

Сверхминиатюрные излучатели на основе одиночной (111) In(Ga)As квантовой точки и гибридного микрорезонатора

© И.А. ДЕРЕБЕЗОВ^{1,2}, В.А. ГАЙСЛЕР^{1,3}, А.В. ГАЙСЛЕР¹, Д.В. ДМИТРИЕВ¹, А.И. ТОРОПОВ¹,
S. Fischbach⁴, A. Schlehahn⁴, A. Kaganskiy⁴, T. Heindel⁴, S. Bounouar⁴, S. Rodt⁴, S. Reitzenstein⁴

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

² Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
630102 Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет,
630073 Новосибирск, Россия

⁴ Институт физики твердого тела, Технический университет Берлина,
10623 Берлин, Германия

E-mail: derebezov@isp.nsc.ru

(Получена 27 апреля 2017 г. Принята к печати 12 мая 2017 г.)

Представлены результаты численного моделирования и исследования гибридного микрорезонатора на основе полупроводникового брэгговского отражателя и селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As-квантовой точкой микролинзы. Излучатели на основе гибридного микрорезонатора демонстрируют эффективную накачку одиночной квантовой точки и высокую эффективность вывода излучения. Дизайн микрорезонатора может быть использован для реализации излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

DOI: 10.21883/FTP.2017.11.45089.03

1. Введение

Неклассические источники света, такие как излучатели одиночных фотонов (ИОФ) и излучатели фотонных пар (ИФП), запутанных по поляризации, являются ключевыми элементами квантовых оптических информационных систем [1]. Полупроводниковые структуры на основе самоорганизации квантовых точек (КТ) являются одними из кандидатов для практической реализации источников неклассического света. На основе одиночных самоорганизованных полупроводниковых КТ реализованы эффективные полностью твердотельные ИОФ как с оптической, так и с токовой накачкой [2,3]. Одиночная КТ может быть источником „запутанных“ пар фотонов в процессе каскадной рекомбинации биекситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественной ширины экситонных уровней $\Gamma_X = \hbar/\tau_X$, где τ_X — время жизни экситона. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [4–6]. В КТ, синтезированных на подложках (001) GaAs, расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} , как правило, превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_X . Это обусловлено отклонением формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями, образованием твердых растворов в интерфейсных областях [7,8]. Для уменьшения величины сверхтонкого расщепления экситонных состояний в In(Ga)As КТ, синтезированных на (001) GaAs подложках, различными группами исследователей использовались термический отжиг [9],

внешние напряжения и внешнее электрическое или магнитное поля [9–12]. Все эти подходы являются комплексными и должны решаться для каждой КТ отдельно, поэтому они неэффективны для практической реализации источников пар запутанных фотонов. В отличие от КТ, синтезированных на (001) GaAs подложках, пьезоэлектрический потенциал для КТ, выращенных на (111) GaAs подложках, направлен вдоль направления роста [13] и не понижает симметрию ниже C_{3v} вдоль основания КТ. В этом случае образуются КТ симметрии C_{3v} , в которых, согласно [13,14], расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} может быть подавлено до нулевых значений, и такие КТ являются источниками пар „запутанных“ фотонов [15,16].

При разработке неклассических источников света на основе самоорганизованных КТ особое внимание следует уделять обеспечению высокой внешней квантовой эффективности излучателей. Квантовая эффективность излучателя может быть существенно увеличена при использовании микрорезонаторов. При этом одиночная КТ должна позиционироваться в требуемом пространственном объеме микрорезонатора, где достигается максимум амплитуды стоячей электромагнитной волны. При латеральном характерном размере микрорезонатора, составляющем порядка ~ 1 мкм, использование массивов КТ очень низкой плотности на уровне $\sim 10^8$ см⁻² с большой долей вероятности позволяет в пределах микрорезонатора локализовать только одну КТ. В то же время селективное позиционирование латерального расположения микрорезонатора представляет собой весьма сложную задачу, что связано со случайным расположением само-

организованных КТ по площади структуры. Одним из подходов решения этой задачи является предварительное спектральное исследование структуры, содержащей КТ, что позволяет определить латеральные координаты одиночных КТ. После чего формируются микрорезонаторы, пространственное расположение которых строго увязано с координатами КТ.

В данной работе представлены результаты исследования излучателя одиночных фотонов на основе селективно позиционированного гибридного микрорезонатора. Гибридный микрорезонатор состоит из полупроводникового брэгговского отражателя, размещенного ниже слоя (111) In(Ga)As квантовых точек, и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As квантовой точкой, координаты которой были определены до формирования микролинзы с использованием методики криогенной катодолуминесценции (КЛ) высокого пространственного разрешения.

