Федеральное государственное бюджетное учреждение науки ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ

Российской академии наук

на правах рукописи

Рахлин Максим Владимирович

ИСТОЧНИКИ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ ВИДИМОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК InAs/AlGaAs И CdSe/ZnSe

Специальность:

01.04.10 - физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

научный руководитель:

доктор физико-математических наук А.А. Торопов

Санкт-Петербург 2019

Оглавление

Bı	Введение				
\mathbf{C}_1	писо	к сокращений и условных обозначений	10		
1	Экс	спериментальные методики	11		
	1.1	Методика измерения спектров фотолюминесценции с микронным			
		пространственным разрешением	11		
	1.2	Методика измерения корреляционной функции второго порядка в			
		схеме Хэнбери Брауна - Твисса	15		
2	Опт	Оптические свойства структур с квантовыми точками CdSe, в			
	рап	ценных методом термической активации	18		
	2.1	Введение	18		
	2.2	Конструкция, морфология и фотолюминесценция гетероструктур с			
		квантовыми точками CdSe/ZnSe	21		
	2.3	Конструкция и оптические свойства гетероструктур с квантовыми			
		точками $\mathrm{CdSe/ZnMgSSe},$ выращенных методом термической актива-			
		ции	28		
	2.4	Краткие итоги	33		
3	Экс	ситонный спектр квантовых точек InAs/AlGaAs	34		

	3.1	Введение	34			
	3.2	Оптические и структурные характеристики гетероструктур с кван-				
		товыми точками InAs/AlGaAs	37			
	3.3	Тонкая структура спектра экситонных состояний	41			
	3.4	Краткие итоги	45			
4	Ист	очник одиночных фотонов на основе квантовых точек				
	InA	$\mathbf{s}/\mathbf{Al}_x\mathbf{Ga}_{1-x}\mathbf{As}$ с высокой эффективностью сбора и вывода из-				
	луч	ения	46			
	4.1	Введение	46			
	4.2	Мелкие меза-структуры	48			
	4.3	Микрорезонаторы с полупроводниковыми брэгговскими зеркалами	49			
	4.4	Микрорезонаторы с диэлектрическими брэгговскими зеркалами	52			
	4.5	Фотонные наноантенны	56			
	4.6	Краткие итоги	59			
5	Источник одиночных фотонов на основе квантовых точек CdSe,					
	раб	отающий при повышенных температурах	60			
	5.1	Введение	60			
	5.2	Конструкция гетероструктуры с квантовыми точками $\mathrm{CdSe/ZnMgSSe}$	63			
	5.3	Фотонная наноантенна	64			
	5.4	Морфология и оптические характеристики	65			
	5.5	Краткие итоги	69			
За	клю	чение	70			
Cı	Список литературы 7					

Введение

Квантовая криптография и линейные оптические квантовые вычисления основаны на использовании неклассического источника света [1], способного излучать "по требованию" либо один фотон, либо пару запутанных одиночных фотонов с высокой внешней квантовой эффективностью на определенной частоте [2]. В настоящее время прогресс в области разработки неклассических источников света отстает от развития алгоритмов и схем квантовой обработки информации, что связано с рядом технологических трудностей.

Самоорганизующиеся одиночные квантовые точки, выращенные с помощью эпитаксиальных методов, являются перспективными кандидатами для создания однофотонных источников благодаря малой ширине линии излучения, быстрому времени радиационного распада, высокой и стабильной квантовой эффективности, а также возможности интеграции с приборами полупроводниковой электроники [3]. Многообразие технологически доступных систем квантовых точек позволяет изготавливать однофотонные излучатели в широком спектральном диапазоне от среднего ультрафиолетового до оптического телекоммуникационного С-диапазона (1.55 мкм) [4, 5, 6].

Полупроводниковые квантовые излучатели являются ключевыми элементами современных оптических квантовых технологий. Например, источники света, которые способны излучать одиночные фотоны или запутанные фотонные пары, являются "строительными блоками" для применений в квантовой криптографии, квантовых вычислениях и квантовой метрологии. Вскоре после демонстрации нескольких основополагающих экспериментов, таких как получение однофотонно-

го излучения с помощью электрической и оптической накачки экситонного излучения одиночных полупроводниковых квантовых точек [7] и генерации запутанных фотонных пар при рекомбинации биэкситонного каскада в одиночной квантовой точке [8, 9], стало ясно, что большинство новых квантовых технологий требуют разработки неклассических источников света с улучшенными свойствами, такими как высокая скорость генерации однофотонного излучения (яркость), отсутствие мультифотонного излучения (чистота), идентичность фотонных волновых пакетов (неразличимость фотонов).

Особый интерес представляет практически важный зелено-красный диапазон длин волн (500-780 нм), который соответствует области наибольшей чувствительности современных однофотонных лавинных фотодиодов, а также подходит для разработки защищенных атмосферных и спутниковых оптических линий связи [1]. Уже были продемонстрированы источники одиночных фотонов на основе квантовых точек, работающих при комнатных или близким к ним температурах при оптической и электрической накачке [10, 11, 12], тем не менее, решение, одновременно удовлетворяющее всем необходимым параметрам (чистота и яркость однофотонного излучения) в заданном спектральном диапазоне пока не получено. Альтернативными методами получения однофотонного излучения при повышенных температурах являются одиночные молекулы [13], центры окраски в алмазе [14] и коллоидные квантовые точки [15]. Однако коллоидные квантовые точки подвержены мерцанию, а в оставшихся системах существуют большие трудности с изготовлением электрически управляемых устройств. Кроме того, во всех трех системах радиационное время жизни составляет несколько наносекунд и более, что препятствует достижению высокой скорости генерации однофотонного излучения [16].

Для систем защищенных линий связи особый интерес представляют источники одиночных фотонов с заданной длиной волны, а именно, излучающие в спектральной области максимальной прозрачности атмосферы (380-780 нм) [1]. Основные

трудности связаны с получением квантовых точек определенной формы, размера и состава, поскольку именно эти параметры определяют длину волны излучения. Незначительное изменение этих параметров (отклонение 10-20%) может вызвать сдвиг полосы излучения в сотни мэВ. Ключевой проблемой также является получение разреженных массивов квантовых точек для обеспечения их латерального выделения и обеспечение высокой интенсивности однофотонного излучения.

Сказанное выше обуславливает <u>актуальность темы</u> диссертации, посвященной исследованию излучательных свойств источников одиночных фотонов видимого спектрального диапазона на основе эпитаксиальных квантовых точек InAs/AlGaAs и CdSe/ZnSe.

<u>Цель</u> настоящего исследования заключается в определении физических основ функционирования и методов реализации активных областей однофотонных источников в видимом спектральном диапазоне (500-780 нм) на основе квантовых точек CdSe/ZnSe и InAs/AlGaAs.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

- 1. Выявление оптимального режима роста, позволяющего получить минимальную плотность квантовых точек в результате проведения сравнительной характеристики излучательных свойств квантовых точек CdSe/ZnSe, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием различных технологических приемов.
- 2. Достижение высокого внутреннего квантового выхода при повышенных температурах в квантовых точках CdSe за счет снижения вероятности термической активации носителей из квантовых точек в окружающие барьеры ZnSe/ZnSSe/ZnMgSSe.
- 3. Определение влияния подслоя GaAs, вставленного между нижним барьером и слоем квантовых точек, на величину анизотропного обменного расщепления в тонкой структуре экситонных линий в квантовых точках InAs/AlGaAs.
- 4. Разработка источника одиночных фотонов для красной области спектра на основе квантовых точек InAs/AlGaAs со скоростью генерации, превышаю-

щей 5 МГц.

5. Достижение однофотонного излучения со скоростью генерации более 1 МГц при температуре 77 K в квантовых точках CdSe в диапазоне длин волн 450-600 нм.

<u>Практическая значимость</u> работы заключается в разработке оптимальной конструкции структур на основе квантовых точек CdSe/ZnSe и InAs/AlGaAs, предназначенных для получения однофотонного излучения в видимом спектральном диапазоне. Данные источники однофотонного излучения видимого диапазона на основе эпитаксиальных квантовых точек перспективны для использования в системах квантовой криптографии, предназначенных для безопасной передачи информации в атмосферных оптических линиях связи.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1. Однофотонное излучение из одиночных квантовых точек CdSe/ZnSe, выращенных с поверхностной плотностью менее $10^{10}~cm^{-2}$ методом молекулярнопучковой эпитаксии в режиме термической активации, достижимо при условии их пространственного ограничения путем формирования цилиндрических меза-структур.
- 2. Спектральный диапазон излучения квантовых точек $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ ($x\sim0.4$) зависит от наличия тонкой прослойки GaAs между ними и нижним барьерным слоем, влияющей на размер точек и, как следствие, на длину волны излучения, регистрируемой в красной области спектра 630-730 нм без прослойки и в диапазоне 700-1000 нм при ее наличии.
- 3. Величина расщепления основного состояния экситона, определяемого анизотропной частью обменного взаимодействия, не превышает 20 мкэВ в высокоэнергетической части спектра излучения ансамбля квантовых точках $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ (x \sim 0.4), формируемых с прослойкой GaAs.
- 4. Волноводные оптические наноантенны с градиентным сечением позволяют реализовать излучение одиночных фотонов с интенсивностью 5 МГц при 8

К для квантовых точек $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ (x \sim 0.3) и с интенсивностью 1 М Γ ц при 80 К для квантовых точек CdSe/ZnSe.

Апробация работы. Результаты, вошедшие в данную работу, докладывались на следующих российских и международных конференциях: «44th International school and conference of the physics of semiconductors» (Jaszowiec, Poland, 2015), «17th International conference of II-VI compounds and related materials» (Paris, France, 2015), «Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике» (Санкт-Петербург, 2016, 2017), «4th International school and conference "Saint-Petersburg Open 2017"» (Saint-Petersburg, 2017), «25th International symposium Nanostructures: physics and technology» (Saint-Petersburg, 2017), «Экситоны в полупроводниках и полупроводниковых структурах, к 120-й годовщине со дня рождения Е.Ф. Гросса» (Санкт-Петербург, 2017), «International conference on optics of excitons in confined systems» (Bath, Great Britain, 2017), «34th International conference on the physics of semiconductors» (Montpellier, France, 2018).

<u>Личный вклад.</u> Автор проводил эксперименты по исследованию микрофотолюминесценции с микронным пространственным разрешением, разрабатывал конструкцию и уточнял параметры исследуемых гетероструктур. Автор создавал установку для измерения корреляционной функции второго порядка в одиночных квантовых точках при пониженных температурах, проводил эксперименты на этой установке, анализировал полученные результаты и проводил их подготовку к публикации.

<u>Публикации.</u> По результатам исследований, представленных в диссертации, опубликовано 10 работ в реферируемых журналах. Список работ приведен в Заключении.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Она содержит 85 страниц текста, включая 30 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 87 наименований.

Во Введении обоснована актуальность проведенных исследований, сформули-

рованы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе диссертации рассматриваются экспериментальные методики, с помощью которых исследовались изучаемые гетероструктуры.

Вторая глава посвящена исследованию излучательных свойств квантовых точек CdSe/ZnSe, выращенных различными способами. Выявлено, что наиболее пригодным с точки зрения создания однофотонного источника является метод термической активации. Измерения микро-фотолюминесценции в квантовых точках CdSe/ZnSe, выращенных методом термической активации, показали наличие отдельных, узких пиков фотолюминесценции с отсутствием фоновой люминесценции и шириной на полувысоте порядка 0.3-0.6 мэВ. Достаточно низкая плотность излучающих квантовых точек $(1.8\cdot10^9~\text{cm}^{-2})$ достигается за счет переиспарения части материала во время процесса термической активации, а также за счет безызлучательной рекомбинации носителей в большинстве квантовых точек, в связи с появлением дефектов, которые в свою очередь вызваны релаксацией напряжений в крупных квантовых точках. Также с целью повышения квантовой эффективности излучения изучена возможность использования системы ширирокозонных барьеров ZnMgSSe с увеличенными разрывами валентной зоны и зоны проводимости по сравнению с системой барьеров ZnSe.

