

Неклассические источники света на основе селективно позиционированных микролинзовых структур и (111) In(Ga)As квантовых точек

© И.А. ДЕРЕБЕЗОВ^{1,2}, В.А. ГАЙСЛЕР^{1,3}, А.В. ГАЙСЛЕР¹, Д.В. ДМИТРИЕВ¹, А.И. ТОРОПОВ¹,
M. von Helversen⁴, C. de la Haye⁴, S. Bounouar⁴, 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 университет, 630090 Новосибирск, Россия

⁴ Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, 10623 Berlin, Federal Republic of Germany

E-mail: derebezov@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2019 г.

Принята к публикации 29 апреля 2019 г.

Представлены результаты исследования оптических характеристик неклассических источников света на основе селективно-позиционированных микролинзовых структур и одиночных (111)In(Ga)As-квантовых точек, выращенных на подложке (111)В GaAs. Однофотонный характер излучения подтвержден измерением и анализом корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$; $g^{(2)}(0) = 0.07$. Исследована тонкая структура экситонных состояний (111) In(Ga)As-квантовых точек. Показано, что в интервале энергий 1.320–1.345 эВ величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий, что представляет интерес для разработки излучателей фотонных пар на их основе.

Ключевые слова: квантовые точки, источники одиночных фотонов, источники фотонных пар, тонкая структура экситонных состояний.

DOI: 10.21883/FTP.2019.10.48286.32

1. Введение

Излучатели одиночных фотонов (ИОФ) и излучатели фотонных пар (ИФП), запутанных по поляризации, являются ключевыми элементами 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) [3–9]. На основе одиночных полупроводниковых КТ разрабатываются твердотельные ИОФ как с оптической, так и с токовой накачкой [8,9]. Одиночные КТ могут являться и излучателями пар запутанных фотонов, что происходит в процессе каскадной рекомбинации биекситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней $\Gamma_X = \hbar/\tau_X$, где τ_X — время жизни экситона [5,8,9]. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [8,9]. В реальных КТ, выращенных на подложках с ориентацией (001), расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} , как правило, многократно превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_X , что обусловлено отклонением формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряже-

ниями [8,9]. Это является основным препятствием в создании излучателей фотонных пар с запутанной поляризацией на основе КТ. Одним из вариантов решения данной проблемы является использование КТ, выращенных на подложках с ориентацией (111). В этом случае образуются КТ симметрии C_{3v} , в которых, согласно данным работы [10], расщепление экситонных состояний ΔE_{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. Квантовая эффективность может быть существенно увеличена при использовании микрорезонаторов, содержащих одиночную квантовую точку. Можно отметить две основные проблемы при создании таких микрорезонаторов. Микрорезонатор должен содержать лишь одну КТ. Кроме того, КТ должна быть позиционирована в необходимом пространственном участке микрорезонатора, где достигается максимум амплитуды стоячей электромагнитной волны. При характерном размере микрорезонатора ~ 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 расположением самоорганизован-

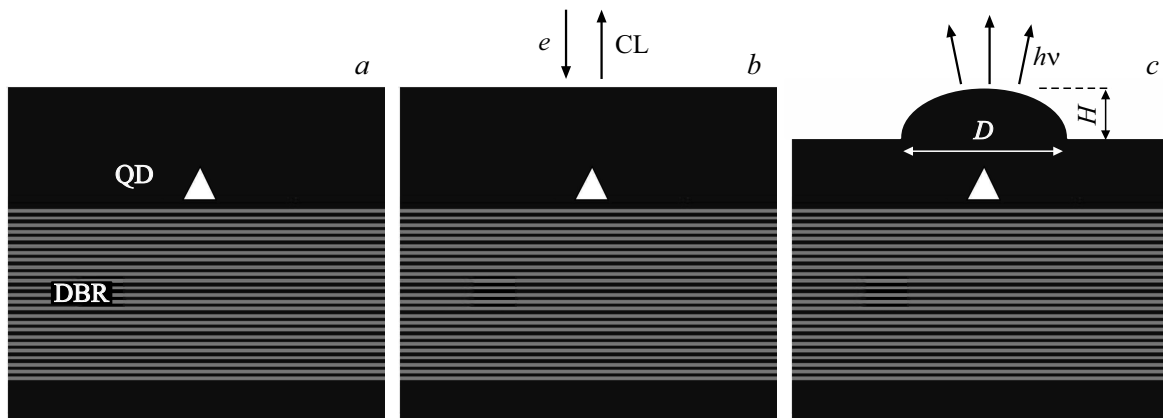


Рис. 1. Схема изготовления микрорезонатора: исходная структура (a); определение координат КТ методом криогенной КЛ (b); полностью завершённая микрорезонаторная структура (c).