2. Конструкция и методика изготовления микрорезонатора

Исходная эпитаксиальная структура излучателя синтезировалась с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и состоит из полупроводникового распределенного брэгговского отражателя (РБО) и слоя GaAs, содержащего слой (111) In(Ga)As КТ. РБО образовано 23 периодами чередующихся четвертьволновых слоев 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. Слой GaAs, выращиваемый на поверхности РБО, имеет толщину 2λ , содержащий (111) In(Ga)As КТ низкой плотности, расположен внутри слоя GaAs на расстоянии $\lambda/2$ от РБО. Также внутри слоя GaAs на расстоянии λ от РБО расположен 10-нанометровый слой $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, препятствующий диффузии фотовозбужденных носителей к поверхности структуры. Профили показателя преломления $n(z)$ и квадрата амплитуды электрического поля световой волны $E^2(z)$ для исследуемой структуры представлены на рис. 1 (расположение слоя, содержащего In(Ga)As КТ, совпадает с максимумом поля стоячей волны).

Формирование микролинз осуществлялось при помощи установки, созданной на базе электронного микроскопа. Эта установка совмещает в себе возможности измерения спектров криогенной КЛ с высоким пространственным разрешением и проведение электронной литографии. Начальным этапом формирования микролинз являлось определение координат одиночных КТ, для этого производилось сканирование электронным пучком участка структуры и измерение спектров криогенной КЛ и автокорреляционных зависимостей. На рис. 2 приведен пример спектра КЛ, полученного при сканировании структуры, в котором доминирует излучение одиночной КТ. На вставке приведена автокорреляционная зависимость экситонной линии отобранной одиночной КТ.

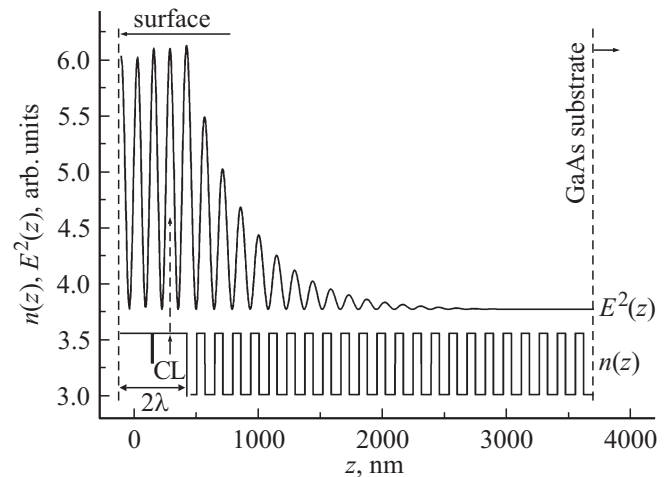


Рис. 1. Профили показателя преломления $n(z)$ и квадрата амплитуды электрического поля световой волны $E^2(z)$.

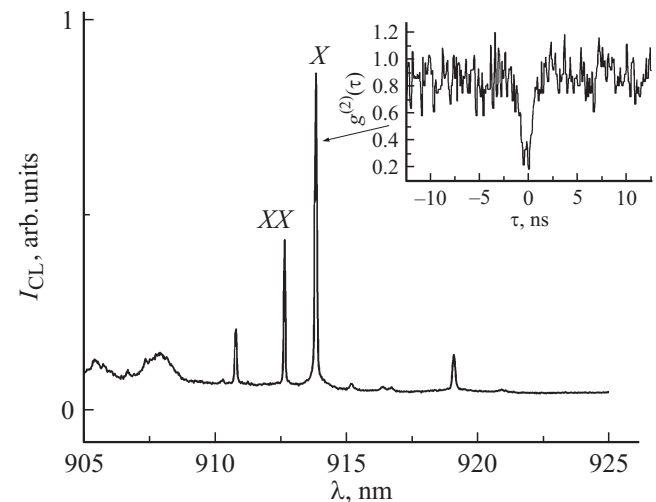


Рис. 2. Спектр катодолуминесценции, на вставке приведена корреляционная зависимость (g^2) экситонной линии (X).

