

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 621.3.049.77

СПЕКТРОСКОПИЯ ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК AlInAs^*

И. А. Дерезев, А. В. Гайслер, В. А. Гайслер,
Д. В. Дмитриев, А. И. Торопов, А. С. Кожухов,
Д. В. Щеглов, А. В. Латышев, А. Л. Асеев

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: derebezov@isp.nsc.ru*

На основе твёрдых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ исследована система квантовых точек. Применение широкозонных твёрдых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ в качестве основы квантовых точек позволяет существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. Методом криогенной микрофотолуминесценции изучены оптические характеристики одиночных квантовых точек $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, выращенных по механизму Странского — Крастанова. С использованием интерферометра Хэнбери Брауна — Твисса изучена статистика излучения экситонных состояний одиночных квантовых точек. Функция парных фотонных корреляций отчётливо демонстрирует субпуассоновский характер статистики излучения, что является прямым подтверждением возможности создания излучателей одиночных фотонов на основе квантовых точек $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$. На участке длин волн вблизи 770 нм исследована тонкая структура экситонных состояний квантовых точек. Показана величина расщепления экситонных состояний, сравнимых с естественной шириной экситонных линий, что представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе квантовых точек $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$.

Ключевые слова: полупроводниковые квантовые точки, экситон, биэкситон, тонкая структура экситонных состояний, субпуассоновская статистика, излучатели одиночных фотонов, излучатели фотонных пар, запутанных по поляризации.

DOI: 10.15372/AUT20180208

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]. Один из перспективных вариантов практической реализации данных излучателей — 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 [8–11]. Одиночные КТ могут являться и излучателем 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 ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней $\Gamma_X = h/\tau_X$, где τ_X — время жизни экситона [7, 12–15]. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [7, 12]. 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

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-22-00143).

обусловлено отклонением формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями [7, 16–18]. Это является главным препятствием в создании излучателей фотонных пар с запутанной поляризацией на основе КТ. Исследование факторов, задающих величину ΔE_{FS} , а также условий, при которых расщепление экситонных состояний подавляется до уровня Γ_X , актуально для разработки ИФП на базе полупроводниковых КТ.

К настоящему моменту времени наиболее изученной является система квантовых точек InAs, уникальная особенность которой — широкий спектральный диапазон, достигающий ~ 400 нм и включающий в себя первый и второй телекоммуникационные стандарты ($\sim 0,9$ и $1,3$ мкм). С использованием одиночных КТ InAs продемонстрировано однофотонное излучение и излучение пар запутанных фотонов на длинах волн вблизи первого телекоммуникационного стандарта [5, 7, 8–17].

Расширение спектрального диапазона излучения квантовых точек в коротковолновую область представляет интерес как для исследований физики новых низкоразмерных полупроводниковых систем, так и для создания источников излучения систем атмосферной или аэрокосмической квантовой криптографии. Оптимальным участком длин волн для данных систем признан участок вблизи 770 нм [1], что обусловлено максимальной чувствительностью кремниевых фотоприёмников в данном диапазоне, минимальным поглощением атмосферного слоя и минимальными флуктуациями локального показателя преломления воздушной среды, что необходимо для сохранения поляризации фотонов.

Целью данной работы является исследование механизмов формирования и оптических характеристик квантовых точек на основе твёрдых растворов $Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$ спектрального диапазона излучения в области 770 нм, представляющего интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии.

