

## ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.3.049.77

### ГИБРИДНЫЙ МИКРОРЕЗОНАТОР ДЛЯ СВЕРХМИНИАТЮРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ОДИНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

В. А. Гайслер<sup>1</sup>, И. А. ДЕРЕБЕЗОВ<sup>1</sup>, А. В. Гайслер<sup>1</sup>, Д. В. Дмитриев<sup>1</sup>,  
А. И. Торопов<sup>1</sup>, S. Fischbach<sup>2</sup>, A. Schlehn<sup>2</sup>, A. Kaganskiy<sup>2</sup>,  
T. Heindel<sup>2</sup>, S. Bounouar<sup>2</sup>, S. Rodt<sup>2</sup>, S. Reitzenstein<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
630090, Россия, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Technische Universitaet Berlin,  
Hardenbergstrasse 36 D-10623, Berlin, Germany  
E-mail: derebezov@isp.nsc.ru

Разработан и реализован микрорезонатор на основе полупроводникового брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной квантовой точкой (111) InGaAs. Конструкция микрорезонатора обеспечивает эффективную накачку квантовых точек и высокую внешнюю квантовую эффективность вывода излучения. Микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

*Ключевые слова:* полупроводниковые квантовые точки, экситон, биэкситон, микрорезонаторы, эффект Парселла, излучатели одиночных фотонов, излучатели фотонных пар, запутанных по поляризации.

DOI: 10.15372/AUT20170211

**Введение.** Излучатели одиночных фотонов (ИОФ) и излучатели фотонных пар (ИФП), запутанных по поляризации, — ключевые элементы разрабатываемых квантовых оптических информационных систем и систем квантовой криптографии [1, 2]. Одним из перспективных вариантов практической реализации данных излучателей является использование самоорганизованных полупроводниковых квантовых точек (КТ) [3–7]. На основе одиночных полупроводниковых КТ разрабатываются эффективные полностью твердотельные ИОФ как с оптической, так и с токовой накачкой [8–10]. Одиночные КТ могут быть и излучателями пар запутанных фотонов, что происходит в процессе каскадной рекомбинации биэкситона (XX) и экситона (X) в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление  $\Delta E_{FS}$  не превышает естественной ширины экситонных уровней  $\Gamma_X = \hbar/\tau_X$ , где  $\tau_X$  — время жизни экситона [7, 11–14]. В таком случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [7, 11]. В реальных КТ, выращенных на подложках с ориентацией (001), расщепление экситонных состояний  $\Delta E_{FS}$ , как правило, многократно превышает естественную ширину экситонных уровней  $\Gamma_X$ , что обусловлено отклонением формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями [7, 15, 16]. Это является основным препятствием в создании излучателей фотонных пар с запутанной поляризацией на основе КТ. Один из вариантов решения данной проблемы — использование КТ, выращенных на

подложках с ориентацией (111). В данном случае образуются КТ симметрии  $C_{3V}$ , в которых согласно [17] расщепление экситонных состояний  $\Delta E_{FS}$  может быть подавлено до нулевых значений.

Важнейшим вопросом при разработке ИОФ и ИФП на основе полупроводниковых КТ является обеспечение высокой внешней квантовой эффективности излучателей, которую можно существенно увеличить при использовании микрорезонаторов, содержащих одиночную квантовую точку. При создании таких микрорезонаторов отметим две основные проблемы: микрорезонатор должен включать лишь одну КТ и КТ должна быть позиционирована в необходимом пространственном участке микрорезонатора, где достигается максимум амплитуды стоячей электромагнитной волны. При характерном размере микрорезонатора  $\sim 1$  мкм для решения первой проблемы необходимо использовать массивы КТ очень низкой плотности ( $\sim 10^8$  см $^{-2}$ ). Вторая проблема к настоящему моменту времени не получила окончательного решения, что связано главным образом со случайным распределением самоорганизованных КТ по площади структуры. Одним из возможных подходов к решению этой проблемы является следующий. В структуре, содержащей КТ, проводится спектральное исследование, позволяющее определить латеральные координаты одиночных КТ, представляющих интерес для создания ИОФ или ИФП. После чего формируются микрорезонаторы, положения которых строго увязаны с полученными координатами КТ.