Значение параметра $g^2(\tau) \approx 0.3$ (ниже 0.5), что свидетельствует об однофотонном характере излучения. Следующим этапом являлось проведение 3D электронной литографии с целью формирования резистивной маски, имеющей линзоподобную форму и расположенной согласно определенным координатам одиночной КТ. При проведении этой процедуры электронный луч микроскопа с тщательно контролируемой мощностью описывал концентрические окружности, центр которых задавался координатами одиночной КТ. После удаления неэкспонированного резиста осуществлялось плазмо-химическое травление структуры. Так как скорости травления резистивной маски, имеющей линзоподобную форму, и GaAs примерно равны, то при травлении форма маски передавалась полупроводниковому материалу. После травления на поверхности структуры формировалась GaAs-микролинза контролируемого размера, расположенная

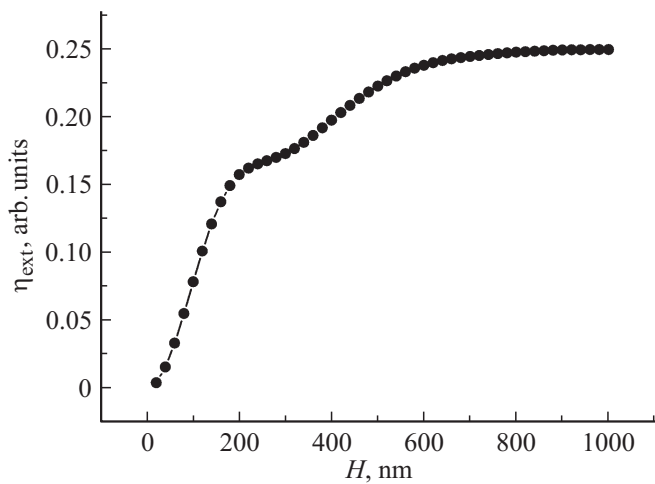


Рис. 3. Зависимость параметра внешней квантовой эффективности η_{ext} от высоты микролинзы H для микролинзы с $D = 2.4$ мкм.

над выбранной одиночной КТ. Диаметр линзы D и ее высота H могли варьироваться в определенных пределах, типичные значения составляли ~ 2.5 и ~ 0.5 мкм соответственно.

Использование селективно позиционированной микролинзы позволяет увеличить внешнюю квантовую эффективность η_{ext} излучателя. Низкое значение внешней квантовой эффективности излучателя на основе одиночной КТ задается 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. Расчет значения внешней квантовой эффективности излучателя η_{ext} в зависимости от характеристик микролинзы проводился с использованием численного решения системы уравнений Максвелла 3D [17,18]. На рис. 3 представлена зависимость $\eta_{\text{ext}}(H)$ для микролинзы с $D = 2.4$ мкм. Из рисунка видно, что по мере увеличения кривизны линзы внешняя квантовая эффективность η_{ext} возрастает от очень низких значений и достигает уровня 20–25% при $H \geq 0.5$ мкм.

3. Экспериментальные результаты

По описанной выше методике были изготовлены гибридные микрорезонаторы, содержащие одиночные (111) InGaAs КТ. Исходные структуры синтезировались на 2° отклоненных подложках (111)В GaAs на установке МЛЭ Riber C21. На поверхности (111)В GaAs-подложки выращивался буферный слой GaAs толщиной 300 нм, после чего проводился рост 23 периодов РБО. Слои $\lambda/4$ GaAs (66 нм) синтезировались при температуре подложки 550°C , а $\lambda/4$ слои $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ (77 нм) выращивались при температуре подложки 640°C . По завершении роста РБО синтезировался слой GaAs толщиной 2λ (~ 530 нм). Внутри слоя GaAs содержится слой (111)

In(Ga)As КТ малой плотности, который выращивался по механизму „капельной“ эпитаксии [19,20]. На поверхности GaAs осаждалось ~ 2 монослоя In без потока As при температуре 496°C , после чего в потоке As производилась кристаллизация капель In и формирование In(Ga)As КТ.

Формирование микролинзовых структур производилось с использованием установки, созданной на базе электронного микроскопа JEOL JSM 840, на которой проводилось измерение спектров криогенной КЛ исходной структуры, и после определения латеральных координат одиночных КТ проводились 3D электронная литография и формирование линзоподобных резистивных масок, расположенных над одиночными КТ [21]. На рис. 4 представлен профиль GaAs-микролинзы, данные получены с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ).