В третьей главе диссертации проведен сравнительный анализ оптических свойств квантовых точек $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ ($x\sim0.4$), выращенных молекулярнопучковой эпитаксией как с использованием, так и при отсутствии тонкого подслоя GaAs, вставленного между нижним барьером AlGaAs и слоем квантовых точек InAs. Излучательные характеристики одиночных квантовых точек исследованы с помощью спектроскопии микро-фотолюминесценции. Использование двух подходов позволило получить квантовые точки, излучение которых перекрывает диапазон длин волн от 630 до 1000 нм. Определено влияние тонкого подслоя GaAs на величину анизотропного обменного расщепления в тонкой структуре экситона.

В <u>четвертой главе</u> диссертации представлена сравнительная характеристика оптических свойств квантовых точек InAs в микрорезонаторах с полупроводниковыми и диэлектрическими брэгговскими зеркалами, а также в фотонных наноантеннах, представляющих собой цилиндрический волновод с переменным поперечным сечением, сформированным в слое GaAs, с целью определения наиболее оптимального способа для создания источника одиночных фотонов для красной области спектра с высокой интенсивностью излучения. Продемонстрировано однофотонное излучение для всех трех типов структур. Наибольшую интенсивность излучения показала фотонная наноантенна, позволившая достичь скорость генерации фотонов, превышающую 5 МГц.

Пятая глава диссертации посвящена исследованию излучательных характеристик источника квантового света на основе гетероструктуры с квантовыми точками CdSe/ZnSe и цилиндрического волновода с переменным поперечным сечением, сформированного в слое диэлектрика методом электронно-лучевой литографии. В фотонных наноструктурах с квантовыми точками продемонстрировано однофотонное излучение со средней частотой около 1 МГц при практически важной температуре жидкого азота 77 К.

Каждая глава содержит вводный раздел и краткий список основных результатов. В <u>Заключении</u> обобщены основные результаты работы.

Формулы и рисунки в диссертации нумеруются по главам, нумерация литературы единая для всего текста.

Список сокращений и условных обозначений

КТ – Квантовая точка

МПЭ — Молекулярно-пучковая эпитаксия

ЭПМА – Эпитаксия с повышенной миграцией атомов

МС - Монослой

ФЛ – Фотолюминесценция

 μ - $\Phi\Pi$ — Микро-фотолюминесценция

СЭМ — Сканирующий электронный микроскоп

 $\Pi \Theta M - \Pi$ росвечивающий электронный микроскоп

СР – Сверхрешетка

Глава 1

Экспериментальные методики

1.1 Методика измерения спектров фотолюминесценции с микронным пространственным разрешением

Установка для измерения спектров ФЛ лабораторных образцов с микронным пространственным разрешением построена на основе оптической схемы конфокального микроскопа. Схема установки изображена на рисунке 1.1.

Измерения спектров ФЛ производятся при температуре, варьируемой от 8 до 300 К с помощью температурного контроллера, входящего в комплект криостата ST-500-Attocube. Исследуемая структура закрепляется на держателе внутри криостата. Юстировка образца осуществляется с помощью трехкоординатной пьезоподвижки, обладающей точностью порядка ~ 20 нанометров и находящейся непосредственно в холодной зоне криостата, что позволяет достичь лучшей механической стабильности измерительной системы и вибрационной изоляции. В рабочем состоянии внутренний объем криостата откачивается с помощью турбомолекулярного вакуумного насоса, охлаждение образца осуществляется в результате прокачки жидкого гелия.

Возбуждение ФЛ осуществляется посредством фокусировки на образце лазерного излучения с минимальными размерами пятна порядка 3-5 мкм. Фокусировка достигается путём заведения лазерного излучения в микрообъектив (плана-

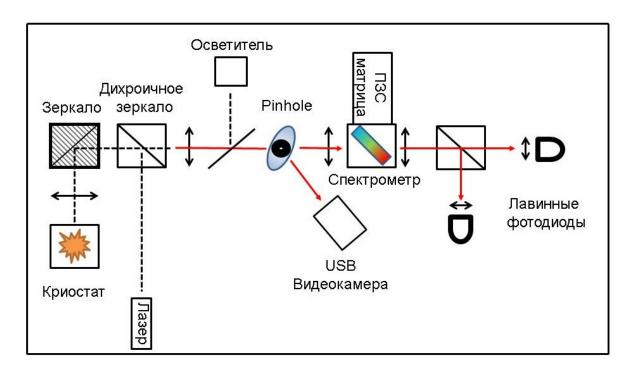


Рис. 1.1: Оптическая схема установки измерения спектров μ - Φ Л и корреляционной функции второго порядка.

похромат фирмы Мітитоуо для видимой или инфракрасной области спектра с 50-кратным увеличением, числовой апертурой NA=0.42 и фокусным расстоянием 4 мм), который применяется и для сбора излучения ФЛ. Длина волны излучения лазера выбирается в зависимости от свойств исследуемого образца. Для возбуждения ФЛ в видимой или ближней инфракрасной областях используются полупроводниковые лазеры СUBE-405 или СUBE-664 фирмы Coherent с длинами волн излучения 405 и 664 нм. Лазерное излучение ослабляется до нужного значения с помощью нейтрального градиентного светофильтра, кроме того мощность лазеров СUBE-405 и СUBE-664 может варьироваться в результате программного управления с компьютера. Дихроичное диэлектрическое зеркало используется для разделения возбуждающего и детектируемого излучений.

Прошедшее через микрообъектив излучение ФЛ фокусируется триплетной ахроматической линзой в плоскости зеркала с калиброванной апертурой (Pinhole). Юстировка исследуемой структуры осуществляется при включенном осветителе, что позволяет наблюдать на экране компьютера увеличенное в ~ 50 раз изображение образца, собираемое зеркалом и спроецированное с помощью линзы на ПЗС-матрицу USB видеокамеры. Калиброванная апертура наблюдается на изображении в виде черного круглого пятна, задающего область на образце, в пределах которой детектируется сигнал $\Phi \Pi$. Использование апертур различных размеров позволяет изменять пространственное разрешение схемы детектирования. При этом минимально доступный размер апертуры (50 мкм) соответствует разрешению ~ 1 мкм. Излучение фотолюминесценции, прошедшее через апертуру, собирается и фокусируется на входную щель спектрометра SP-2500 (Princeton Instruments) с помощью двух триплетных ахроматических линз. Для дополнительной блокировки лазерного излучения, рассеянного на поверхности образца и/или оптических элементах, используется полосовой интерференционный светофильтр.

Управление спектрометром осуществляется через компьютер, подключенный к нему посредством интерфейса USB-2, с помощью программы WinSpec (Princeton Instruments). В качестве приемника излучения в составе спектрометра используется охлаждаемая матрица ПЗС PyLoN (Princeton Instruments), позволяющая делать измерения в диапазоне длин волн от ~ 350 до 1100 нм. Конструкция спектрометра также включает в себя сменную турель с тремя дифракционными решётками, смена которых осуществляется программно. Турель, наиболее подходящая для измерений в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, включает дифракционные решётки с максимумом эффективности на длине волны 500, 750 и 500 нм с числом штрихов на миллиметр 1200, 1200 и 300, соответственно. Последняя дифракционная решётка, благодаря относительно большой светосиле, удобна для измерения спектров в широком диапазоне 200-1100 нм. Дифракционные решётки с наибольшей плотностью штрихов обеспечивают наибольшую угловую дисперсию, что позволяет использовать их для разрешения тонких спектральных линий с шириной менее 0.1 нм. Величина спектрального разрешения также зависит от ширины входной щели, которая может варьироваться от 10 мкм до 1 мм.

Результатом измерений по данной методике являются спектры интенсивности $\Phi\Pi$, определенные в заданной пространственной области образца при задании следующих параметров: температура измерения, спектральный диапазон, длина волны и плотность мощности возбуждающего излучения.

1.2 Методика измерения корреляционной функции второго порядка в схеме Хэнбери Брауна - Твисса

Стандартным методом определения степени однофотонности излучения является измерение корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$. Для определения $g^{(2)}(\tau)$ измеряется статистика совпадений — вероятность обнаружения двух однофотонных импульсов с заданной временной задержкой в зависимости от времени задержки. Автокорреляционная функция связана с числом фотонов (n), излучаемых в единицу времени, согласно формуле:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle n_1 n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle},\tag{1.1}$$

где n_1 и n_2 число фотонов, пришедших за секунду на первый и второй однофотонный приемник (лавинные фотодиоды), соответственно. Для теплового излучения $g^{(2)}(0)>1$, а для когерентных состояний $g^{(2)}(0)=1$. Для истинного однофотонного источника $g^{(2)}(0)=0$ [17].

На практике корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ измеряется в схеме мощностного интерферометра типа Хэнбери Брауна-Твисса, как показано на рисунке 1.1. При этом выбирается дифракционная решетка с высоким спектральным разрешением, а длина волны спектрометра выставляется на длину волны максимума выбранной линии излучения одиночной КТ. Ширина щелей спектрометра выставляется согласно спектральному окну, необходимому для выделения выбранной линии. Далее однофотонные импульсы, проходя светоделитель (50:50), регистрируются лавинными фотодиодами и фиксируются электронной платой импульсного анализатора, обеспечивающего измерение корреляционной гистограммы числа совпадений.

Для измерения $g^{(2)}(\tau)$ в данной работе используется вторая гармоника титансапфирового лазера Mira Optima 900-D с результирующей длиной волны ~ 400 нм или пикосекундный импульсный полупроводниковый лазер PILAS 405 nm фирмы

Advanced Laser Systems. В качестве эффективного способа детектирования однофотонного излучения была выбрана методика время-коррелированного счета одиночных фотонов, использующая кремниевые лавинные фотодиоды PDM 100 (Micro Photon Devices) с временным разрешением ~ 40 пс, обеспечивающие необходимую функциональность в широком спектральном диапазоне 400-900 нм. Для регистрации фотонов использовался компьютер с установленной электронной платой импульсного анализатора SPC-130 (Becker & Hickl) и инсталлированной управляющей программой SPCM 9.73 (Becker & Hickl).

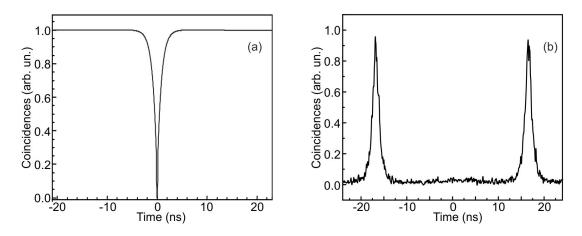


Рис. 1.2: Типичный вид корреляционной функции второго порядка однофотонного излучения одиночной КТ при непрерывной (a) и импульсной (b) накачке.

Для определения автокорреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ необходимо осуществить нормировку измеренной статистики совпадений и выполнить учет корреляций, связанных с наличием фонового сигнала [18, 19]. Нормировка измеренной статистики совпадений осуществляется по формуле:

$$C_N(t) = c(t)/(N_1 N_2 T\omega), \tag{1.2}$$

где c(t) - число совпадений, $N_{1,2}$ - количество фотонов в секунду на каждом из детекторов, ω - временное разрешение и T - общее время накопления. Функция $g^{(2)}(\tau)$ определяется по нормированной статистике совпадений после учета фоно-

вых корреляций как

$$g^{(2)}(\tau) = [C_N(t) - (1 - \rho^2)]/\rho^2, \tag{1.3}$$

$$\rho = S/(S+B),\tag{1.4}$$

где S - величина полезного сигнала, а B - величина фонового сигнала. При возбуждении одиночной КТ непрерывным лазерным излучением наблюдается единственная узкая область отрицательных корреляций вблизи нулевых задержек, рисунок 1.2а. Величина провала соответствует степени однофотонности излучения. В случае импульсной накачки автокорреляционная функция состоит из набора отдельно стоящих пиков, рисунок 1.2b. Отсутствующий пик при $\tau=0$ указывает на генерацию только одного фотона за импульс.