В данной работе приведены результаты исследования источника одиночных фотонов на основе селективно позиционированного гибридного микрорезонатора и одиночной КТ (111) InGaAs. Конструкция микрорезонатора обеспечивает высокую внешнюю квантовую эффективность вывода излучения. Резонатор состоит из полупроводникового брэгговского отражателя, размещённого ниже слоя квантовых точек (111) InGaAs, и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной КТ (111) InGaAs, координаты которой были определены до формирования микролинзы с использованием методики криогенной катодolumинесценции (КЛ) высокого пространственного разрешения.

**Конструкция и методика изготовления микрорезонатора.** Исходная структура микрорезонатора выращивается путём молекулярно-лучевой эпитаксии и состоит из полупроводникового распределённого брэгговского отражателя (РБО) и слоя GaAs, содержащего слой КТ (111) InGaAs. Схематически эта структура представлена на рис. 1, *a*, на котором КТ обозначена треугольником. Распределённый брэгговский отражатель содержит 23 периода чередующихся четвертьволновых слоёв GaAs и Al $_{0,9}$ Ga $_{0,1}$ As, что обеспечивает высокий коэффициент отражения ( $R \geq 0,99$ ) на рабочих длинах волн вблизи 930 нм. Спектры отражения исходной структуры приведены на рис. 1, *d*. Слой GaAs, выращенный на поверхности РБО, имеет толщину  $2\lambda$ . Внутри этого слоя на расстоянии  $\lambda/2$  от РБО располагается слой КТ. Также внутри слоя GaAs на расстоянии  $\lambda$  от РБО находится слой Al $_{0,4}$ Ga $_{0,6}$ As толщиной 10 нм, препятствующий диффузии фотовозбуждённых носителей к поверхности структуры.

Микролинзы формировались с помощью установки, созданной на базе электронного микроскопа, совмещающей в себе возможности измерения спектров криогенной КЛ с высоким пространственным разрешением и проведения электронной литографии. Первый этап заключался в определении латеральных координат одиночных КТ, представляющих интерес для создания ИОФ и ИФП. Для этого осуществлялось сканирование электронным пучком участка структуры и измерение спектров криогенной КЛ (рис. 1, *b*). На рис. 1, *e* показан пример спектра КЛ, полученного при сканировании структуры, в котором доминирует излучение одиночной КТ. На следующем этапе осуществлялась трёхмерная электронная литография в целях формирования резистивной маски, имеющей линзоподобную форму, маска расположена согласно определённым координатам одиночной КТ. Для проведения этой процедуры электронный луч микроскопа с тщательно контролируемой мощностью описывает концентрические окружности, центр которых задаётся координатами