ных КТ по площади структуры. Одним из возможных подходов в решении данной проблемы представляется 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, расположение которых строго увязано с полученными координатами КТ.

В данной работе представлены результаты исследования микрорезонатора, изготовленного согласно вышеизложенной схеме. Резонатор 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 катодоллюминесценции (КЛ) высокого пространственного разрешения.

2. Конструкция и методика изготовления микрорезонатора

Исходная структура микрорезонатора выращивается с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и состоит из полупроводникового распределенного брэгговского отражателя (РБО) и слоя GaAs, содержащего слой (111) InGaAs КТ. Схематически эта структура представлена на рис. 1, a, на котором КТ (QD) обозначена треугольником. РБО (DBR) содержит 23 периода 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 . Внутри этого слоя на расстоянии $\lambda/2$ от РБО располагается слой КТ. Также внутри слоя GaAs на расстоянии λ от РБО расположен 10-нм слой $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$, препятствующий диффузии фотовозбужденных носителей к поверхности структуры.

Микролинзы формировались при помощи установки, созданной на базе электронного микроскопа, совмещающей в себе возможности измерения спектров криогенной КЛ с высоким пространственным разрешением и проведения электронной литографии. Первый этап формирования микролинз заключался в определении латеральных координат одиночных КТ, представляющих интерес для создания ИОФ и ИФП. Для чего осуществлялось сканирование электронным пучком (e) участка структуры и измерение спектров криогенной КЛ (CL) (рис. 1, b). На следующем этапе осуществлялась 3D электронная литография с целью формирования резистивной маски, имеющей линзоподобную форму и расположенной согласно определенным координатам одиночной КТ. Для проведения этой процедуры электронный луч микроскопа с тщательно контролируемой мощностью описывает концентрические окружности, центр которых задается координатами одиночной КТ. После удаления неэкспонированного резиста осуществляется плазмохимическое травление структуры. Так как скорости травления резистивной маски, имеющей линзоподобную форму, и GaAs примерно равны, то при травлении форма маски передается полупроводниковому материалу. В результате на поверхности структуры формируется GaAs-микролинза контролируемого размера, расположенная над выбранной одиночной КТ. На рис. 1, c приведено схематическое изображение полностью завершённого гибридного микрорезонатора, содержащего РБО и GaAs-микролинзу, расположенную над одиночной КТ. Диаметр (D) и высота (H) микролинзы могли варьироваться в определенных пределах, типичные значения составляли ~ 2.5 и ~ 0.5 мкм соответственно.

В отсутствие микролинзы на поверхности структуры внешняя квантовая эффективность излучателя η_{ext} очень низка. Это 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 3D модели собственных мод [11,12]. Результаты расчетов показывают, 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

Полученные структуры исследовались с использованием методики криогенной микрофотолюминесценции. Площадь пятна возбуждающего лазера на поверхности структуры составляла 3 мкм². Для оптического возбуждения люминесценции использовалось излучение перестраиваемого Ti:Al₂O₃-лазера, работающего в непрерывном режиме. Люминесценция регистрировалась с использованием тройного монохроматора „TriVista-555“ с охлаждаемой матрицей Si фотоприемников. Статистика излучения одиночных КТ изучалась с использованием интерферометра Хэнбери Брауна–Твисса (ХБТ), который был собран по классической схеме [8,9]. Излучение КТ, проходя первый монохроматор „TriVista-555“, направлялось на светоделительную неполяризирующую призму „50/50“, которая разделяла падающий световой поток строго поровну. Излучение в каждом из каналов регистрировалось счетчиками фотонов на основе Si лавинных фотодиодов „PerkinElmer SPCM-AQRH-15“, временные характеристики излучения анализировались с использованием счетчика совпадений „PicoHarp 300“. Величина расщепления экситонных состояний ΔE_{FS} определялась из поляризационных измерений, в которых использовались: фиксированный линейный поляризатор, расположенный непосредственно перед входной щелью монохроматора, и вращающаяся $\lambda/2$ пластина.

