagin, Superlattices and Microstructures **140**, 106472 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2020.106472>.

Поступила в редакцию 18 марта 2022 г.

После доработки 19 апреля 2022 г.

Принята к публикации 20 апреля 2022 г.