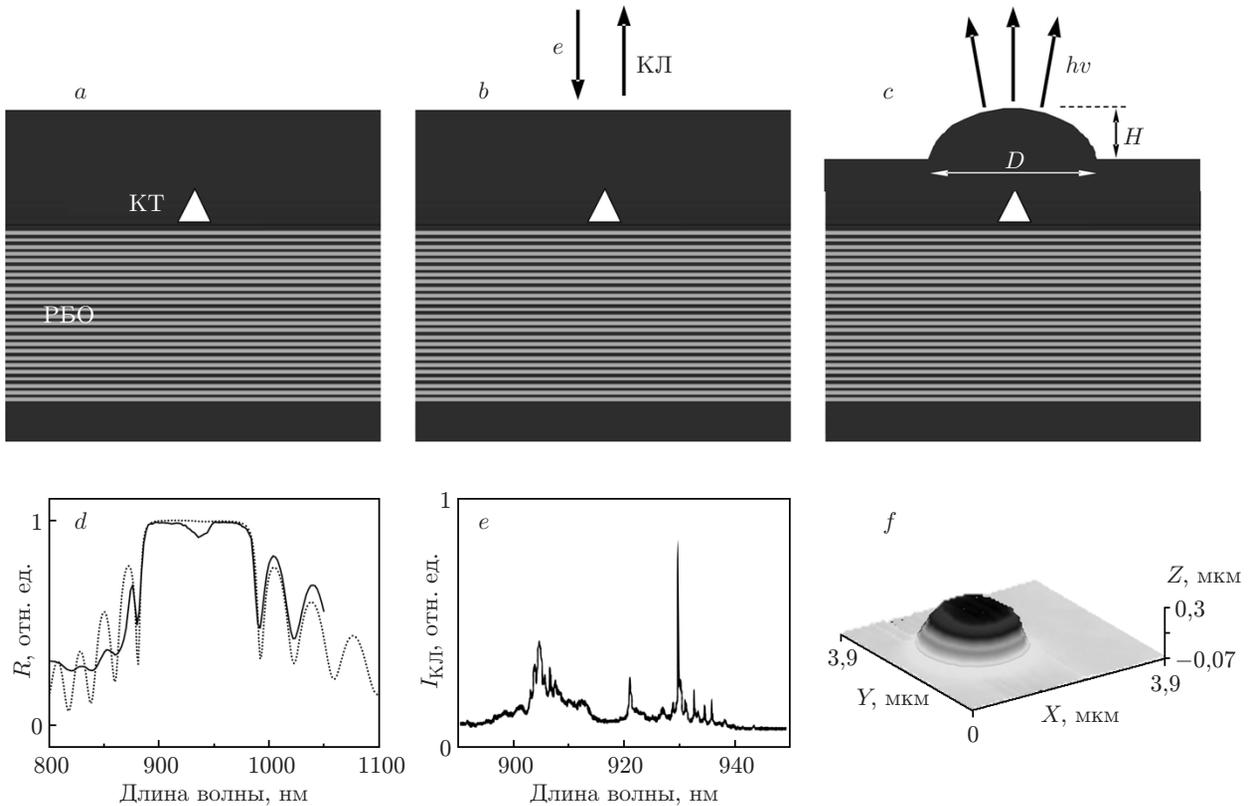


Рис. 1. Схематическое изображение процесса изготовления микрорезонатора и его характеристики: *a* — исходная структура; *b* — определение координат КТ методом криогенной КЛ; *c* — завершенная микрорезонаторная структура; *d* — спектры отражения микрорезонаторной структуры (точечная кривая — расчёт, сплошная — эксперимент); *e* — спектр катодолуминесценции; *f* — профиль микролинзы

одиночной КТ. После удаления неэкспонированного резиста осуществляется плазмохимическое травление структуры. Поскольку скорости травления резистивной маски, имеющей линзоподобную форму, и GaAs примерно равны, при травлении форма маски передаётся полупроводниковому материалу. В результате на поверхности структуры формируется GaAs-микролинза контролируемого размера, расположенная над выбранной одиночной квантовой точкой. На рис. 1, *c* приведено схематическое изображение полностью завершенного гибридного микрорезонатора, содержащего РБО и GaAs-микролинзу, находящуюся над одиночной КТ. Диаметр линзы  $D$  и её высота  $H$  могли варьироваться в определённых пределах, типичные значения составляли  $\sim 2,5$  и  $\sim 0,5$  мкм соответственно. На рис. 1, *f* представлен профиль GaAs-микролинзы, данные получены с помощью атомно-силового микроскопа.

На рис. 2 изображены профили показателя преломления  $n(z)$  и квадрата амплитуды электрического поля световой волны  $E^2(z)$  для исследуемой структуры, расчёт производился с использованием одномерной модели характеристических матриц. Из рисунка видно, что положение слоя КТ совпадает с максимумом поля стоячей волны.