Глава 2

Оптические свойства структур с квантовыми точками CdSe, выращенных методом термической активации

2.1 Введение

Эпитаксиальный рост самоорганизующихся КТ на основе широкозонных полупроводниковых соединений группы A2B6 позволяет реализовать большое многообразие материалов с различными оптическими свойствами [20]. Из-за существенной разницы в постоянных кристаллических решеток материала КТ и материала матрицы (например для системы материалов CdSe/ZnSe рассогласование параметра кристаллической решетки составляет 7%), при эпитаксиальном росте образуются наноостровки с типичным латеральным размером порядка 10 нм и высотой несколько нм, в которых осуществляется трехмерное ограничение носителей. В отличии от наиболее популярной системы АШ-Аs с запрещенной зоной в инфракрасной области, излучение гетероструктур на основе соединений группы А2B6 охватывает видимый спектральный диапазон.

Одиночные самоорганизующиеся КТ CdSe и CdTe, выращенные эпитаксиальными методами (либо с помощью МПЭ [21, 22], либо с помощью ЭПМА [23, 24]), считаются перспективными кандидатами для создания однофотонных источников

видимого света благодаря высокой квантовой эффективности, быстрому времени радиационного затухания и способности работать при повышенных температурах. Они также менее подвержены эффекту "мерцания", в отличии от коллоидных КТ, в которых из-за наличия поверхностных дефектов возникает избыточный заряд, в результате чего КТ становится неизлучающей до момента восстановления электрической нейтральности [25, 26]. Однако имеется лишь несколько сообщений о наблюдении однофотонного излучения в эпитаксиальных КТ при комнатной температуре, что связано с перекрытием спектральных полос излучения разных КТ из-за их большой плотности и падением квантового выхода вследствие высокой вероятности термической активации носителей из КТ в окружающие барьеры [27, 5]. В частности, общепринятые подходы к выделению линии излучения одиночной КТ (изготовление протравленных меза-структур или наноапертур в непрозрачной маске [28]) требуют реализации относительно низкой плотности КТ, не превышающей 10¹⁰ см⁻².

Следует отметить, что более широкозонные KT CdSe предпочтительны для высокотемпературной работы по сравнению с KT CdTe, вследствие бо́льших энергий связи экситонов, биэкситонов и трионов, приводящих к меньшему перекрытию соответствующих линий ФЛ, относящихся к одной и той же KT [29]. Помимо этого, ФЛ KT CdSe может быть получена в расширенном спектральном диапазоне, включая синий свет (450-590 нм) [30], тогда как излучение KT CdTe ограничено желто-красным спектральным диапазоном 540-650 нм [31].

Кроме того, одной из проблем, связанной с созданием высокотемпературного однофотонного излучателя, является реализация структуры с КТ, обладающей высокой эффективностью излучения. Увеличение квантового выхода можно достичь за счет улучшения ограничения носителей заряда в КТ путем увеличения разрывов зоны проводимости и валентной зоны на интерфейсе [32]. В работе [33] было продемонстрировано, что интегральная интенсивность ФЛ в структуре с КТ CdSe, окруженной парой широкозонных барьеров ZnSSe/MgS, уменьшается менее

чем в 3 раза между гелиевой и комнатной температурами. Однако соединение MgS быстро окисляется на воздухе, что препятствует созданию коммерческих приборов с достаточно большим ресурсом работы.

В данной главе, с помощью спектроскопии μ -ФЛ исследуются оптические свойства одиночных эпитаксиальных КТ CdSe, выращенных различными способами, с целью нахождения оптимального подхода для создания однофотонного источника, работающего при повышенных температурах. Одним из способов является режим эпитаксиального роста с термической активацией, при котором КТ формируются благодаря уменьшению поверхностной энергии двумерного слоя CdSe при покрытии его слоем аморфного Se с последующей быстрой десорбцией Se-покрытия [34].

Альтернативный метод подразумевает нанесение ультратонкого слоя CdTe (стрессора) до формирования слоя CdSe, что приводит к образованию изолированных KT с близкими латеральными размерами [35].

Помимо этого, с целью повышения квантовой эффективности излучения рассматривается возможность использования системы ширирокозонных барьеров ZnMgSSe с увеличенными разрывами валентной зоны и зоны проводимости, по сравнению со стандартной системой барьеров ZnSe [30].

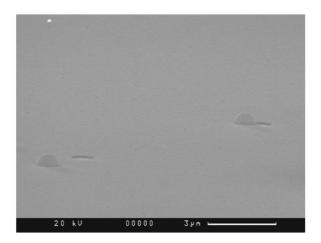
2.2 Конструкция, морфология и фотолюминесценция гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnSe

Одной из важнейших технологических проблем при эпитаксиальном росте гетероструктур с КТ является формирование массивов КТ с достаточно малой плотностью с целью пространственного выделения излучения одиночной КТ. Для решения данной задачи были проведены исследования оптических свойств гетерострукутур, выращеных по трем различным технологиям. Все образцы были выращены на подложках GaAs (100).

Образец А	Образец В	Образец С
ZnSe-20нм	ZnSe-7нм	ZnSe-25нм
CdSe	CdSe	CdSe
ZnSe-50нм	CdTe-стрессор	ZnSe-70нм
Буфер GaAs ~ 0.2 µм	ZnSe-70нм	Буфер GaAs~ 0.2
Подложка	Буфер GaAs~0.2 µм	μм
GaAs	Подложка GaAs	Подложка GaAs

Рис. 2.1: Структуры исследуемых образцов.

Стандартная конструкция наноструктур ZnSe/CdSe (образец A), предназначенных для проведения оптических исследований, включала буферный слой ZnSe толщиной 50 нм, слой CdSe толщиной менее 3 MC (1 MC = 0.284 нм), а также прикрывающий слой ZnSe толщиной 20 нм.



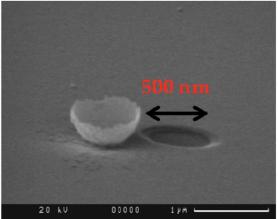


Рис. 2.2: Изображения апертур в непрозрачной золотой маске, полученные методом сканирующей электронной микроскопии.

Другая технология заключалась в создании наноструктур ZnSe/CdSe с использованием субмонослоя CdTe (образец B) в качестве стрессора. Обладая существенно бо́льшим рассогласованием параметров кристаллической решетки с матрицей по сравнению с CdSe ($\Delta a/a > 10\%$), стрессор формирует на ее поверхности массив мелких сильнонапряженных островков, выполняющих роль затравки при дальнейшем осаждении материала KT [36]. Структура состояла из буферного слоя ZnSe толщиной 50 нм, слоя KT CdSe толщиной менее 3 MC, а также прикрывающего слоя ZnSe толщиной 7 нм.

Третий метод был основан на росте КТ с использованием термической активации (образец C) [37]. Суть метода заключается в том, что при низкой температуре ($T_S \sim 230^{\circ}$ C) на поверхности ZnSe выращивается слой CdSe (~ 3 MC) в режиме послойного роста, а после осаждения под потоком Se проводится постепенное повышение температуры до $T_R = 310^{\circ}$ C. При повышении температуры происходит реорганизация поверхности CdSe с образованием 3D КТ, что проявляется в появлении точечной картины дифракции быстрых электронов. Выращенный образец включал буферный слой ZnSe толщиной 70 нм, слой CdSe толщиной менее 3 МС, а также прикрывающий слой ZnSe толщиной 25 нм. Схематическое изображение структуры всех исследуемых образцов представлено на рисунке 2.1.

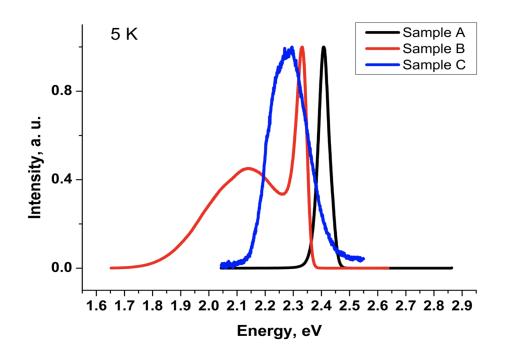


Рис. 2.3: Спектры ФЛ KT CdSe/ZnSe, измеренные при температуре 5 K.

Для изучения излучательных характеристик одиночных КТ была разработана технология травления полимерных шариков. На поверхность образца наносился водный раствор латексных шариков размером 500 нм в диаметре. После напыления непрозрачной золотой пленки, латексные шарики растворялись при помощи 3-хлорэтилена. В результате, образовывались апертуры в непрозрачной золотой пленке 500-нм в диаметре, рис. 2.2.

Спектры ФЛ образцов А, В и С представлены на рисунке 2.3. Пик излучения образца С сдвинут в длинноволновую область в сравнении с ФЛ образца А и В при одинаковом количестве материала осажденного CdSe, что свидетельствует о большем размере КТ в этом образце. Кроме того, полуширина спектра излучения образца С значительно больше чем у образца А (160 мэВ и 45 мэВ, соответственно), что вызвано более сильным разбросом по энергиям излучения одиночных КТ. Данный разброс определяется дисперсией размеров КТ. Спектр ФЛ образца В представляет собой два перекрывающихся пика. Относительно узкий пик относится к излучению КТ CdSe, в то время как широкий пик излучения между 1.7 и

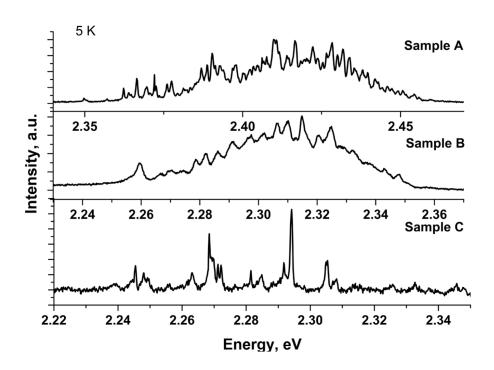


Рис. 2.4: Спектры μ -ФЛ KT CdSe/ZnSe, измеренные при температуре 5 K.

2.2 эВ связан с относительно однородным тонким слоем ZnTeSe, расположенным между Cd-обогащенными островками [36].

Спектры μ -ФЛ образцов A, B и C, измеренные в 500-нм апертурах при температуре 5 К изображены на рисунке 2.4. Каждый спектр демонстрирует определенное количество узких линий ФЛ, связанных с излучением одиночных КТ или группы КТ. Была проведена оценка плотности излучающих одиночных КТ с помощью подсчета количества отдельных пиков ФЛ. Плотность КТ в образце A составила $7\cdot10^9$ см $^{-2}$, в образце B - $1.1\cdot10^{10}$ см $^{-2}$ и в образце C- $1.8\cdot10^9$ см $^{-2}$. Полученные значения могут быть недооценены в образцах A и B из-за наличия фоновой люминесценции. Кроме разных плотностей КТ в исследуемых структурах наблюдается существенное различие в спектральных ширинах линий излучения. В образцах A и C ширина на полувысоте узких линий в спектре ФЛ при температуре 5 К находится в диапазоне 0.3 - 0.6 мэВ, что соответствует полученным ранее данными [28]. Однако спектр μ -ФЛ образца C показывает отдельные, узкие линии ФЛ с практически полным отсутствием фоновой люминесценции, что делает структу-

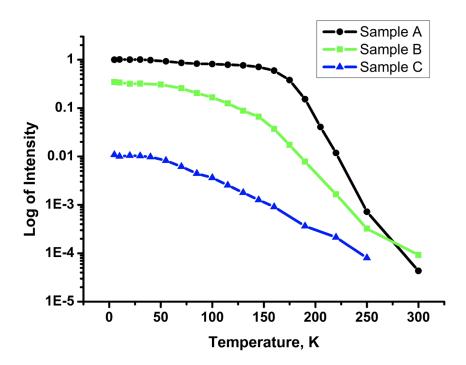


Рис. 2.5: Температурная зависимость спектрально интегрированных интенсивностей $\Phi\Pi$ KT CdSe/ZnSe. Интенсивность $\Phi\Pi$ исследуемых гетероструктур нормирована относительно интенсивности $\Phi\Pi$ образца A при 5 K.

ры с KT, выращенные методом термической активации, более подходящими для однофотонных применений.