В спектрах люминесценции полученных микролинзовых структур отчетливо проявляются пики излучения одиночной InGaAs КТ (рис. 2, *a*). Интерпретация пиков проводилась на основе зависимостей интенсивностей пиков от мощности излучения лазера. При наименьших мощностях возбуждения в спектрах люминесценции в первую очередь появляются пики экситонов *X* и зависимость их интенсивности от мощности линейна. При больших мощностях в спектрах появляются пики биэкситонов *XX*, интенсивность которых возрастает по квадратичному закону от плотности мощности лазера [8,9]. Спектр люминесценции, представленный на рис. 2, *a*), содержит пики экситона *X* и биэкситона *XX* одиночной InGaAs КТ, размещенной в микролинзовом резонаторе.

Статистика излучения анализировалась на основе измерения парных фотонных корреляций, получаемых с помощью интерферометра ХБТ. Измерялся коррелятор 2-го порядка, или коррелятор интенсивностей *I*:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t+\tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle}. \quad (1)$$

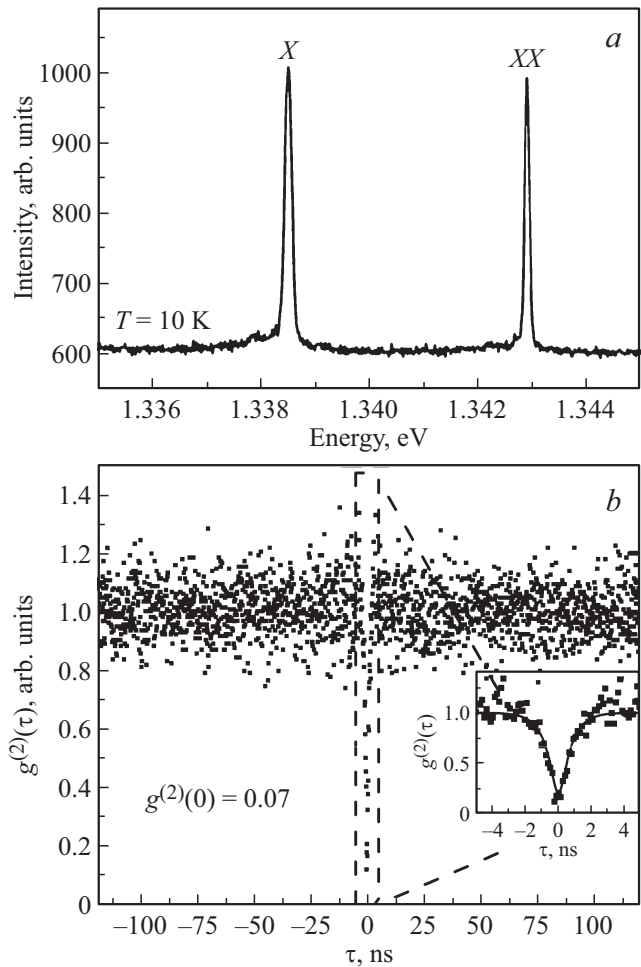


Рис. 2. Спектр микролюминесценции одиночной КТ, содержащий пики экситона *X* и биэкситона *XX* (*a*); нормированная корреляционная функция 2-го порядка для экситонной линии одиночной (111) InGaAs КТ, расположенной в микрорезонаторе (*b*). На вставке — фрагмент корреляционной функции для малых значений τ .

В (1) угловые скобки означают усреднение по ансамблю, τ — время задержки в регистрируемой паре фотонов, задаваемое электронным блоком интерферометра ХБТ.

На рис. 2, *b* представлена зависимость $g^{(2)}(\tau)$, измеренная для экситонного пика *X* (рис. 2, *a*) одиночной (111) In(Ga)As КТ. При $\tau = 0$ зависимость $g^{(2)}(\tau)$ имеет отчетливый минимум, $g^{(2)}(0) = 0.07$, что демонстрирует ярко выраженный однофотонный характер излучения и перспективность использования данного типа микрорезонаторов для разработки излучателей одиночных фотонов на основе полупроводниковых квантовых точек.