В отсутствие микролинзы на поверхности структуры внешняя квантовая эффективность излучателя  $\eta_{\text{ext}}$  очень низкая. Это задаётся полным внутренним отражением (ПВО) на границе раздела GaAs — воздух, критический угол ПВО для данного спектрального диапазона составляет  $\sim 16^\circ$ . Влияние ПВО существенно снижается при использовании микролинз. На рис. 3 приведено расчётное значение внешней квантовой эффективности излучателя  $\eta_{\text{ext}}$  в зависимости от характеристик микролинзы. Расчёт проводился на ос-

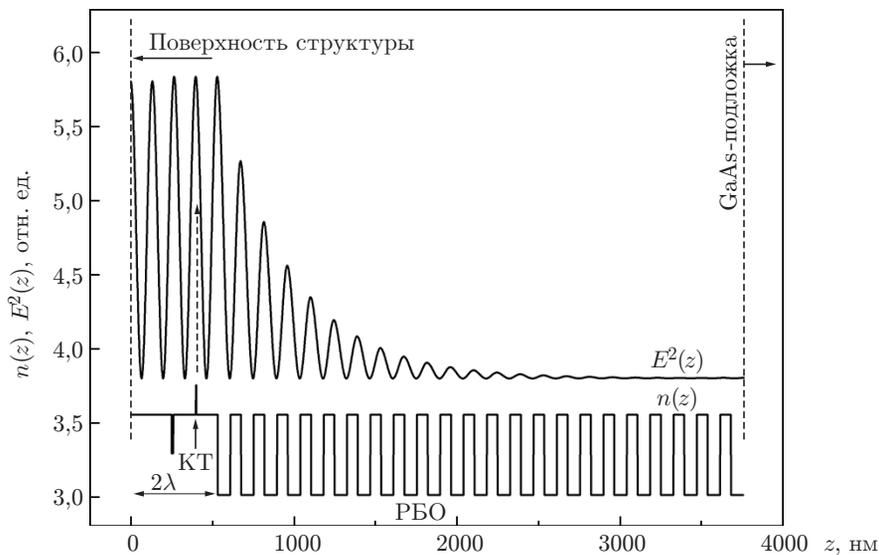


Рис. 2. Зависимости  $n(z)$  и  $E^2(z)$  для исследуемых структур

нове численного решения системы уравнений Максвелла [18, 19]. Из рисунка видно, что по мере увеличения кривизны линзы внешняя квантовая эффективность  $\eta_{\text{ext}}$  возрастает от очень низких значений и достигает уровня 20–25 % при  $H \geq 0,5$  мкм.

**Экспериментальные результаты.** Согласно описанной методике были изготовлены гибридные микрезонаторы, содержащие одиночные КТ (111) InGaAs. Исходные структуры синтезировались на отклонённых на  $2^\circ$  подложках (111)В GaAs на установке молекулярно-лучевой эпитаксии "Ribep C21". На поверхности подложки (111)В GaAs формировался буферный слой GaAs толщиной 300 нм, после чего проводился рост 23 периодов РБО. Четвертьволновые слои GaAs (66 нм) и  $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$  (77 нм) выращивались при температурах подложки 550 и 640 °С соответственно. По завершении роста РБО синтезировался слой GaAs толщиной  $2\lambda$  ( $\sim 530$  нм). Внутри слоя GaAs содержался слой КТ (111) InGaAs малой плотности, который формировался по механизму «капельной» эпитаксии [20, 21]. На поверхности GaAs осаждались  $\sim 2$  монослоя In без потока As при температуре 496 °С, после чего в потоке As производилась кристаллизация капель In и формировались КТ InGaAs.