В структуре В ширина линий излучения превышает 1 мэВ, что является си нетипичным для CdSe KT. Возможным объяснением является спектральная диффузия, вызванная захватом заряженных носителей наноструктурами типа-II ZnSe/CdTe, которые образуются в окрестности KT CdSe [36]. Более того, некоторые линии излучения спектрально перекрываются, образуя области с шириной на полувысоте порядка 2 - 3 мэВ. Оба эффекта препятствуют получению однофотонного излучения.

Для сравнения квантовой эффективности излучения всех трех структур были измерены температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ при различных температурах, рис. 2.5. Для структуры В учитывалась интенсивность обоих пиков. Для образцов А и В интенсивность ФЛ при 300 К уменьшается бо-

лее чем на три порядка по сравнению с 5 K, что свидетельствует об эффективной термической активации носителей и относительно небольших разрывах зон на интерфейсах KT CdSe/ZnSe. Интенсивность ФЛ в образце C с ростом температуры уменьшается только на два порядка, что согласуется с лучшей локализацией носителей в крупных KT. С другой стороны, спектрально интегрированная интенсивность ФЛ в этом образце даже при температуре 5 K в сто раз меньше чем в образцах A и B, что отражает меньшую плотность излучающих KT.

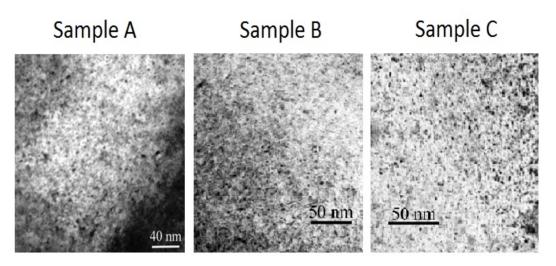


Рис. 2.6: ПЭМ изображения исследуемых структур, полученные в планарной геометрии.

Исследование структур с помощью ПЭМ показало наличие островков, которые можно отнести к КТ из-за их характерных размеров 5 - 10 нм. Плотность КТ, оцененная из ПЭМ изображений, составила $8.0\cdot10^{11}~{\rm cm^{-2}}$ для образца A, $1.2\cdot10^{12}~{\rm cm^{-2}}$ для образца B и $1.4\cdot10^{12}~{\rm cm^{-2}}$ для образца C, рис. 2.6. Таким образом, ПЭМ изображения демонстрируют большую плотность КТ в образце C чем в образцах A и B. Более того, плотность КТ в образце C, определенная с помощью ПЭМ, больше на три порядка, чем плотность, оцененная из μ -ФЛ измерений, что свидетельствует о безызлучательном характере рекомбинации носителей в большинстве КТ из-за наличия дефектов.

Таким образом, KT CdSe/ZnSe, выращенные в режиме термической активации, наиболее пригодны для создания однофотонного источника благодаря отсутствию

фоновой люминесценции и наличию отдельных узких линий с шириной на полувысоте порядка 0.3 - 0.6 мэВ, а также в связи с принципиальной возможностью получения малой плотности KT.

2.3 Конструкция и оптические свойства гетероструктур с квантовыми точками CdSe/ZnMgSSe, выращенных методом термической активации

При изготовлении источника однофотонного света на основе КТ, работающего при высоких температурах, одна из главных задач заключается в создании структуры с высоким внутренним квантовым выходом. Для повышения внутреннего квантового выхода были изготовлены структуры с КТ с увеличенными разрывами зон на интерфейсе [32]. Благодаря увеличению разрывов зон происходит усиление ограничения носителей заряда в КТ и снижение вероятности термического выброса носителей из КТ в окружающие барьеры [27]; тем самым повышается квантовая эффективность излучения при повышенных температурах.

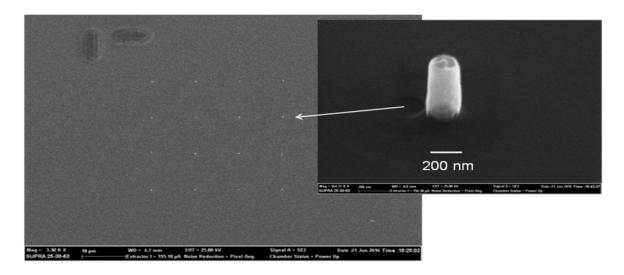


Рис. 2.7: Изображение регулярного массива цилиндрических меза-структур с вертикальными стенками, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Исследуемые гетероструктуры были выращены на подложках GaAs (001) с 10 нм буферным слоем ZnSe и короткопериодной CP ZnSe/ZnSSe толщиной 100 нм, выращенной поверх буферного слоя. Для усиления ограничения носителей KT CdSe, выращенные методом термической активации, были окружены с обеих

сторон составными широкозонными барьерами ZnMgSSe (50 нм), ZnSSe (1.5 нм) и ZnSe (1.5 нм). Поверх структуры был выращен слой ZnSe толщиной 3 нм.

Для выделения небольшого числа КТ с помощью электронной литографии и ионно-плазменного травления был изготовлен регулярный массив цилиндрических меза-структур размером ~ 200 нм в диаметре. Измерения на сканирующем электронном микроскопе подтвердили образование меза-структур с вертикальными стенками, рис. 2.7.

Спектры μ - Φ Л, измеренные при 8 K, продемонстрировали набор узких одиночных линий, которые можно отнести к излучению различных электрон-дырочных комплексов в изолированных KT, рис. 2.8. Количество узких одиночных линий в спектре μ - Φ Л в различных меза-структурах находится в диапазоне от 2 до 7. Это соответствует плотности KT менее чем 10^{10} см $^{-2}$. Полученная плотность KT подходит для создания однофотонного источника на основе излучения одиночной KT.

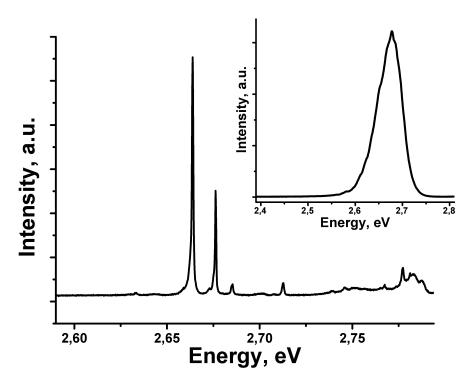


Рис. 2.8: Спектр μ -ФЛ, измеренный в мезе размером 200 нм при температуре 8 К. На вставке изображен спектр ФЛ КТ CdSe/ZnMgSSe при температуре 8 К.

Спектрально интегрированная интенсивность ФЛ гетероструктуры в зависимости от температуры представлена на рисунке 2.9. Интенсивность нормирована на максимальное значение. Пример спектра ФЛ при температуре 8 К изображен на вставке рисунка 2.8. При низкой температуре после возбуждения гетероструктуры лазерным излучением с энергией больше ширины запрещенной зоны СР, но меньше ширины запрещенной зоны барьеров ZnMgSSe, фотовозбужденные носители заряда захватываются СР ZnSe/ZnSSe. Вследствие недостатка энергии носителей, их активации в активную область через толстый барьерный слой ZnMgSSe при низких температурах не происходит (см. вставку на рисунке 2.9), что приводит к увеличению интенсивности ФЛ с ростом температуры от 8 до 130 К. Падение интенсивности ФЛ, наблюдаемое в диапазоне от 160 до 250 K, связано с термической активацией транспорта носителей к центрам безызлучательной рекомбинации, расположенным в барьерных слоях. В целом, интегральная интенсивность ФЛ падает менее чем в 1.7 раза в диапазоне температур от 130 до 200 К.

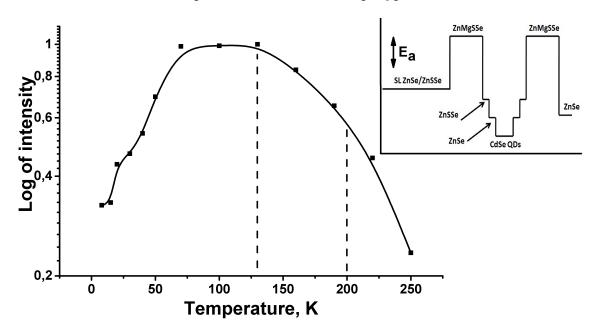


Рис. 2.9: Температурная зависимость спектрально интегрированной интенсивности ФЛ KT CdSe/ZnMgSSe. Пунктирными линиями показана интенсивность при 130 и 200 К. Вставка демонстрирует зонную структуру исследуемого образца.

Типичная измеренная автокорреляционная функция $g^{(2)}(au)$ излучения одиноч-

ной KT CdSe/ZnMgSSe при температуре 8 K представлена на рисунке 2.10.

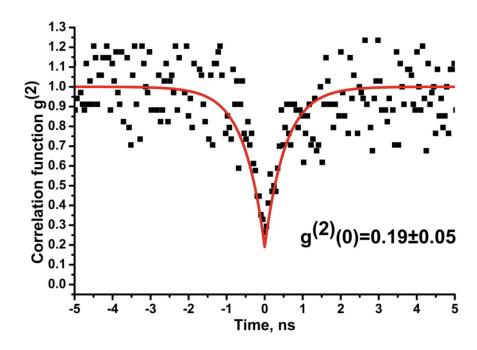


Рис. 2.10: Автокорреляционная функция однофотонного излучения одиночной KT CdSe/ZnMgSSe при температуре 8 K, измеренная в мезе диаметром 200 нм.

Измеренная функция может быть аппроксимирована с помощью уравнения:

$$g^{(2)}(\tau) = a - b_1 * exp(-\tau/c_1), \tag{2.1}$$

где a, b_1 и c_1 - это подгоночные параметры. Значение параметра c_1 дает оценку ширины провала корреляционной функции при нулевой задержке, которая напрямую соотносится со временем жизни излучающего экситона.

Полученное значение параметра c_1 =510 пс определяет ширину провала корреляционной функции, которая соответствует времени жизни экситона в КТ. Среднее значение числа фотонов, регистрируемых одним детектором в секунду, для данных структур составило $\sim 2\cdot 10^4$, что с учетом аппаратной функции измерительного оборудования соответствует интенсивности однофотонного излучения на первой линзе порядка 160 КГц. Аппроксимация экспериментальных данных с по-

мощью формулы 2.1 дала значение корреляционной функции $g^{(2)}(0) = 0.19 \pm 0.05$, что является четким свидетельством однофотонного характера излучения [38].

2.4 Краткие итоги

- Выполнена сравнительная характеристика излучательных свойств КТ CdSe/ZnSe, выращенных в различных условиях. Наиболее пригодным с точки зрения однофотонных применений оказался метод термической активации. Измерения μ-ΦЛ с пространственным разрешением ~ 1 мкм в КТ CdSe/ZnSe, выращенных методом термической активации, показали наличие отдельных, узких пиков ФЛ с отсутствием фоновой люминесценции и шириной на полувысоте порядка 0.3-0.6 мэВ. Сравнительная характеристика плотности КТ, полученной из измерений μ-ФЛ и ПЭМ, свидетельствует о том, что в большинстве КТ носители рекомбинируют безызлучательно, вследствие появления дефектов, связанных с релаксацией напряжений в крупных КТ. Это наблюдение указывает на то, что изготовление КТ методом термической активации требует очень точного контроля над временем и температурой отжига для изготовления однофотонных излучателей с высокой квантовой эффективностью.
- Использование широкозонных барьеров ZnMgSSe позволило достичь внутреннего квантового выхода излучения в KT CdSe более 60 % при температуре порядка 200 K, получаемой с помощью термоэлектрических холодильников. Корреляционная функция второго порядка, измеренная в одиночной КТ при температуре 8 K, подтвердила однофотонный характер излучения.

Глава 3

Экситонный спектр квантовых точек InAs/AlGaAs

3.1 Введение

Однофотонное излучение было получено во многих системах КТ, выращенных эпитаксиально с помощью метода Странского-Крастанова: InAs/GaAs, InP/(Al,Ga,In,P), CdTe/ZnTe, а также в материалах (In,Ga)N/(Al,Ga)N [12, 4], InAs/InAlGaAsP [39, 6, 40] и InAs/InGaAs[41, 42, 43]. Все вместе, эти системы позволяют получить однофотонные излучатели, перекрывающие достаточно широкий спектральный диапазон: от ультрафиолетового до оптического телекоммуникационного (1.55 мкм). Однако большинство из данных систем КТ излучают в определенных узких спектральных диапазонах, так что любое значительное изменение длины волны излучения требует сильной модификации или замены сложной технологической установки.