Исследование оптических характеристик производилось с использованием методики криогенной микрофотолюминесценции. Возбуждение люминесценции осуществлялось с использованием излучения перестраиваемого Ti:Al₂O₃-лазера, работающего в непрерывном режиме, а также в режиме синхронизации мод с длительностью импульса 3 пс. Структуры размещались в Не-криостате ($T = 10$ К). Площадь пятна возбуждающего лазера на поверхности структуры составляла ~ 3 мкм². Люминесценция регистрировалась с помощью тройного монохроматора „TriVista-555“ с охлаждаемой матрицей Si-фотоприемников. Для регистрации кинетики микрофотолюминесценции использовались первый монохроматор „TriVista-555“ и счетчик фотонов PerkinElmer SPCM-AQR-15.

В спектрах микролюминесценции полностью завершенной микрорезонаторной структуры с микролинзой диаметром $D = 2.4$ мкм и высотой $H = 0.4$ мкм отчетливо проявляются пики излучения только одной КТ. 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 (рис. 2), зависимость их интенсивности от мощности линейна. При больших мощностях в спектрах

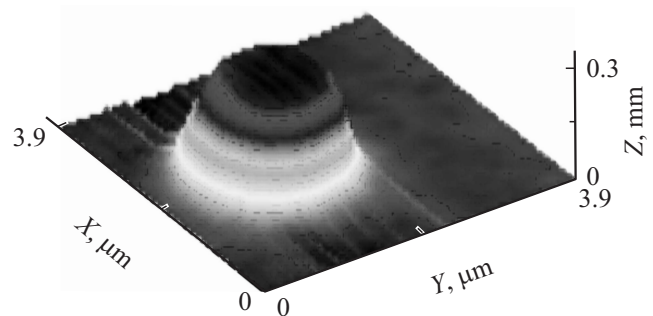


Рис. 4. Профиль микролинзы.

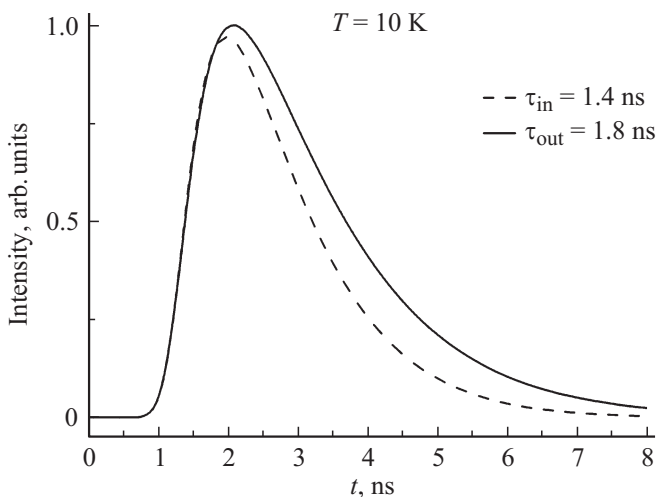


Рис. 5. Временные зависимости интенсивности экситонных пиков для двух КТ.

появляются пики биэкситонов ХХ (рис. 2), интенсивность которых возрастает по квадратичному закону от плотности мощности лазера [22].

При использовании микрорезонаторов увеличивается не только внешняя квантовая эффективность, но может заметно увеличиваться быстродействие излучателя. Это обусловлено эффектом Парселла [23], который заключается в изменении вероятности спонтанной эмиссии при размещении излучателя (квантовой точки в данном случае) в резонаторе. Снижение времени спонтанной эмиссии задается фактором Парселла $F_P = \tau_{out}/\tau_{in}$, где τ_{in} , τ_{out} — времена жизни внутри и вне резонатора. Фактор Парселла F_P задается выражением [24,25]

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

где V_{eff} — эффективный объем фундаментальной моды, Q — добротность, λ — резонансная длина волны, n — показатель преломления среды, образующей микрорезонатор. Для реализованного микрорезонатора с микролинзой диаметром $D = 2.4$ мкм и высотой $H = 0.4$ мкм расчетное значение добротности составляет $Q = 2 \cdot 10^2$. Микрорезонатор обеспечивает локализацию энергии электромагнитного поля, объем моды $V_{eff} = 0.19$ мкм³, что составляет $\sim 10(\lambda/n)^3$. Расчетное значение $F_P = \tau_{out}/\tau_{in} = 1.4$.

Исследование кинетики люминесценции КТ, помещенных в микрорезонатор и находящихся вне его, демонстрирует проявление эффекта Парселла в реализованном микрорезонаторе. Временные зависимости интенсивности экситонных пиков для двух КТ при импульсном возбуждении приведены на рис. 5. Излучатель содержит одиночную КТ (сплошная линия на рис. 5), которая располагается вне пределов микрорезонатора (штриховая линия). Экспериментально определенные времена жизни экситонов для данных КТ составляют $\tau_{in} = 1.4$ нс

и $\tau_{out} = 1.8$ нс, что задает значение $F_P = 1.3$, хорошо соответствующее расчетному.