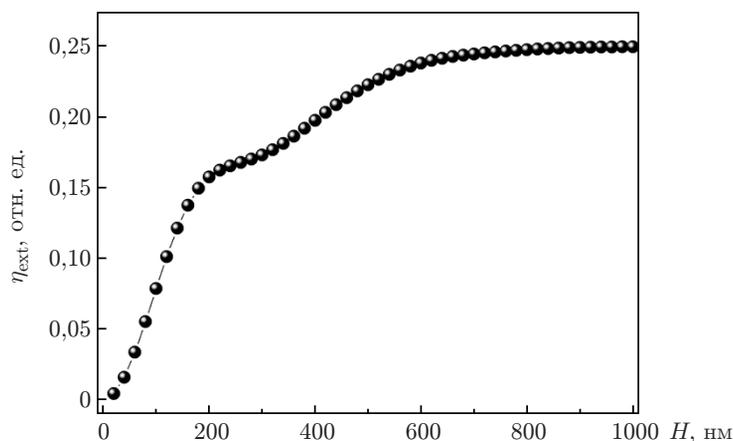


Рис. 3. Зависимость параметра внешней квантовой эффективности  $\eta_{\text{ext}}$  от высоты  $H$  для микролинзы с  $D = 2,4$  мкм

Микролинзы реализовывались с помощью установки, созданной на базе электронного микроскопа JEOL JSM 840, на которой измерялись спектры криогенной КЛ исходной структуры. После определения латеральных координат одиночных КТ проводилась трёхмерная электронная литография и формировались линзоподобные резистивные маски, расположенные над одиночными КТ.

Оптические характеристики изучались методом криогенной микрофотолюминесценции. Для возбуждения люминесценции использовалось излучение перестраиваемого  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ -лазера, работающего в непрерывном режиме, а также в режиме синхронизации мод с длительностью импульса 3 пс. Структуры размещались в He-криостате, задающем температуру  $T = 10$  К. Площадь пятна возбуждающего лазера на поверхности структуры составляла  $\sim 3$  мкм<sup>2</sup>. Люминесценция регистрировалась с помощью тройного монохроматора "TriVista 555" с охлаждаемой матрицей Si-фотоприёмников. Кинетика микрофотолюминесценции фиксировалась первым монохроматором "TriVista 555" и счётчиком фотонов SPCM-AQR-15 фирмы "PerkinElmer".

На рис. 4, *a* представлены спектры стационарной микролюминесценции полностью завершённой микрорезонаторной структуры с микролинзой диаметром  $D = 2,4$  мкм и высотой  $H = 0,4$  мкм. Как видно из рисунка, в спектрах проявляются пики излучения лишь одной квантовой точки. Интерпретация пиков люминесценции КТ проводилась с использованием зависимостей интенсивностей пиков от мощности излучения возбуждающего лазера. При наименьших мощностях возбуждения в спектрах люминесценции в первую очередь проявляются пики экситонов (X) и зависимость их интенсивности от мощности линейна. При бóльших мощностях в спектрах появляются пики биэкситонов (XX), интенсивность которых возрастает по квадратичному закону в зависимости от плотности мощности  $P$  лазера [5, 7, 22].

Использование микрорезонаторов позволяет поднять не только внешнюю квантовую эффективность, но может заметно увеличить и быстродействие излучателя. Это обусловлено эффектом Парселла [5, 7, 23], заключающимся в изменении вероятности спонтанной