Исключением является система материалов (In,Ga,Al)As, которая позволяет изготавливать источники квантового света в диапазоне длин волн от ~ 900 нм (КТ InAs/GaAs) до ~ 1.5 мкм (КТ InAs/InGaAs). В этом разделе исследуется возможность дальнейшего расширения спектрального диапазона в коротковолновую область в результате использования полупроводниковых КТ InAs/AlGaAs [32, 44, 45, 46]. В данных структурах сдвиг длины волны излучения в область коротких длин волн, по сравнению с КТ InAs/GaAs, реализуется за счет большей

величины запрещенной зоны барьеров, а также возможной интердиффузии атомов Al в KT [44]. Основное внимание уделяется практически важному диапазону длин волн 630-750 нм, соответствующему области высокой чувствительности однофотонных лавинных фотодиодов и подходящему для использования в атмосферных и спутниковых оптических линиях связи [1]. К настоящему времени, однофотонное излучение в данном диапазоне было достигнуто с использванием KT InP [47], а также KT GaAs, выращенных капельной эпитаксией [48, 49]. Однако при создании гетероструктур на основе InP трудность заключается в росте монолитных микрорезонаторных структур, в то время как образование KT капельной эпитаксией требует очень точной настройки множества параметров роста.

Генерация запутанных по поляризации фотонов, реализуемая с использованием биэкситон-экситонного каскада [50], требует тщательного контроля расщепления экситонных состояний ΔE_{ex} , возникающих в KT со структурой цинковой обманки из-за асимметричной формы точки, упругих напряжений или пьезоэлектрического эффекта [51]. Вид тонкой структуры линий излучения экситона и биэкситона зависит от изотропной части обменного взаимодействия электрона и дырки, задающей расщепление темного (запрещенного) и светлого (разрешенного) экситонов, и величины анизотропной части, возникающей вследствие соответствующего уменьшения симметрии KT (до C_{2v} или ниже), и определяющей расщепление линий излучения светлого экситона, как правило, линейно-поляризованных вдоль кристаллографических осей [110] и [1 $\overline{1}$ 0] [52, 53, 54]. При достаточно большом значении ΔE_{ex} (больше однородной ширины линии излучения экситона), поляризационная запутанность излучения становится невозможной в силу различия каналов распада биэкситона, когда, например, один путь распада производит два горизонтально поляризованных фотона, а другой — два вертикально поляризованных фотона [55, 56]. Таким образом, ключевым условием генерации запутанных фотонных пар в KT является уменьшение ΔE_{ex} . Опубликованные данные о значениях ΔE_{ex} в самоорганизующихся KT, изготовленных с использованием системы материалов (In, Ga, Al) As, малочисленны и противоречивы. Так, сообщалось о наблюдении ΔE_{ex} до \sim 1 мэВ в квантовых точках InAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}As, излучающих в диапазоне от 1.55 до 1.64 эВ (800 и 756 нм, соответственно) [44] . С другой стороны, в недавней работе Гайслера и соавторов наблюдалось излучение КТ Al_{0.1} In_{0.9}As/Al_{0.24}Ga_{0.76}As около 770 нм (\sim 30% от общего количества), с рекордно малыми значениями ΔE_{ex} ниже 10 мкэВ [46] . Эти данные предполагают сложную зависимость ΔE_{ex} экситонов в КТ InAs/AlGaAs от множества параметров, задействованных в процессе роста.

В данной главе проводится сравнительный анализ оптических свойств KT $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ (x \sim 0.4), выращенных МПЭ как с использованием, так и при отсутствии тонкого подслоя GaAs, вставленного между нижним барьером AlGaAs и слоем KT InAs. Излучательные характеристики одиночных KT исследуются с помощью спектроскопии μ -ФЛ. Определяется влияние тонкого подслоя GaAs на величину ΔE_{ex} экситона.

3.2 Оптические и структурные характеристики гетероструктур с квантовыми точками InAs/AlGaAs

Исследовались две серии образцов, содержащих одиночный слой самоорганизующихся КТ InAs с номинальной толщиной 1.7 МС, изготовленных методом Странского-Крастаного. Структуры выращивались на подложках GaAs (100), прикрытых буферным слоем GaAs толщиной 0.2 мкм. КТ InAs были вставлены между барьерными слоями $Al_xGa_{1-x}As$ ($x\sim0.4$) толщинами 200 нм и 50 нм, рис. 3.1(а). В одной серии образцов перед осаждением слоя КТ выращивался слой GaAs толщиной 2 МС, в то время как в другой серии, КТ были сформированы непосредственно поверх барьера $Al_xGa_{1-x}As$ ($x\sim0.4$). В дальнейшем обсуждаются свойства двух репрезентативных образцов: образец A (с подслоем GaAs) и образец В (без подслоя).

Поверхностная плотность и геометрические параметры КТ для образцов А и В были оценены с помощью ПЭМ. Рисунок 3.1 демонстрирует изображения ПЭМ, позволяющие оценить плотность КТ как $\sim 10^{10}~{\rm cm}^{-2}$ в образце А и $\sim 5\cdot 10^9~{\rm cm}^{-2}$ в образце В. Большинство КТ в образце А обладают пирамидальной формой с латеральным размером 10-20 нм и высотой 3-4 нм, рис 3.1(d). В образце В точная оценка формы затруднена из-за слабого контраста ПЭМ изображения, вызванного малым содержанием Іп в КТ и/или небольшим размером КТ вдоль направления роста.

Спектр Φ Л образца A демонстрирует два отдельных пика, которые можно отнести к излучению КТ и смачивающего слоя, рис. 3.1(b). Центр линии Φ Л КТ находится между 900 и 1000 нм, что делает данные КТ схожими с широко распространенные КТ InAs/GaAs. Однако, высокоэнергетичное крыло спектра Φ Л тянется практически до смачивающего слоя, расположенного около 1.8 эВ (\sim 690 нм). Только один ассиметричный пик наблюдается в спектрах Φ Л гетероструктур типа В, в которых КТ InAs вставлены непосредственно в AlGaAs матрицу. По

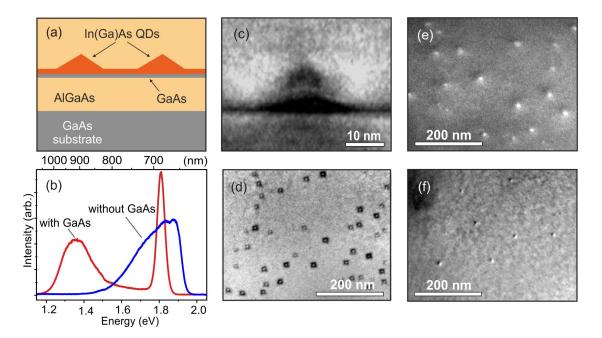


Рис. 3.1: Схематичное представление исследуемых структур (а). Нормированные спектры ФЛ, измеренные в образцах А и В при температуре 77 К (b). Темнопольное ПЭМ изображение образца А в геометрии поперечного сечения (c). Светлопольное ПЭМ изображение образца А с поверхности образца (d). Темнопольные ПЭМ изображения образцов А (e) и В (f) с поверхности образца.

сравнению с образцом A пик $\Phi \Pi$ сдвинут в коротковолновую область, что указывает на меньший размер KT в структурах типа B или диффузию Al в материал KT. Структуры типа B демонстрируют широкий спектр $\Phi \Pi$, который охватывает большой энергетический диапазон от ~ 1.4 до ~ 1.97 эВ (890-630 нм).

Изучение излучательных характеристик одиночных КТ проводилось в цилиндрических меза-структурах размером 200-500 нм в диаметре, которые были изготовлены посредством электронной литографии и реактивного ионного травления.

Спектры μ -ФЛ, измеренные при 8 K, продемонстрировали набор относительно узких линий (~ 100 мкэВ), которые можно отнести к излучению экситонов (X) и электрон-дырочных комплексов: биэкситонов (XX) и заряженных экситонов (отрицательных (X $^-$) и положительных(X $^+$) трионов) в одиночных КТ. Происхождение конкретных линий можно определить с помощью мощностных и поляризационных измерений [57, 58, 59], рис. 3.2 . Так, излучение экситонов и биэкситонов

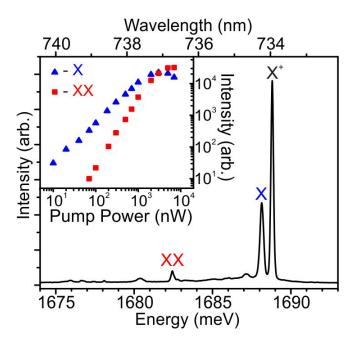


Рис. 3.2: Спектры μ -ФЛ, полученные в образце A, включающие линии излучения экситона, биэкситона и положительно заряженного триона. На вставке показана зависимость интенсивности излучения экситона и биэкситона от мощности возбуждения.

отличается характерной зависимостью интенсивности от мощности возбуждения, которая является либо линейной (экситон), либо квадратичной (биэкситон), вставка на рисунке 3.2. В экспериментах, описываемых далее, мощность возбуждения поддерживалась на достаточно низком уровне для обеспечения возбуждения только экситонных линий.

Появление отрицательных или положительных трионов предполагает наличие в КТ дополнительного носителя заряда (электрона или дырки), возникающего вследствие легирования или оптического инжектирования, связанного с разницей в длинах диффузии электронов и дырок. В КТ InGaAs/GaAs линия излучения X^- появляется на 4.5-6.0 мэВ ниже X, тогда как линия X^+ в большинстве случаев слегка (~ 1 мэВ) смещена относительно X в сторону больших энергий [60]. Главным доказательством формирования синглетного состояния триона является полное отсутствие Y0 его спектра тонкой структуры. Тем не менее, в случае достаточно малого значения X1 различие между слабо расщепленными экситонными линиями и в действительности неразделенными линиями трионов может

оказаться затруднительным.

3.3 Тонкая структура спектра экситонных состояний

Измерения μ -ФЛ проводились в образце с КТ для линейных ортогональных поляризаций, соответствующих направлениям кристаллографических осей [110] и [1 $\bar{1}$ 0]. Контроль поляризации осуществлялся с помощью полуволновой пластины и призмы Глана-Тейлора. Для регистрации расщепления между двумя линейнополяризованными экситонными линиями с точностью выше разрешения спектрометра, измеренные линии были аппроксимированы кривыми Лоренца, а максимумы подобранных контуров были взяты как вершины пиков. Предельная точность, измеренной таким образом величины ΔE_{ex} , была оценена как ~ 20 мкэВ.

Было обнаружено, что в пределах точности измерений многие линии излучения ($\sim 80\%$) в обоих образцах не расщеплены и не поляризованы. Пример таких линий, наблюдаемых в образце А, показан на рисунке 3.3(а). Данные линии могут быть отнесены либо к излучению экситонов с малой величиной ΔE_{ex} , либо к излучению трионов. Остальная часть КТ в этом образце демонстрирует различные значения ΔE_{ex} в диапазоне значений от нуля до чрезвычайно большого значения ΔE_{ex} порядка 450 мкэВ. Более того, некоторые линии обладают небольшой, но отчетливой отрицательной величиной ΔE_{ex} , как показано на рисунке 3.3(b), демонстрирующем две дублетные линии с разными как знаками, так и величинами ΔE_{ex} . Ранее инверсия знака ΔE_{ex} наблюдалась в ансамбле KT InAs/GaAs с малыми размерами [58]. Определенная линейная поляризация наблюдаемых сильно расщепленных линий, вероятно, связана со значительной асимметрией формы КТ и анизотропией деформации напряжений, обуславливающей замешивание состояний тяжелых и легких дырок [61, 62, 63, 64]. Такие асимметричные КТ бесполезны для генерации запутанных фотонов. Однако в измеренных спектрах было найдено лишь сравнительно небольшое количество таких линий, в то время как большинство линий были слабо расщеплены, что является признаком достаточно симметричных КТ.