Структуры и методики исследования. Исследованные структуры выращивались на установке молекулярно-лучевой эпитаксии Riber C21 на двухдюймовых подложках GaAs с ориентацией (001). На поверхности подложки синтезировался буферный слой GaAs толщиной 0,3 мкм. Структура содержала два слоя $Al_{0,7}Ga_{0,3}As$ по 40 нм, препятствующих диффузии фотовозбуждённых носителей заряда, и слой $Al_yGa_{1-y}As$ 200 нм, находящийся между ними. В середине этого слоя, поглощающего большую часть мощности возбуждающего лазера, находился слой квантовых точек $Al_xIn_{1-x}As$. На верхнем слое $Al_{0,7}Ga_{0,3}As$ выращивался слой $Al_yGa_{1-y}As$ 10 нм, на поверхности которого синтезировался ещё один слой КТ $Al_xIn_{1-x}As$, предназначенный для проведения исследования методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Были изучены КТ $Al_xIn_{1-x}As$ в интервале $x = 0-0,3$ с шагом 0,05. При этом состав слоёв $Al_yGa_{1-y}As$ задавался согласно $y \approx 1,7x$. При увеличении в составе алюминия x рассогласование параметров решётки пары $Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$ снижается с 7 % ($x = 0$) до 5,1 % ($x = 0,3$) [19], однако и такого рассогласования (5,1 %) вполне достаточно для образования массивов КТ по механизму Странского — Крастанова [3–7]. Слои КТ $Al_xIn_{1-x}As$ выращивались по механизму Странского — Крастанова при температуре $T = 505$ °С. На поверхности $Al_yGa_{1-y}As$ выращивался слой $Al_xIn_{1-x}As$ критической толщины (~ 2 монослоя (МС)), по достижении которой начинал формироваться массив самоорганизованных КТ $Al_xIn_{1-x}As$. Скорость роста слоёв $Al_xIn_{1-x}As$ составляла 0,045 МС/с. Момент перехода от двухмерного механизма роста к трёхмерному контролировался методом дифракции быстрых электронов. По достижении критической толщины процесс роста $Al_xIn_{1-x}As$ прекращался и в течение времени τ_{GI} формировался массив КТ $Al_xIn_{1-x}As$ по механизму Оствальда [20–23], после чего слой КТ $Al_xIn_{1-x}As$ зарастивался слоем $Al_yGa_{1-y}As$. Время ростовой паузы $\tau_{GI} = 10$ с.

Структуры КТ $Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$ исследовались методами макро- и микрофотолюминесценции, площадь пятна возбуждающего лазера на поверхности структур составляла 3000 и 3 мкм² соответственно. Для возбуждения люминесценции использовалось

излучение Nd:YAG-лазера с длиной волны 532 нм, работающего в непрерывном режиме. Люминесценция регистрировалась с помощью однократного монохроматора, оснащённого охлаждаемым Ge-pin-фотодиодом (макролюминесценция), или с использованием тройного монохроматора TriVista-555 с охлаждаемой ПЗС-матрицей Si-фотоприёмников (микролюминесценция).

Интерферометр Хэнбери Брауна — Твисса (ХБТ) был собран по классической схеме [5, 7]. Излучение КТ, проходя через первый монохроматор TriVista-555, направлялось на светоделительную неполяризующую призму 50/50 ССМ1-BS014, которая разделяла падающий световой поток строго поровну. Излучение в каждом из каналов регистрировалось счётчиками фотонов на основе лавинных Si-фотодиодов PerkinElmer SPCM-AQRH-15. Статистика излучения КТ анализировалась с использованием счётчика совпадений PicoNap 300.

Экспериментальные результаты. Спектры макролюминесценции трёх структур, содержащих КТ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, приведены на рис. 1, *a*. Спектральный диапазон излучения КТ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ различного состава при $T = 295$ К обозначен на рис. 1, *b* горизонтальными отрезками. Представленные данные демонстрируют существенное расширение спектрального диапазона излучения КТ в коротковолновую область (до 200 нм), включая участок длин волн вблизи 770 нм. Результаты, приведённые на рис. 1, были получены на участках исследуемых структур, содержащих массивы КТ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ высокой плотности ($d \geq 10^{10}$ см⁻²).

Для исследования характеристик одиночных квантовых точек требуются области с низкой плотностью ($d \leq 10^8$ см⁻²). В предлагаемой работе для решения этой задачи использовался следующий подход. Рост слоя $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ осуществлялся без вращения подложки, что задавало существенный градиент скорости роста слоя на поверхности структуры. В итоге согласно данным АСМ структура содержала участки КТ различной плотности в диапазоне от нулевой до предельно высокой: $d \approx 10^{11}$ см⁻².