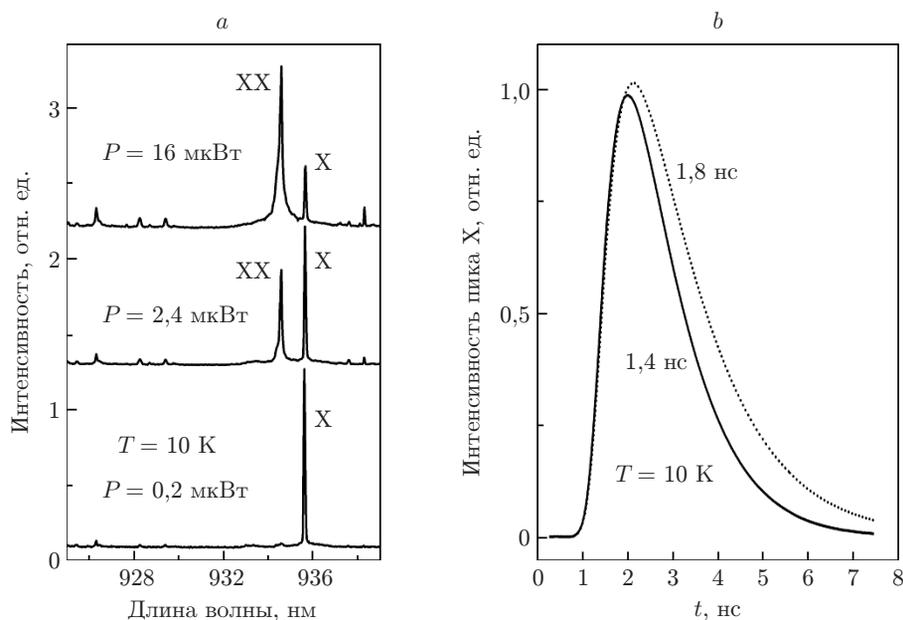


Рис. 4. Спектры микролюминесценции полностью завершённой микрорезонаторной структуры: *a* — стационарная микролюминесценция; *b* — временные зависимости интенсивности экситонных пиков

эмиссии при размещении излучателя (в данном случае квантовой точки) в резонаторе. Снижение времени спонтанной эмиссии  $\tau$  задаётся фактором Парселла  $F_P = \tau_{\text{out}}/\tau_{\text{in}}$  ( $\tau_{\text{in}}$ ,  $\tau_{\text{out}}$  — времена жизни внутри и вне резонатора), который определяется выражением [5, 7]

$$F_P = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V_{\text{eff}}}. \quad (1)$$

Здесь  $V_{\text{eff}}$  — эффективный объём фундаментальной моды;  $Q$  — добротность;  $\lambda$  — резонансная длина волны;  $n$  — показатель преломления среды, образующей микрорезонатор. Расчёт параметров, входящих в (1), проводился с использованием 3D-модели собственных мод [18, 19]. Так, для экспериментально изучаемого микрорезонатора с микролинзой диаметром  $D = 2,4$  мкм и высотой  $H = 0,4$  мкм расчётное значение добротности  $Q = 2 \cdot 10^2$ . Микрорезонатор обеспечивает эффективную локализацию энергии электромагнитного поля, объём моды  $V_{\text{eff}} = 0,19$  мкм<sup>3</sup>, что составляет  $\sim 10(\lambda/n)^3$ . Расчётное значение  $F_P = \tau_{\text{out}}/\tau_{\text{in}} = 1,4$ .

Исследование кинетики люминесценции квантовых точек, помещённых в микрорезонатор и находящихся вне его, демонстрирует проявление эффекта Парселла в исследуемом микрорезонаторе. На рис. 4, *b* представлены временные зависимости интенсивности экситонных пиков для двух КТ при импульсном возбуждении. Одна КТ находится в микрорезонаторе (сплошная кривая), вторая — вне его (точечная кривая). Экспериментально определённые времена жизни экситонов для данных КТ  $\tau_{\text{in}} = 1,4$  нс и  $\tau_{\text{out}} = 1,8$  нс, что задаёт значение  $F_P = 1,3$ , хорошо соответствующее расчётному.