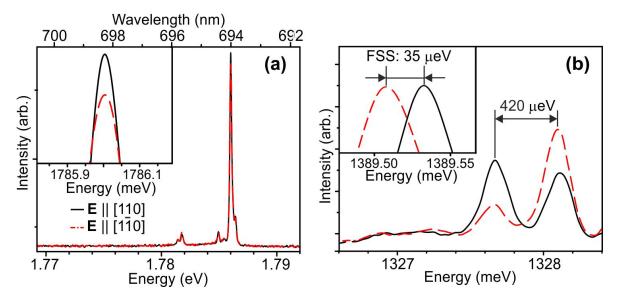


Рис. 3.3: (a) Репрезентативные спектры μ -ФЛ, демонстрирующие нерасщепленные линии излучения. На вставке изображены увеличенные области вершин линий. (b) Пример линий излучения с большой величиной ΔE_{ex} . На вставке показаны вершины линий с отрицательным ΔE_{ex} . Сплошные черные и штриховые красные линии на рисунке (a) и (b) представляют спектры для ортогональных линейных поляризаций, соответствующих направлениям вдоль кристаллических осей [110] и [1 $\bar{1}$ 0] образца с KT.

Узкие линии излучения в образце А появляются между 1.25 и 1.8 эВ. Для оценки статистического распределения ΔE_{ex} в зависимости от энергии излучения было учтено 118 случайно расположенных линий. Среди них — 95 линий со значениями ΔE_{ex} , меньшими, чем точность измерения, которые рассматривались как нерасщепленные линии, и 23 линии с измеримыми значениями ΔE_{ex} . Последние линии можно достоверно отнести к излучению нейтральных экситонов. Квадраты на рисунке 3.4 представляют измеренные значения величин расщепления линейно поляризованных линий ФЛ, приведенные в зависимости от соответствующей энергии фотона. Величина ΔE_{ex} является большой и положительной при малых энергиях (ниже 1.4 эВ) и быстро уменьшается с увеличением энергии, так что выше ~ 1.5 эВ значения ΔE_{ex} флуктуируют вблизи нуля. По аналогии с КТ InAs/GaAs [58] эта зависимость связана с быстрым сокращением величины ΔE_{ex} при уменьшении размера КТ. Симметричный разброс значений ΔE_{ex} вокруг нуля подразумевает, что, по крайней мере, часть "нерасщепленных" линий являются

экситонными состояниями с малой величиной ΔE_{ex} . Таким образом, КТ в образце A, обладающие наименьшим размером, пригодны для использования в системах защищенных атмосферных линий связи, поскольку они излучают свет около 750 нм, имеют небольшую поверхностную плотность, а также обладают пренебрежимо малой величиной ΔE_{ex} .

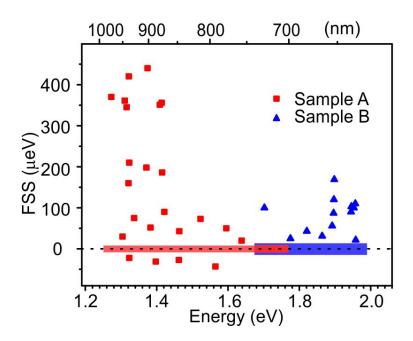


Рис. 3.4: Измеренные значения ΔE_{ex} , как функция энергии фотонов для образцов А и В. Красные и синие горизонтальные полосы соответствуют нерасщепленным линиям излучения с практически нулевым значением ΔE_{ex} , обнаруженным в образцах А и В, соответственно.

В образце В статистическое распределение значений ΔE_{ex} существенно отличается от образца A, рис. 3.4. Среди 84 измеренных линий было обнаружено только 13 с измеримым значением ΔE_{ex} . Эти линии появляются между 1.7 и 1.97 эВ, при этом соответствующие средние значения ΔE_{ex} слабо зависят от энергии излучения фотона. Знак ΔE_{ex} всегда положителен, а его амплитуда колеблется в диапазоне 10-180 мкэВ. Отсутствие отрицательных значений ΔE_{ex} подразумевает, что большинство "нерасщепленных" линий, наблюдаемых в этом образце, соответствуют излучению трионов. Хотя синглетные трионные состояния не подходят для генерации запутанных фотонных пар, их применение для сверхбыстрой генерации

одиночных фотонов является предпочтительным по сравнению с нейтральными экситонами из-за отсутствия темного состояния [65].

3.4 Краткие итоги

- Представлена сравнительная характеристика оптических свойств самоорганизующихся КТ InAs/Al_xGa_{1-x}As (x~0.4), выращенных с подслоем GaAs и без него. Использование двух подходов позволило получить КТ, излучение которых перекрывает диапазон длин волн от 630 до 1000 нм.
- Определено влияние подслоя GaAs на вид экситонного спектра KT InAs/AlGaAs. KT, выращенные поверх подслоя GaAs, излучают свет в диапазоне длин волн от 700 до 1000 нм. Наиболее полезными для разработки красных однофотонных источников являются точки наименьших размеров, демонстрирующие малую спектральную плотность экситонных линий в спектральном диапазоне 700-780 нм. Также, данные KT демонстрируют малую величину ΔE_{ex} экситона, что является предпосылкой для генерации запутанных фотонных пар. В свою очередь, KT InAs/AlGaAs, выращенные без подслоя GaAs, подходят для однофотонной генерации на максимально коротких длинах волн, вплоть до 630 нм. Данные характеристики отдельных KT InAs/AlGaAs делают их перспективными для разработки микрорезонаторных или фотонных волноводных структур, предназначенных для генерации интенсивного и чистого квантового света в красном спектральном диапазоне.

Глава 4

Источник одиночных фотонов на основе квантовых точек $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ с высокой эффективностью сбора и вывода излучения

4.1 Введение

Несмотря на превосходные физические свойства КТ существует ряд проблем, связанных с их применением в коммерческих продуктах. Так, полное внутреннее отражение ограничивает эффективность вывода излучения η_{ext} , которая, описывает вероятность сбора фотонов, испускаемых КТ внешней оптической системой — такой как линза или оптическое волокно с заданной числовой апертурой. Например, для КТ InAs, встроенных в объемный материал GaAs, η_{ext} составляет менее 2 % из-за полного внутреннего отражения фотонов, попадающих на границу раздела полупроводник-вакуум под углами, превышающими 17^0 [66, 67]. Поэтому для применения квантовых источников света в квантовых системах связи крайне важно максимально оптимизировать эффективность извлечения фотонов.

В настоящее время основные стратегии достижения максимально эффективного вывода излучения связываются с разработкой однофотонных источников на основе КТ, помещенных в циллиндрические брэгговские микрорезонаторы и фо-

тонные наноантенны.

Стандартная конструкция колончатых микрорезонаторов Фабри-Перо представляет собой резонатор толщиной кратной длине волны излучения, расположенный между нижним и верхним распределенными брэгговскими зеркалами [68, 69]. Данная конструкция способствует трехмерному ограничению света и обладает узкой диаграммой направленности [70]. Микрорезонаторы позволяют с высокой эффективностью генерировать близкие к идеальным однофотонные состояния как при оптической [71], так и при электрической накачке [72, 73], и вследствие этого они имеют применение в экспериментах по распределению квантовых ключей в свободном пространстве [74, 75].

Фотонные наноантенны представляют собой колончатые (цилиндроподобные) волноводы переменного сечения высотой несколько мкм и диаметром порядка длины волны света. Данный тип структур позволяет эффективно направлять излучение встроенного квантового излучателя в основную пространственную моду НЕ₁₁, распространяющуюся вдоль осевого направления волновода, и формировать узкую диаграмму направленности при ее адиабатическом изменении в плавно сужающейся верхней части [76]. Этот подход отличается высокой эффективностью извлечения фотонов в широком спектральном диапазоне, составляющем несколько десятков нанометров. С использованием данной конструкции был реализован однофотонный источник с оптической накачкой и эффективностью 72% [77].

В данной главе исследуется возможность создания источника одиночных фотонов, обладающего высокой интенсивностью излучения, для красной области спектра на основе KT InAs/AlGaAs. Оптические свойства KT исследуются в колончатых микрорезонаторах с распределенными полупроводниковыми и диэлектрическими брэгговскими зеркалами, а также в фотонных наноантеннах.

4.2 Мелкие меза-структуры

Перед проведением работ по созданию однофотонного источника, обладающего высокой интенсивностью излучения в красной области спектра, была определена возможность получения однофотонного излучения в структурах с мелкими мезами аналогичных образцам, обсуждаемым в главе 3. На рисунке 4.1 представлены характерные примеры автокорреляционной функции $g^{(2)}(\tau)$, измеренные при T=8 К в узких линиях излучения для образцов как с подслоем GaAs, так и без него. Форма функций характерна для линий излучения экситона и может быть аппроксимирована согласно формуле (2.1).

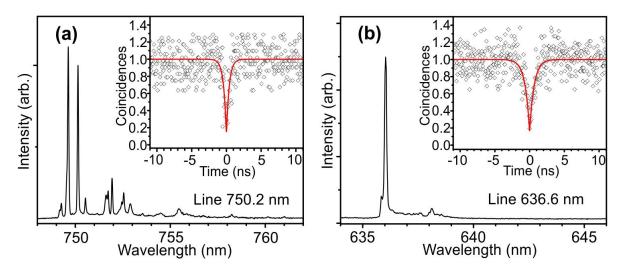


Рис. 4.1: Корреляционные функции второго порядка $g^{(2)}$ однофотонного излучения, измеренные при 8 К для экситонных линий в образцах как с подслоем GaAs (a), так и без него (b). Полученные значения $g^{(2)}(0)$ равны 0.17 (a) и 0.16 (b) соответственно.

Для измеренных корреляционных функций, аппроксимация дает значение $g^{(2)}(0) < 0.2$, что является свидетельством однофотонной природы излучения. Значение корреляционной функции при $\tau = 0$ не достигает нуля, как для идеального однофотонного излучателя, скорее всего, из-за наличия фонового излучения. Достигнутая интенсивность однофотонного излучения составляет около $\sim 100~\rm k\Gamma q$ на первой линзе, что ограничено неоптимизированным выводом излучения фотонов в мезаструктурах.

4.3 Микрорезонаторы с полупроводниковыми брэгговскими зеркалами

Исследуемые микрорезонаторы с полупроводниковыми брэгговскими зеркалами были выращены с помощью МПЭ методом Странского-Крастанова на подложках GaAs (001) с буферным слоем GaAs толщиной 0.2 мкм. В качестве активной области использовались КТ InAs в барьерах $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$, сформированные в центре одноволнового микрорезонатора. Для создания брэгговских зеркал был выращен набор пар четвертьволновых слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ (30 пар для нижнего зеркала и 24 для верхнего) в одном и том же ростовом процессе.

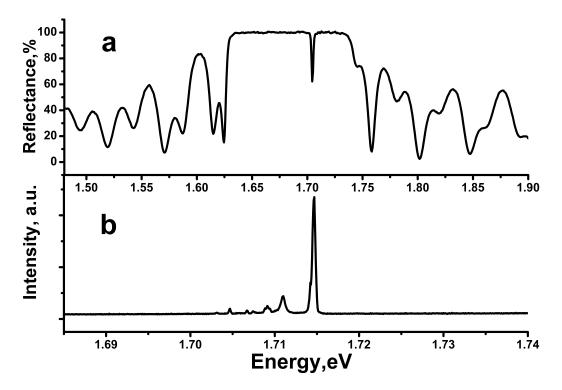


Рис. 4.2: Спектр отражения микрорезонаторной структуры (а). Спектр μ -ФЛ, измеренный при температуре 8 К в цилиндрической мезе с диаметром 1000 нм (b).

В спектре отражения исследуемой структуры наблюдается резонансный провал с шириной на половине максимума 1.7 мэВ на энергии 1.71 эВ, рис. 4.2а. Полученные данные согласуются со спектром μ - Φ Л, измеренным в цилиндрической меза-структуре с диаметром 1000 нм (рис. 4.2b) и показывающим усиление

отдельной линии непосредственно в данном диапазоне энергий.