Наличие областей с низкой плотностью КТ на подготовленных структурах позволяет уверенно обращаться к одиночным квантовым точкам и исследовать их оптические характеристики с помощью методики микрофотолюминесценции. На рис. 2, *a, b* приведены спектры микролюминесценции структуры КТ $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}/\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$, полученные на участках с плотностью $d \approx 10^{11}$ см⁻² и $d \approx 10^8$ см⁻² при $T = 10$ К. В спектрах отчётливо

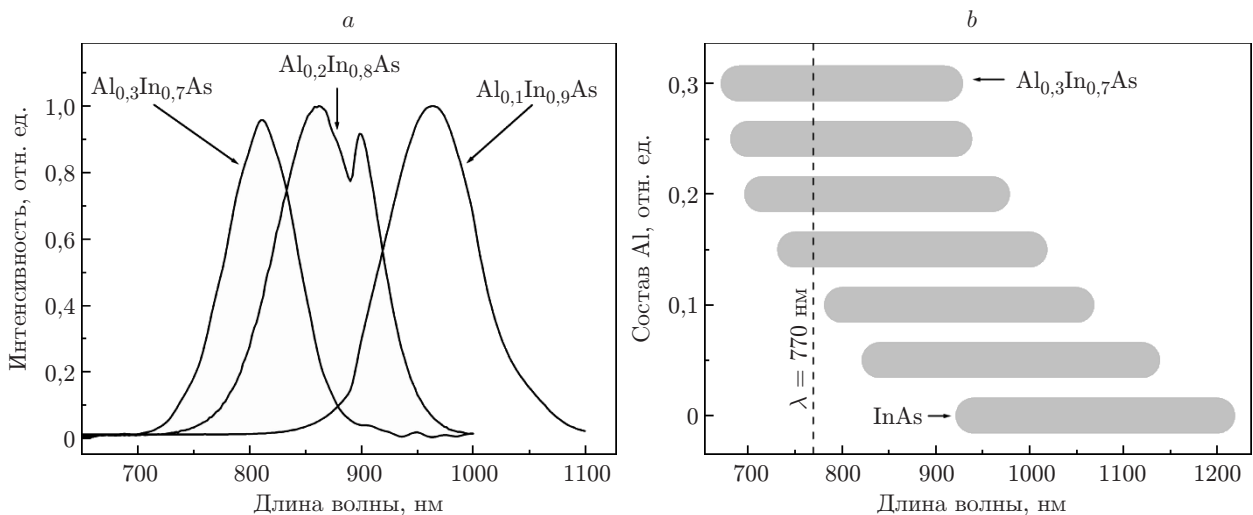


Рис. 1. Спектры макролюминесценции при комнатной температуре 295 К: *a* — трёх структур КТ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$; *b* — спектральный диапазон излучения КТ различного состава