4. Заключение

В данной работе представлены результаты исследования гибридного микрорезонатора. Экспериментально продемонстрированы возможность адресации к одиночной КТ, 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 излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-52-12023.

Список литературы

- [1] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden. Rev. Mod. Phys., **74** (1), 145 (2002).
- [2] В.А. Гайслер, А.В. Гайслер, И.А. Дербезов и др. ФТП, **49** (1), 35 (2015).
- [3] A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz et al. Electron. Lett., **45** (13), 566 (2009).
- [4] O. Benson et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 2513 (2000).
- [5] D. Bimberg, E. Stock, A. Lochmann et al. IEEE Photon. J., **1** (1), 58 (2009).
- [6] А.В. Гайслер, И.А. Дербезов, А.С. Ярошевич и др. Письма ЖЭТФ, **97**, 313 (2013).
- [7] R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt et al. Phys. Rev. Lett., **95**, 257402 (2005).
- [8] R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt et al. Physica E, **32**, 101 (2006).
- [9] R. Seguin, A. Schliwa, T.D. Germann et al. Appl. Phys. Lett., **89**, 263109 (2006).
- [10] S. Seidl, M. Kroner, A. Högele et al. Appl. Phys. Lett., **88**, 203113 (2006).
- [11] K. Kowalik, O. Krebs, A. Lemaître et al. Appl. Phys. Lett., **86**, 041907 (2005).
- [12] R.M. Stevenson, R.J. Young, P. Atkinson et al. Nature, **439**, 179 (2006).
- [13] M. Povolotskyi, A. Di Carlo, S. Birner. Phys. Status Solidi C, **1** (6), 1511 (2004).
- [14] R. Singh, G. Bester. Phys. Rev. Lett., **103**, 063601 (2009).
- [15] A. Schliwa, M. Winkelkemper, A. Lochmann et al. Phys. Rev. B, **80**, 161307 (2009).
- [16] A.Mohan, M. Felici, P. Gallo et al. Nature Photonics, **4**, 302 (2010).
- [17] JCMwave. JCMwave — complete finite element technology for optical simulations. <http://www.jcmwave.com>.
- [18] Meep FDTD, <http://ab-initio.mit.edu/meep>.
- [19] S. Panyakeow. Engin. J., **13** (1), 51 (2009).
- [20] Z. Gong, Z.C. Niu, S.S. Huang et al. Appl. Phys. Lett., **87**, 093116 (2005).
- [21] M. Gschrey, A. Thoma, P. Schnauber et al. Nature Commun., **6**, 1 (2015).

- [22] R.M. Thompson, R.M. Stevenson, A.J. Shields et al. *Phys. Rev. B*, **64**, 201302 (2001).
- [23] E. Purcell, H. Torrey, R. Pound. *Phys. Rev.*, **69** (1–2), 37 (1946).
- [24] P. Michler. *Single Quantum Dots, Fundamentals, Applications and New Concepts* (Berlin, Springer Verlag, 2003).
- [25] P. Michler. *Single Semiconductor Quantum Dots* (Berlin, Springer Verlag, 2009).

Редактор А.Н. Смирнов

Subminiature emitters based on single (111) In(Ga)As quantum dot and hybrid microcavity

I.A. Derebezov^{1,2}, *V.A. Gaisler*^{1,3}, *A.V. Gaisler*¹,
*D.V. Dmitriev*¹, *A.I. Toropov*¹, *S. Fischbach*⁴,
*A. Schlehahn*⁴, *A. Kaganskiy*⁴, *T. Heindel*⁴,
*S. Bounouar*⁴, *S. Rodt*⁴, *S. Reitzenstein*⁴

¹ Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

² Siberian State University of Telecommunications
and Information Science,
630102 Novosibirsk, Russia

³ Novosibirsk State Technical University,
630073 Novosibirsk, Russia

⁴ Technische Universität Berlin,
Institut für Festkörperphysik
Eugene–Wigner–Gebäude,
D-10623 Berlin, Federal Republic of Germany

Abstract The results of the numeric simulation and investigated of hybrid microcavity based on semiconductor distributed Bragg reflector and selectively positioned, above a single (111) In(Ga)As quantum dot, microlenses are present. Emitter shows effective pumping of single quantum dot and high photon extraction efficiency. Design of the hybrid microcavity can be use in entangled photon emitters based on semiconductor single quantum dot.