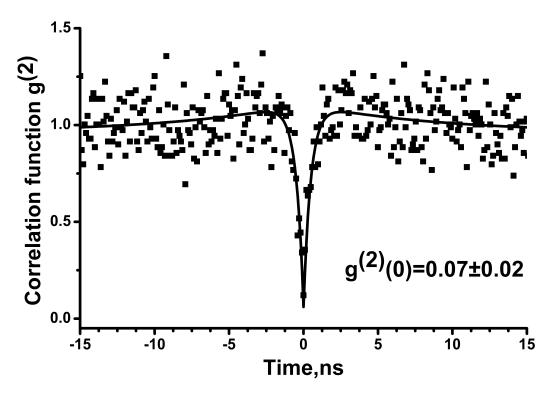


Рис. 4.3: Нормированная корреляционная функция второго порядка однофотонного излучения, измеренная в цилиндрической мезе с брэгговскими зеркалами диаметром 1000 нм при $T=8~\mathrm{K}$.

На рисунке 4.3 изображена корреляционная функция, измеренная в цилиндрической мезе с брэгговскими зеркалами диаметром 1000 нм при T=8 К. Вид данной функции характерен для излучения триона, поскольку рядом с провалом "антигруппировки" находятся два симметричных пика "группировки", которые связаны с переходом из заряженного состояния в нейтральное состояние КТ [78]. Корреляционная функция данного вида может быть аппроксимирована с использованием выражения:

$$f(\tau) = a - b_1 * exp(-\tau/c_1) + b_2 * exp(-\tau/c_2), \tag{4.1}$$

Значение, полученное при подгонке c_1 , составило 490 пс. Эта характеристика связана со временем жизни $\Phi \Pi$, в то время как значение параметра $c_2 = 9.1$ нс отражает ширину пика "группировки", связанной со временем перезарядки триона.

Однофотонная природа излучения подтверждается измеренным значением $g^{(2)}(0)$ = 0.07. Благодаря трехмерному ограничению света, среднее число зарегистрированных фотонов в секунду на один детектор возросло до $4\cdot10^4$. Интенсивность излучения на первой линзе, при учете аппаратной функции, составляла 640 к Γ ц.

4.4 Микрорезонаторы с диэлектрическими брэг-говскими зеркалами

Отражательная способность одиночной пары зеркал зависит от контраста показателя преломления между двумя материалами [69]. Для КТ InAs/AlGaAs в качестве распределенных брэгтовских зеркал наиболее подходит решеточносогласованная пара четвертьволновых слоев AlGaAs/AlAs, контраст показателя преломления которой постепенно уменьшается с увеличением содержания Al в слоях AlGaAs. Это обстоятельство препятствует получению однофотонного излучения в данной материальной системе в области коротких длин волн с параметрами, пригодными для коммерческого использования. Поэтому в настоящей работе изучается возможность изготовления верхнего брэгговского зеркала колончатого микрорезонатора на основе четвертьволновых слоев SiO₂/Ta₂O₅ вместо Al_{0.3}Ga_{0.7}As/AlAs, в связи с большим контрастом показателя преломления (1.48 против 1.13, соответственно).

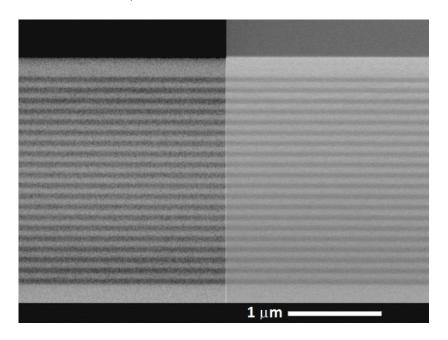


Рис. 4.4: ПЭМ изображение в поперечной геометрии выращенной гетероструктуры с 19 периодами нижнего распределенного брэгговского зеркала $AlAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ и активной областью, содержащей слой КТ InAs в барьерах $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

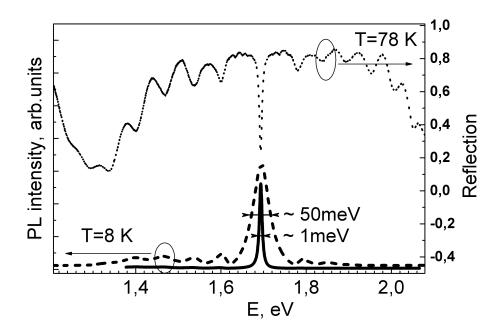


Рис. 4.5: Нижние кривые представляют спектры ФЛ выращенной полупроводниковой части структуры (пунктирная кривая) и гибридной структуры с верхним диэлектрическим брэгговским зеркалом (сплошная кривая). Верхняя пунктирная кривая представляет спектр отражения гибридной структуры.

Полупроводниковая часть гибридной структуры, выращенная методом МПЭ, содержит 19 периодов четвертьволновых слоев $AlAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, которые образуют нижнее брэгговское зеркало и активную область, содержащую слой КТ InAs в барьерах $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, рис. 4.4. Толщина активной области составляет 224 нм. Толщины слоев распределенного брэгговского зеркала AlAs и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, составляют 56 и 62 нм, соответственно. Верхнее брэгговское зеркало формируется после роста полупроводниковой части методом магнетронного распыления и состоит из 3 периодов по 125 нм SiO_2 и 91 нм Ta_2O_5 . На последнем технологическом этапе мезаструктуры субмикронного размера формировались методом фотолитографии и реактивного ионного сухого травления.

По сравнению с излучением полупроводниковой части гетероструктуры, состоящей только из нижнего брэгговского зеркала и активной области, ФЛ гибридной структуры демонстрирует значительно более узкий спектр излучения с полной

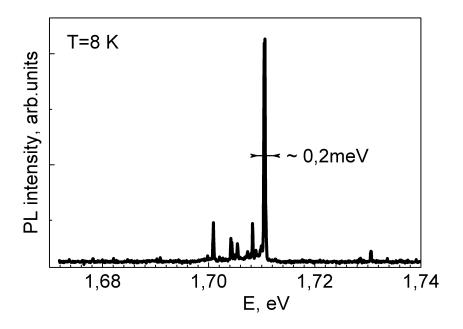


Рис. 4.6: Спектр μ -ФЛ меза-структуры с субмикронным размером.

шириной на полувысоте ~1 мэВ и резонансный провал в спектре отражения с полушириной порядка 1.2 мэВ, что характерно для микрорезонатора с распределенным брэгговским зеркалом, рис. 4.5.

Поверхностная плотность KT, оцененная из измерений атомно-силовой микроскопии референсных структур с неприкрытым слоем KT, составляет $\sim 10^{10}$ см $^{-2}$. Результаты атомно-силовой микроскопии также продемонстрировали флуктуации плотности KT на субмикронных размерах. В результате, изготовленный массив из нескольких сотен меза-структур включал в себя микрорезонаторы с существенно разным количеством KT. Для измерений было выбрано несколько меза-структур с одиночными KT, линии излучения которых были расположены в области резонанса микрорезонатора, при этом, как правило, интенсивность излучения одной из спектральных линий была значительно больше чем у других, рис. 4.6. Наиболее яркие спектральные линии этого типа были отнесены к излучению заряженных экситонных состояний (трионов), а не нейтральных экситонов, поскольку они не имеют тонкой структуры. Эти линии обладают полушириной около 0.2 мэВ, что

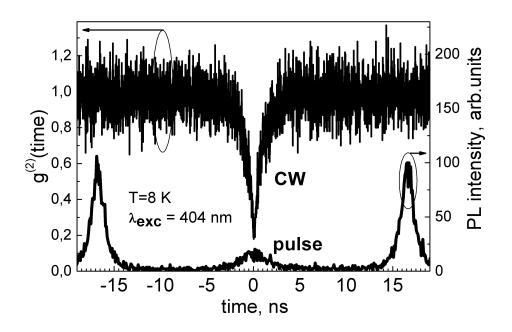


Рис. 4.7: Корреляционная функция второго порядка для самой яркой линии в спектре μ - Φ Л, показанной на рисунке 4.6, при непрерывном и импульсном лазерном возбуждении.

характерно для излучения одиночных КТ, рис. 4.6.

Автокорреляционные измерения, выполненные при мощности возбуждения в 2-4 раза ниже мощности насыщения излучения, продемонстрировали значение функции $g^{(2)}$ при нулевой задержке менее 0.2, что однозначно подтверждает однофотонный характер излучения, рис. 4.7. Оцененная интенсивность однофотонного излучения на первой линзе превысила $1~\text{M}\Gamma$ ц.

4.5 Фотонные наноантенны

В данном разделе показана возможность создания эффективного однофотонного источника на основе фотонной наноантенны, работающего в красной области спектра (λ <700 нм), соответствующей зоне высокой чувствительности современных кремниевых лавинных фотодиодов и спектральной области высокой прозрачности атмосферы.

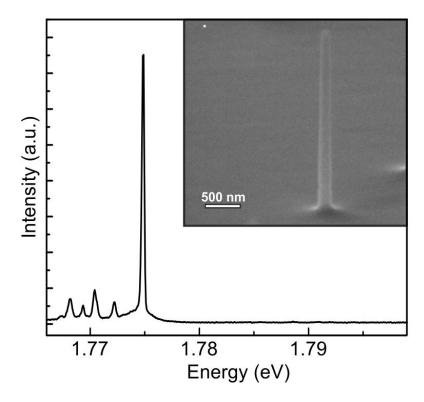


Рис. 4.8: Спектр μ -ФЛ одиночной КТ, измеренный в фотонной наноантенне при 8 К. На вставке показано изображение типичной наноантенны, полученное на СЭМ.

Исследуемая гетероструктура содержала КТ InAs, сформированные методом Странского-Крастанова на подложках GaAs (001) с буферным слоем GaAs толщиной 0.2 мкм. На буферном слое были выращены барьерные слои $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ (50 нм) и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (200 нм). Затем формировалась плоскость КТ InAs с номинальной толщиной 1.7 МС, поверх которой выращивался 200-нм барьерный слой $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Рост структуры завершался осаждением толстого (1.1 мкм) слоя

$Al_{0.4}Ga_{0.6}As.$

Фотонные наноантенны в форме сужающихся к вершине колонн формировались из верхнего слоя $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ ионно-лучевым травлением с помощью ионов Ar. Сапфировые наношарики были использованы в качестве маски, защищающей от травления. Как следствие, были получены колончатые структуры с переменным сечением, высотой около 1.8 мкм, диаметром 200-250 нм у основания и 150-200 нм у вершины (вставка на рис. 4.8). Плотность наноантенн, расположенных случайным образом и определяемая количеством наношариков на единицу площади, была выбрана так, чтобы создать условия для оптической изоляции во время измерений и обеспечить возможность обнаружения структуры, которая бы содержала небольшое количество излучающих КТ (или даже только одну КТ).

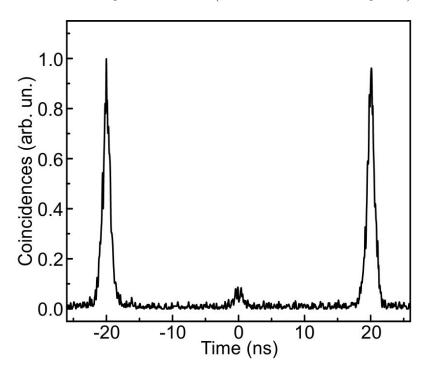


Рис. 4.9: Автокорреляционная функция однофотонного излучения, регистрируемого для одиночной линии в спектре $\Phi \Pi$ в фотонной наноструктуре при 8 К.

Типичный спектр μ - Φ Л фотонной наноструктуры, измеренный при температуре 8 K, состоит из набора узких линий, возникающих в результате излучательной рекомбинации экситонов и экситонных комплексов (биэкситонов и трионов),

возбуждаемых в одиночной КТ, рис. 4.8. Автокорреляционная функция $(g^{(2)}(\tau))$ была измерена для линии ФЛ с энергией излучения 1.774 эВ (699 нм). Интенсивность однофотонного излучения на первой линзе составила порядка 5 МГц, что превосходит более чем в 50 раз интенсивность излучения, полученную из мелкой меза-структуры, глава 4.2. Измеренная корреляционная функция приведена на рисунке 4.9. Полученное значение $g^{(2)}(0) = 0.08$ подтверждает однофотонную природу излучения.