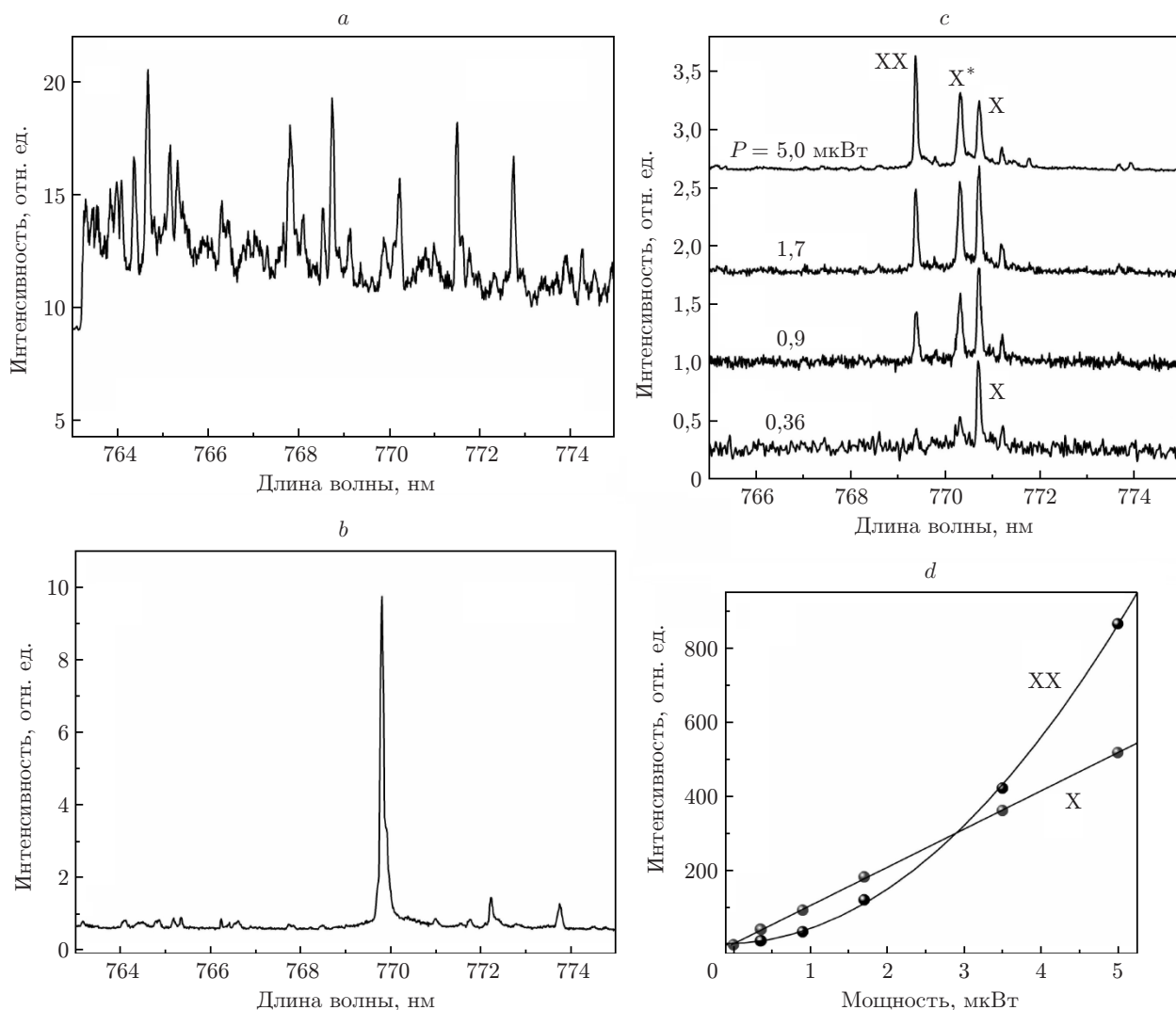


Рис. 2. Спектры микролюминесценции структуры $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}/\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$ при $T = 10$ К: *a, b* — с плотностью КТ $d \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $d \approx 10^8 \text{ см}^{-2}$ соответственно; *c* — одиночной КТ $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}$ при различных мощностях возбуждающего лазера; *d* — зависимости интенсивности экситонного (X) и биэкситонного (XX) пиков от мощности лазера (точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — линейная и квадратичная аппроксимации)

видны узкие пики, соответствующие люминесценции одиночных КТ. Спектр люминесценции структуры с плотностью КТ $d \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 2, *a*) содержит десятки пиков от различных КТ, образующих континуум, что затрудняет интерпретацию этих пиков и анализ их характеристик. Спектр структуры с плотностью КТ $d \approx 10^8 \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 2, *b*) содержит один пик, отвечающий люминесценции одиночной КТ $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}/\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$.