Как уже отмечалось, идеальные КТ с вырожденными по энергии экситонными состояниями ($\Delta E_{FS} = 0$) и КТ с малым расщеплением экситонных состояний ($\Delta E_{FS} \approx \Gamma_X$) могут служить источниками пар запутанных фотонов. При выполнении этих условий в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона излуча-

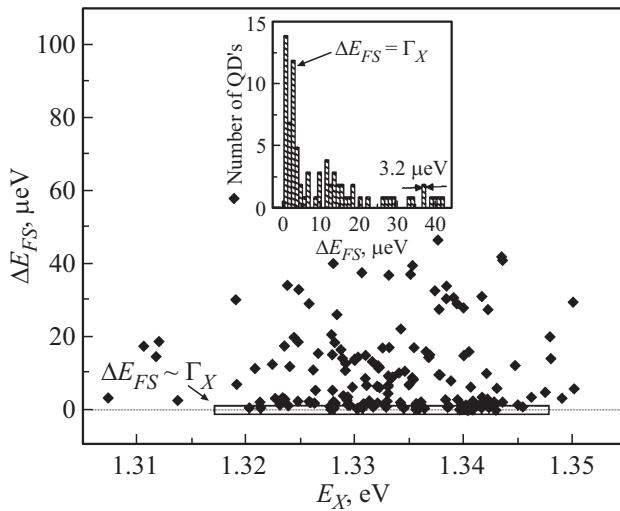


Рис. 3. Параметр расщепления экситонных состояний ΔE_{FS} для 100 одиночных (111) In(Ga)As КТ. Прямоугольной рамкой выделены экспериментальные точки, для которых значение ΔE_{FS} сравнимо с естественной шириной экситонных состояний Γ_X .

ются пары фотонов, запутанных по поляризации. Время жизни экситона τ_X для In(Ga)As КТ при криогенных температурах составляет $\sim 10^{-9}$ с, это задает ширину экситонного пика X на уровне 10^{-6} эВ. Таким образом, для разработки источника фотонных пар представляют интерес In(Ga)As КТ, в которых величина ΔE_{FS} не превышает нескольких мкэВ. Для поиска КТ, отвечающих данному требованию, погрешность определения ΔE_{FS} должна находиться также на уровне единиц мкэВ. В данной работе спектральное положение пиков люминесценции одиночных (111) In(Ga)As КТ определялось на основе аппроксимации экспериментальных спектров микролюминесценции контурами Лоренца. После чего определялось положение пика люминесценции исследуемой одиночной (111) In(Ga)As КТ как функция угла поляризатора, для чего перед входной щелью монохроматора устанавливались линейно поляризованный фильтр и четвертьволновая пластина. Поляризационные спектры микролюминесценции регистрировались с шагом в 2° линейного поляризатора и аппроксимировались контурами Лоренца. С использованием данной процедуры погрешность в определении параметра ΔE_{FS} составляла $\sigma_{FS} = \pm 1.6$ мкэВ, что сравнимо с естественной шириной экситонных пиков Γ_X . Параметр расщепления экситонных состояний ΔE_{FS} был определен для 100 одиночных (111) In(Ga)As КТ, экспериментальные результаты приведены на рис. 3. Важной особенностью полученных данных является наличие группы КТ с энергией экситонов в интервале 1.320–1.345 эВ, для которых ΔE_{FS} близка к нулю или сравнима с естественной шириной экситонных уровней Γ_X . На рис. 3 эта группа КТ отмечена прямоугольной рамкой. На вставке к рис. 3 приведена гистограмма распределения числа КТ по ΔE_{FS}

для интервала ΔE_{FS} от 0 до 40 мкэВ, ширина столбца сравнима с естественной шириной экситонных уровней Γ_X . Как видно из гистограммы, максимум распределения приходится на КТ с $\Delta E_{FS} = 3.2$ мкэВ. Очевидно, что данная выборка КТ представляет большой интерес для создания излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе (111) In(Ga)As КТ.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе представлены результаты исследования микрорезонатора на основе полупроводникового брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As КТ. Продемонстрирован однофотонный характер излучения с $g^{(2)}(0) = 0.07$. Исследована тонкая структура экситонных состояний одиночных (111) In(Ga)As КТ и показано, что в диапазоне энергий 1.320–1.345 эВ величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий. Разработанный микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных КТ.