**Заключение.** В данной работе представлены результаты исследования гибридного микрорезонатора на основе полупроводникового брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной КТ (111) InGaAs. Экспериментально продемонстрированы возможность адресации к одиночной квантовой точке, а также эффект Парселла, проявляющийся в уменьшении времени спонтанной эмиссии экситонных состояний КТ, находящейся в микрорезонаторе. Микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H.** Quantum cryptography // *Rev. Mod. Phys.* 2002. **74**, Is. 1. P. 145–196.
2. **The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation** /Eds. D. Bouwmeester, A. K. Ekert, A. Zeilinger. Berlin: Springer-Verlag, 2000. 314 p.
3. **Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N.** Quantum Dot Heterostructures. Chichester: John Wiley & Sons, 1999. 338 p.
4. **Semiconductor Nanostructures** /Ed. D. Bimberg. Berlin — Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. 357 p.
5. **Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts** /Ed. P. Michler. Berlin — Heidelberg: Springer-Verlag, 2003. 352 p.
6. **Self-Assembled Quantum Dots** /Ed. Z. M. Wang. N. Y.: Springer-Verlag, 2008. 468 p.
7. **Гайслер А. В., Ярошевич А. С., Дербезов И. А. и др.** Спектроскопия одиночных квантовых точек InAs // *Автометрия*. 2013. **49**, № 5. С. 93–99.
8. **Lochmann A., Stock E., Schulz O. et al.** Electrically driven single quantum dot polarised single photon emitter // *Electron. Lett.* 2009. **45**, N 11. P. 566–567.

9. **Bimberg D., Stock E., Lochmann A. et al.** Quantum dots for single- and entangled-photon emitters // *IEEE Photon. Journ.* 2009. **1**, Is. 1. P. 58–68.
10. **Heindel T., Kessler C. A., Rau M. et al.** Quantum key distribution using quantum dot single-photon emitting diodes in the red and near infrared spectral range // *New Journ. Phys.* 2012. **14**. 083001.
11. **Benson O., Santori C., Pelton M., Yamamoto Y.** Regulated and entangled photons from a single quantum dot // *Phys. Rev. Lett.* 2000. **84**, Is. 11. P. 2513–2516.
12. **Stevenson R. M., Young R. J., Atkinson P. et al.** A semiconductor source of triggered entangled photon pairs // *Nature*. 2006. **439**. P. 179–182.
13. **Mohan A., Felici M., Gallo P. et al.** Polarization-entangled photons produced with high-symmetry site-controlled quantum dots // *Nature Photon.* 2010. **4**. P. 302–306.
14. **Stevenson R. M., Salter C. L., Nilsson J. et al.** Indistinguishable entangled photons generated by a light-emitting diode // *Phys. Rev. Lett.* 2012. **108**, Is. 4. 040503.
15. **Seguin R., Schliwa A., Germann T. D. et al.** Control of fine-structure splitting and excitonic binding energies in selected individual InAs/GaAs quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2006. **89**, Is. 26. 263109.
16. **Seguin R., Schliwa A., Rodt S. et al.** Quantum-dot size dependence of exciton fine-structure splitting // *Physica E: Low-dim. Syst. and Nanostruct.* 2006. **32**, Is. 1–2. P. 101–103.
17. **Schliwa A., Winkelkemper M., Lochmann A. et al.** In(Ga)As/GaAs quantum dots grown on a (111) surface as ideal sources of entangled photon pairs // *Phys. Rev. B.* 2009. **80**, Is. 16. 161307(R).
18. **JCMwave.** Complete finite element technology for optical simulations. URL: <http://www.jcmwave.com> (дата обращения: 07.02.2017).
19. **Meep FDTD.** Free finite-difference time-domain simulation software package. URL: <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep> (дата обращения: 07.02.2017).
20. **Panyakeow S.** Quantum nanostructures by droplet epitaxy // *Eng. Journ.* 2009. **13**, Is. 1. P. 51–56.
21. **Gong Z., Niu Z. C., Huang S. S. et al.** Formation of GaAs/AlGaAs and InGaAs/GaAs nanorings by droplet molecular-beam epitaxy // *Appl. Phys. Lett.* 2005. **87**, Is. 9. 093116.
22. **Thompson R. M., Stevenson R. M., Shields A. J. et al.** Single-photon emission from exciton complexes in individual quantum dots // *Phys. Rev. B.* 2001. **64**, Is. 20. 201302(R).
23. **Thompson R. M., Stevenson R. M., Shields A. J. et al.** Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid // *Phys. Rev.* 1946. **69**, Is. 1–2. P. 37–38.

*Поступила в редакцию 25 ноября 2016 г.*

---