В данной работе при исследовании люминесценции одиночных КТ наибольшее внимание уделялось участку длин волн вблизи 770 нм, наиболее подробно исследованы области с низкой плотностью КТ структуры $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}/\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$. Интерпретация пиков люминесценции одиночных 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 больших мощностях в спектрах появляются пики биэкситонов (XX), интенсивность которых возрастает по квадра-

тичному закону от плотности мощности лазера [5, 7]. На рис. 2, *c* представлены спектры микрoluminesценции одиночной КТ $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}$, полученные при различных мощностях возбуждающего лазера. Наряду с пиками X и XX в спектрах также проявляются пики трионов (X^*) [5, 7]. На рис. 2, *d* приведены зависимости интенсивности пиков от мощности лазера: линейная для экситонного пика и квадратичная для биэкситонного пика.

В данной работе статистика излучения КТ анализировалась на основе измерения парных фотонных корреляций, получаемых с помощью интерферометра Хэнбери Брауна — Твисса. Нами измерялся коррелятор второго порядка, т. е. коррелятор интенсивностей (I):

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

Здесь $\langle \rangle$ — усреднение по ансамблю, τ — время задержки в регистрируемой паре фотонов, задаваемое электронным блоком интерферометра ХБТ.

При пуассоновской статистике излучения $g^2(\tau) = 1$, что означает полное отсутствие корреляции излучения фотонов [5, 7]. Для суперпуассоновского излучения, где проявляется эффект группировки фотонов, $1 < g^2(\tau) < 2$. При субпуассоновской статистике излучения (разгруппировка фотонов) $g^2(\tau) < 1$. В идеальном случае, когда рассматриваются однофотонные фоковские состояния и задержка регистрации пар фотонов $\tau = 0$, интерферометр ХБТ не зарегистрирует совпадений: $g^2(0) = 0$.

На рис. 3, *a* приведён участок спектра излучения КТ, выделяемый первым монохроматором TriVista555, который был исследован на интерферометре ХБТ. Как видно на рисунке, в спектре доминирует один пик с длиной волны $\lambda \approx 770$ нм, относящийся к рекомбинации экситонного состояния одиночной квантовой точки $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}/\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$. Необходимо отметить, что наряду с этим пиком в спектре также проявляются менее интенсивные пики, принадлежащие предположительно биэкситонным и трионным состояниям данной КТ или других КТ.

На рис. 3, *b* представлена зависимость $g^2(\tau)$, измеренная для данного спектрального участка излучения КТ. При $\tau = 0$ зависимость $g^2(\tau)$ имеет ярко выраженный минимум: $g^2(0) \approx 0,46$, что указывает на субпуассоновский тип статистики излучения. Конечное быстродействие счётчиков фотонов, шумы лавинных Si-фотодиодов, используемых в ин-