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden. *Rev. Mod. Phys.*, **74** (1), 145 (2002).
- [2] D. Bouwmeester, A.K. Ekert, A. Zeilinger. *The Physics of Quantum Information* (Berlin, Springer, 2000).
- [3] В.А. Гайслер, А.В. Гайслер, А.С. Ярошевич, И.А. ДЕРЕБЕЗОВ, М.М. Качанова, Ю.А. Живодков, Т.А. Гаврилова, А.С. Медведев, Л.А. Ненашева, К.В. Грачев, В.К. Сандырев, А.С. Кожухов, В.М. Шаяхметов, А.К. Калагин, А.К. Бакаров, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, А.Л. Асеев. *ФТП*, **49** (1), 35 (2015).
- [4] A. Lochmann, E. Stock, J.A. Tofflinger, W. Unrau, A. Tоропов, A. Bakarov, V. Haisler, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **45** (13), 566 (2009).
- [5] O. Benson, C. Santori, M. Pelton, Y. Yamamoto. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2513 (2000).
- [6] D. Bimberg, E. Stock, A. Lochmann, A. Schliva, J.A. Tofflinger, W. Unrau, M. Munnix, S. Rodt, V.A. Haisler, A.I. Toropov, A. Bakarov. *IEEE Photon. J.*, **1** (1), 58 (2009).
- [7] А.В. Гайслер, И.А. ДЕРЕБЕЗОВ, А.С. ЯРОШЕВИЧ, А.К. КАЛАГИН, А.К. БАКАРОВ, А.И. ТОРОПОВ, Д.В. ЩЕГЛОВ, В.А. ГАЙСЛЕР, А.В. ЛАТЫШЕВ, А.Л. АСЕЕВ. *Письма ЖЭТФ*, **97**, 313 (2013).

- [8] P. Michler. *Single Quantum Dots, Fundamentals, Applications and New Concepts* (Berlin, Springer Verlag, 2003).
- [9] P. Michler. *Single Semiconductor Quantum Dots* (Berlin, Springer-Verlag, 2009).
- [10] A. Schliwa, M. Winkelkemper, A. Lochmann, E. Stock, D. Bimberg. *Phys. Rev. B*, **80**, 161307 (2009).
- [11] P. Bienstman, R. Baets, J. Vukusic, A. Larsson, M.J. Noble, M. Brunner, K. Gulden, P. Debernardi, L. Fratta, G.P. Bava, M. Wenzel, B. Klein, O. Conradi, R. Pregla, S.A. Riyopoulos, J.-F.P. Seurin, L.Ch. Shun. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37**, 1618 (2001).
- [12] CAMFR: CAvity Modelling FRamework (<http://camfr.sourceforge.net/>)

Редактор А.Н. Смирнов

Non-classical light sources based on selectively positioned deterministic microlenses structures and (111) In(Ga)As quantum dots

I.A. Derebezov^{1,2}, V.A. Gaisler^{1,3}, A.V. Gaisler¹, D.V. Dmitriev¹, A.I. Toropov¹, M. von Helversen⁴, C. de la Haye⁴, S. Bounouar⁴, S. Reitzenstein⁴

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 University,
630090 Novosibirsk, Russia

⁴ Institut für Festkörperphysik,
Technische Universität Berlin,
10623 Berlin, Federal Republic of Germany

Abstract Hybrid microcavity for single quantum dot based emitters has been developed and realized. The microcavity consists of semiconductor distributed Bragg reflector and microlens, which is selectively positioned over a single (111) In(Ga)As quantum dot. We have demonstrated pure single photon emission with $g^{(2)}(0) = 0.07$. The fine structure of exciton states of (111) In(Ga)As quantum dots is studied. It is shown that the splitting of exciton states is comparable with the natural width of exciton lines, which is of great interest for the design of emitters of pairs of entangled photons on the basis of these quantum dots.