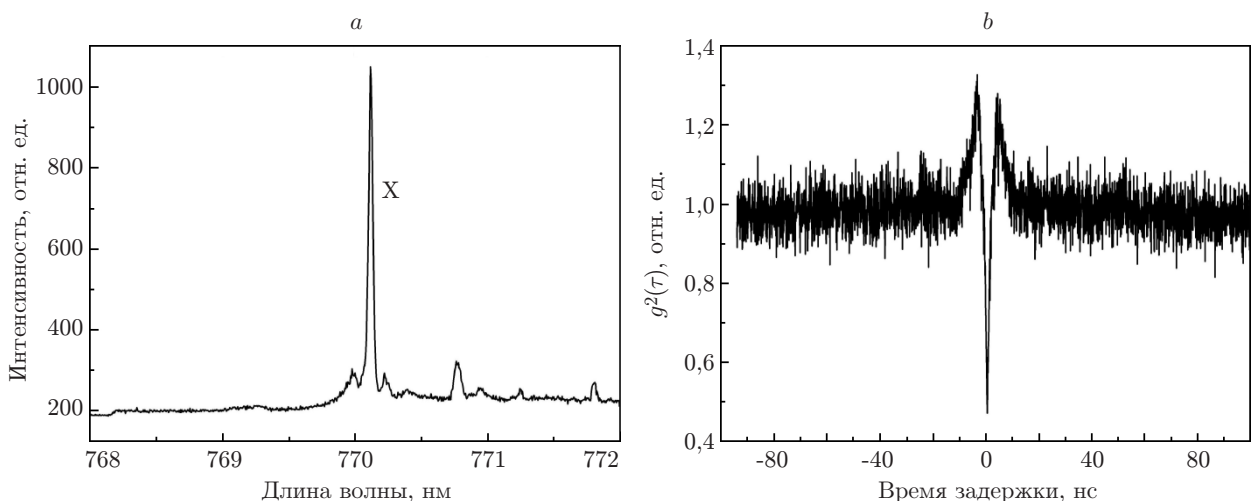


Рис. 3. Квантовая точка спектрального диапазона 770 нм: *a* — спектр излучения, исследуемый с использованием интерферометра ХБТ ($T = 10$ К, $\lambda_X = 770,11$ нм); *b* — зависимость $g^2(\tau)$, демонстрирующая субпуассоновский тип статистики излучения КТ

терферометре ХБТ, а также проявление других КТ (см. рис. 3, *a*) являются причинами того, что при $\tau = 0$ зависимость $g^2(0) > 0$.

На зависимости $g^2(\tau)$ слева и справа от точки $\tau = 0$ проявляются участки с $g^2(\tau) > 1$ (суперпуассоновская статистика излучения). Этот эффект предположительно может быть объяснён наличием биэкситонных и трионных состояний исследуемой КТ (см. рис. 3, *a*), излучение которых скоррелировано с излучением экситонного состояния.

В идеальных КТ оптически активные экситоны, образованные основными электронными и дырочными состояниями с моментами $(+1/2; -3/2)$ и $(-1/2; +3/2)$, вырождены по энергии. В реальных КТ это вырождение снимается за счёт отклонения КТ от идеальной формы, а также влияния пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями [5, 7]. Величина расщепления экситонных уровней ΔE_{FS} определяется набором факторов, таких как степень отклонения формы КТ от идеальной и влияние пьезопотенциала, значение которого возрастает с увеличением размера КТ [7, 16, 17]. При ΔE_{FS} , значительно превосходящих Γ_X , излучения экситона и биэкситона линейно поляризованы вдоль кристаллографических направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Соответственно спектры люминесценции, записанные для поляризаций вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, будут содержать пики экситонов $X[110]$ и $X[1\bar{1}0]$ и биэкситонов $XX[110]$ и $XX[1\bar{1}0]$, смещённых относительно друг друга на величину ΔE_{FS} , что позволяет непосредственно из спектров излучения определять параметр расщепления экситонных состояний ΔE_{FS} . В данной работе величина ΔE_{FS} определялась как разница энергий фотонов $X[110]$ и $X[1\bar{1}0]$, отвечающих экситонной рекомбинации в КТ.

Как отмечалось, идеальные КТ с вырожденными по энергии экситонными состояниями ($\Delta E_{FS} = 0$) и КТ с малым расщеплением экситонных состояний ($\Delta E_{FS} \approx \Gamma_X = h/\tau_X$) могут быть источниками пар запутанных фотонов [7]. При выполнении этих условий в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона излучаются пары фотонов, запутанных по поляризации. По литературным данным время жизни экситона τ_X при криогенных температурах составляет $\sim 10^{-9}$ с [5–7, 24], что задаёт ширину экситонного пика Γ_X на уровне 10^{-6} эВ. Таким образом, для разработки ИФП представляют интерес КТ, в которых величина ΔE_{FS} не превышает нескольких микроэлектронвольт. Для поиска КТ, отвечающих этому требованию, погрешность определения ΔE_{FS} должна быть также на уровне единиц микроэлектронвольт.

В данной работе для увеличения точности определения параметра ΔE_{FS} экспериментальные контуры пиков люминесценции аппроксимировались контурами Лоренца. Максимум контура Лоренца принимался за максимум пика. 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 .

В диапазоне длин волн 770 ± 5 нм были исследованы характеристики 30 одиночных КТ системы $Al_{0,1}In_{0,9}As/Al_{0,24}Ga_{0,76}As$. Полученные экспериментальные данные по параметру ΔE_{FS} для этих квантовых точек представлены на рис. 4, на котором видно, что в ряде КТ расщепление экситонных состояний значительно и максимальная зарегистрированная величина составляет $\Delta E_{FS} \approx 50$ мкэВ. При этом большая часть КТ характеризуется $\Delta E_{FS} \leq 10$ мкэВ. И наконец, примерно для 30 % исследованных квантовых точек $Al_{0,1}In_{0,9}As/Al_{0,24}Ga_{0,76}As$ выполняется условие $\Delta E_{FS} \approx \Gamma_X$. На рисунке эта группа КТ ограничена прямоугольной рамкой. На вставке приведена гистограмма распределения числа КТ от ΔE_{FS} для интервала от $-1,6$ до 16 мкэВ, ширина столбца равна удвоенной погрешности измерений ($3,2$ мкэВ), сравнимой с естественной шириной экситонных уровней Γ_X . Как видно из гистограммы, максимум распределения приходится на КТ с $\Delta E_{FS} = 0 \pm 1,6$ мкэВ. Очевидно, что данная выборка КТ представляет большой интерес для создания ИФП на основе квантовых точек $Al_xIn_{1-x}As$.

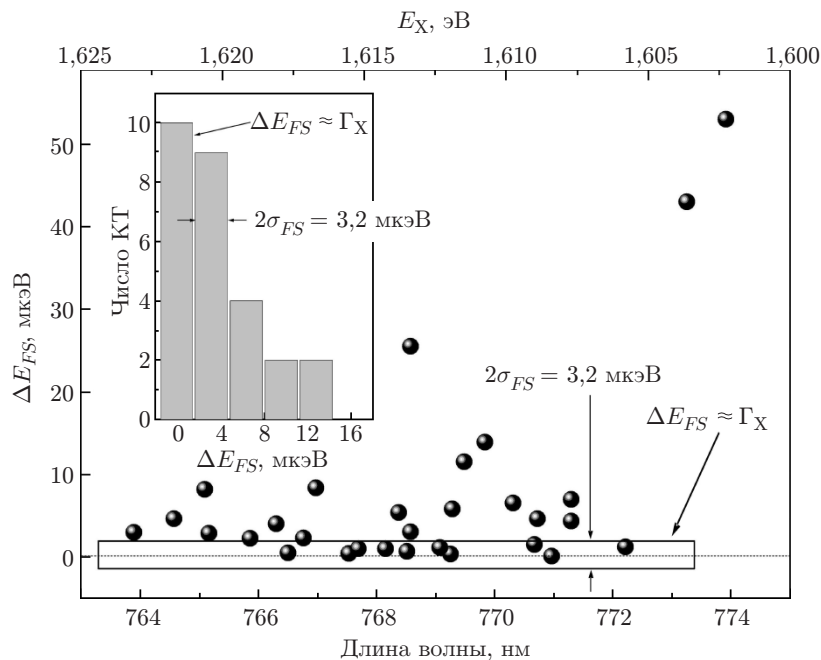


Рис. 4. Расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} для 30 КТ $\text{Al}_{0,1}\text{In}_{0,9}\text{As}/\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$. Прямоугольником выделены экспериментальные точки, для которых ΔE_{FS} сравнимо с естественной шириной экситонных состояний. На вставке приведена гистограмма распределения КТ от ΔE_{FS}

Заключение. В данной работе исследована система квантовых точек на основе твёрдых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Применение широкозонных твёрдых растворов $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ в качестве основы КТ позволило существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии.

С использованием интерферометра Хэнбери Брауна — Твисса установлен субпуассоновский характер статистики излучения экситонных состояний, что является прямым подтверждением возможности создания излучателей одиночных фотонов на основе квантовых точек $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$.

Методом криогенной микрофотолюминесценции изучены оптические характеристики одиночных КТ $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$. На участке длин волн вблизи 770 нм исследована тонкая структура экситонных состояний квантовых точек и показано, что величина их расщепления сравнима с естественной шириной экситонных линий, что представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе квантовых точек $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H. Quantum cryptography // Rev. Mod. Phys. 2002. 74, N 1. P. 145–195.
2. Bouwmeester D., Ekert A. K., Zeilinger A. The Physics of Quantum Information. Berlin: Springer, 2000. 314 p.
3. Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N. Quantum Dot Heterostructures. Chichester: John Wiley & Sons, 1999. 328 p.
4. Semiconductor Nanostructures /Ed. D. Bimberg. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 357 p.

5. **Single Quantum Dots. Fundamentals, Applications and New Concepts** /Ed. P. Michler. Berlin: Springer-Verlag, 2003. 347 p.
6. **Self-Assembled Quantum Dots** /Ed. Z. M. Wang. N. Y.: Springer Science + Business Media, LLC, 2008. 463 p.
7. **Single Semiconductor Quantum Dots** /Ed. P. Michler. Berlin: Springer-Verlag, 2009. 389 p.
8. **Lochmann A., Stock E., Schulz O. et al.** Electrically driven single quantum dot polarised single photon emitter // *Electron. Lett.* 2009. **45**, N 13. 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**, N 1. P. 58–68.
10. **Heindel T., Kessler C., 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. **Гайслер В. А., Дерезев И. А., Гайслер А. В. и др.** Гибридный микрорезонатор для сверхминиатюрных излучателей на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек // *Автометрия*. 2017. **53**, № 2. С. 95–101.
12. **Benson O., Santori C., Pelton M., Yamamoto Y.** Regulated and entangled photons from a single quantum dot // *Phys. Rev. Lett.* 2000. **84**, N 11. P. 2513–2516.
13. **Stevenson R. M., Young R. J., Atkinson P. et al.** A semiconductor source of triggered entangled photon pairs // *Nature*. 2006. **439**. P. 179–182.
14. **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.
15. **Stevenson R. M., Salter C. L., Nilsson J. et al.** Indistinguishable entangled photons generated by a light-emitting diode // *Phys. Rev. Lett.* 2012. **108**, N 4. 040503.
16. **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**, N 26. 263109.
17. **Seguin R., Schliwa A., Rodt S. et al.** Quantum-dot size dependence of exciton fine-structure splitting // *Physica E*. 2006. **32**, Is. 1–2. P. 101–103.
18. **Walls D. F., Milburn G. J.** *Quantum Optics*. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 437 p.
19. **Grundmann M.** *The Physics of Semiconductors*. Heidelberg: Springer, 2010. 864 p.
20. **Li L. H., Chauvin N., Patriarche G. et al.** Growth-interruption-induced low-density InAs quantum dots on GaAs // *Journ. Appl. Phys.* 2008. **104**, N 8. 083508.
21. **Krzyzewski T. J., Jones T. S.** Ripening and annealing effects in InAs/GaAs (001) quantum dot formation // *Journ. Appl. Phys.* 2004. **96**, N 1. P. 668–674.
22. **Muller-Kirsch L., Heitz R., Pohl U. W. et al.** Temporal evolution of GaSb/GaAs quantum dot formation // *Appl. Phys. Lett.* 2001. **79**, N 7. P. 1027–1029.
23. **Pohl U. W., Pötschke K., Schliwa A. et al.** Evolution of a multimodal distribution of self-organized InAs/GaAs quantum dots // *Phys. Rev. B*. 2005. **72**, N 24. 245332.
24. **Mano T., Abbarchi M., Kuroda T. et al.** Self-assembly of symmetric GaAs quantum dots on (111)A substrates: Suppression of fine-structure splitting // *Appl. Phys. Express*. 2010. **3**, N 6. 065203.

Поступила в редакцию 20 ноября 2017 г.