4.6 Краткие итоги

- Исследованы оптические свойства эффективных источников одиночных фотонов для красной области спектра на основе КТ InAs/AlGaAs в микрорезонаторах с распределенными полупроводниковыми и диэлектрическими брэгговскими зеркалами, а также в фотонных наноантеннах. Для всех трех типов структур продемонстрировано однофотонное излучение, что делает возможным их использование в различных системах квантовой фотоники.
- Показано, что исследуемые способы достижения высокой интенсивности излучения, такие как брэгговские зеркала и фотонные наноантенны, позволили увеличить поток излучаемых фотонов в красной области спектра более чем в 10-50 раз, по сравнению с обычной меза-структурой. Наиболее эффективным однофотонным источником оказалась волноводная фотонная наноантенна, позволившая реализовать интенсивность излучения однофотонного источника более чем 5 МГц.

Глава 5

Источник одиночных фотонов на основе квантовых точек CdSe, работающий при повышенных температурах

5.1 Введение

Источники квантового света видимого диапазона на основе эпитаксиальных полупроводниковых КТ являются перспективными кандидатами для использования в системах квантовой криптографии, необходимых для безопасной передачи данных по оптическим линиям связи в свободном пространстве (в атмосфере и космосе), а также по пластиковому оптоволокну [79, 80]. Коммерческие устройства данного типа на основе полупроводниковых КТ в настоящее время недоступны из-за отсутствия воспроизводимой технологии изготовления однофотонных источников видимого диапазона с необходимыми характеристиками (плотность КТ, чистота и яркость однофотонного излучения). В частности, одной из главных проблем являются физические ограничения, определяющие возможность выделения неперекрывающихся узких линий излучения одиночных электрон-дырочных комплексов (биэкситонов и трионов), и, таким образом, максимальную рабочую температуру. По мере повышения температуры линии излучения спектрально расширяются и начинают перекрываться при определенной температуре, что делает затрудни-

тельным получение "чистой" однофотонной статистики. КТ на основе широкозонных соединений группы A2B6 считаются хорошими кандидатами для создания однофотонных источников, работающих при комнатной температуре, благодаря большой энергии связи биэкситона и экситона и, как следствие, большому спектральному расстоянию между данными линиями излучения [27, 28].

Так, однофотонное излучение уже было достигнуто при 220 К в структуре с KT CdSe, сформированными в нанопроволоке ZnSe [81] и при 300 K в эпитаксиальной гетероструктуре, в которой излучение одиночной KT CdSe/ZnSe пространственно выделялось за счет применения апертуры субмикронного размера, образованной в напыленном металлическом слое [5]. Скорость генерации излучения этих образцов, однако, не превышала десятков килогерц, что на два-три порядка ниже тех скоростей, которые требуются для приложений в системах квантовой криптографии. Для уже "канонических" эпитаксиальных KT InAs/GaAs проблема повышения эффективности сбора и вывода излучения из одной КТ обычно решается путем изготовления колончатых микрорезонаторов с распределенными брэгговскими зеркалами, состоящими из слоев GaAs/AlAs с близкими постоянными решетки [82]. Изготовление подобных структур в технологически доступных системах на основе соединений группы А2В6 затруднено отсутствием бинарных решеточно-согласованных соединений. Lohmeyer и др. удалось изготовить гетероструктуру с полупроводниковыми распределенными брэгговскими зеркалами, состоящими из слоев MgS и ZnCdSe, включающую KT CdSe/ZnSSe в качестве активной области [83]. К сожалению, соединение MgS быстро окисляется на воздухе, что сильно препятствует последующей обработке выращенных гетероструктур и, как следствие, ведет к быстрой деградации изготовляемых устройств.

В данной главе изучаются излучательные характеристики источника одиночных фотонов на основе гетероструктуры с квантовыми точками CdSe/ZnSe, и цилиндрического волновода с переменным поперечным сечением, сформированного в слое диэлектрика (резиста SU-8, используемого при стандартном процессирова-

нии полупроводниковых структур методом электронно-лучевой литографии) [77]. Исследуется принципиальная возможность создания эффективного однофотонного источника на основе системы материалов A2B6, работающего при температуре жидкого азота.

5.2 Конструкция гетероструктуры с квантовыми точками CdSe/ZnMgSSe

Получение однофотонной статистики излучения подразумевает спектральное изолирование одиночной линии излучения отдельной КТ. В связи с этим, появляется необходимость создания массива КТ с достаточно низкой плотностью (менее 10^{10} см $^{-2}$). Для достижения данной цели, структура с КТ CdSe была выращена методом термической активации, см. главу 2.2.

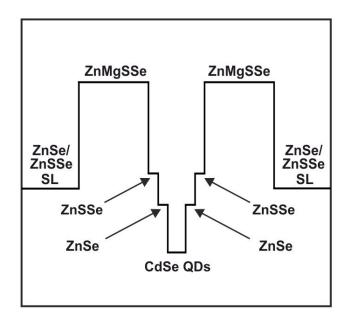


Рис. 5.1: Зонная энергетическая диаграмма KT CdSe, заключенных между широкозонными барьерами.

Исследуемая гетероструктура была выращена на подложках GaAs (001) с 200нм буферным слоем GaAs [84]. Слой ZnSe толщиной 10 нм и короткопериодная СР ZnSe (1.8 нм)/ZnSSe (1.5 нм) общей толщиной 33 нм были выращены поверх буферного слоя. KT CdSe были помещены между широкозонными барьерами, состоящими из слоев ZnMgSSe толщиной 47 нм, ZnSSe толщиной 1.5 нм и ZnSe толщиной 0.5 нм с целью улучшения ограничения носителей заряда. После осаждения широкозонных барьеров, поверх была выращена СР ZnSe (1.8 нм)/ ZnSSe (1.5 нм) общей толщиной 33 нм и слой ZnSe 10 нм, рис. 5.1.

5.3 Фотонная наноантенна

Для повышения эффективности вывода излучения из одиночной КТ применялся метод, в основе которого лежит изготовление гибридной фотонной наноантенны, состоящей из диэлектрика и полупроводника. Для реализации данной технологии поверх выращенной гетероструктуры наносился толстый слой (1.4 мкм) электронного фоторезиста SU-8 с показателем преломления n=1.6. Данный фоторезист оптически прозрачен в интересующем спектральном диапазоне. Результатом электронно-лучевой литографии и ионно-лучевого травления ионами Аг явились цилиндрические структуры с переменным поперечным сечением, высотой ~ 1 мкм и диаметром основания 180 нм, рис. 5.2.

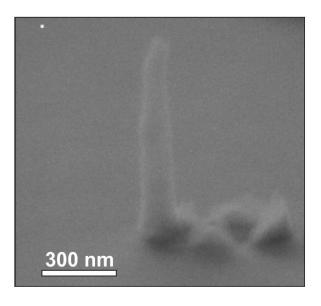


Рис. 5.2: Изображение, полученное на СЭМ, типичной фотонной наноантенны, изготовленной с помощью электронной литографии и ионно-лучевого травления фоторезиста.

5.4 Морфология и оптические характеристики

Анализ исследуемой структуры с помощью ПЭМ выявил наличие островков, которые можно характеризовать как КТ благодаря характерным латеральным размерам 5-9 нм. Измеренная плотность КТ, согласно данным на ПЭМ изображении, составила $\sim 5\cdot 10^9~{\rm cm}^{-2}$, рис. 5.3а . Спектр ФЛ изготовленной структуры, измеренный при 77 K, представляет собой интенсивную линию, ширина на полувысоте которой составляет $\sim 90~{\rm m}$ В. Данное значение спектральной ширины говорит о неоднородном характере уширения, связанным с большим разбросом состава или/и размеров излучающих КТ, рис. 5.3b.

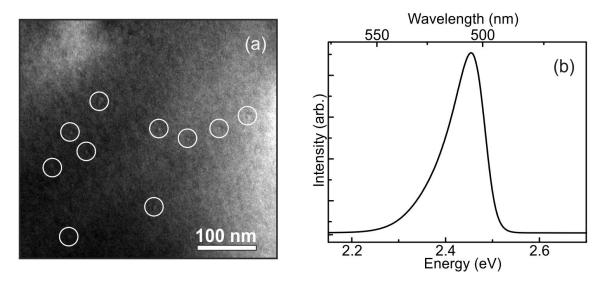


Рис. 5.3: (a) Планарное ПЭМ изображение структуры с KT CdSe в широкозонных барьерах. Белые кружки соответствуют KT CdSe. (b) Типичный спектр Φ Л структуры с KT CdSe, измеренный при температуре 77 K.

Типичный спектр μ - Φ Л (измеренный с пространственным разрешением ~ 1 мкм) одиночной фотонной структуры включает узкие линии, относящиеся к излучению малого числа отдельных КТ, находящихся внутри структуры, рис. 5.4. Ширина запрещенной зоны КТ уменьшается по мере увеличения температуры, и как следствие, линия излучения смещается в сторону более длинных волн. При этом, полуширина линии излучения увеличивается от 0.4 мэВ при 8 К до 3.5 мэВ

при 80 K. Благодаря системе широкозонных барьеров ZnSe/ZnSse/ZnMgSSe обеспечивается отсутствие гашения интегральной интенсивности отдельных линий излучения в диапазоне температур от 8 до 80 K.

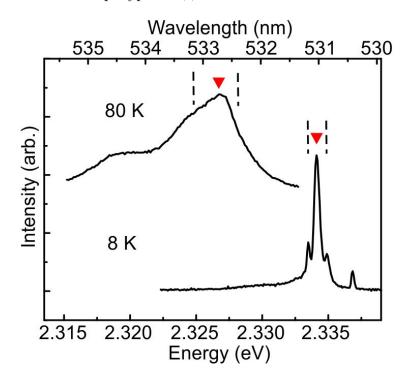


Рис. 5.4: Спектры μ -ФЛ, измеренные в одиночной фотонной структуре при температурах 8 и 80 К.

Для определения положения экситонной линии эмиссии в заданной KT при различных температурах применялась формула Варшни:

$$E_{(0)}(T) = E_{(0)}(0) - \alpha T^2 / (\beta + T), \tag{5.1}$$

где $E_{(0)}(0)$ — ширина запрещенной зоны при нулевой температуре, а α и β — тепловые коэффициенты Варшни [85]. Использованные параметры α =0.57 мэВ/К и β =320 К находятся в соответствии со значениями, известными для кубического CdSe [86]. Красные треугольники на Рисунке 5.4 соответствуют центру линии излучения отдельной КТ при температуре 8 К, а также соответствующему положению данной линии при 80 К, определенному в соответствии с уравнением 5.1.

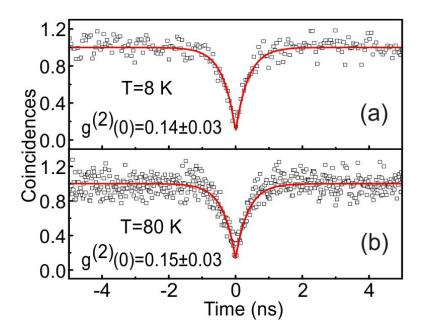


Рис. 5.5: Автокорреляционные функции однофотонного излучения, измеренные для одиночной линии в фотонной наноантенне при температурах 8 (а) и 80 (b) К.

Измерения автокорреляционной функции проводились в спектральных диапазонах, обозначенных пунктирными линиями. Автокорреляционные функции $g^{(2)}(\tau)$, измеренные в данных спектральных диапазонах при температурах 8 и 80 К, изображены на рисунках 5.5а и рис. 5.5b, соответственно. Функция была аппроксимирована согласно уравнению 2.1. Значение параметра c_1 , полученное путем подгонки экспериментальных зависимостей, составило 380 пс. Это значение времени жизни согласуется с результатами, которые были получены ранее [87]. Интенсивность однофотонного излучения составила порядка 1 МГц на первой линзе как при 8, так и при 80 К. Похожие значения скоростей излучения, измеренные при различных температурах, указывают на небольшое количество дефектов, а также на хорошее структурное качество исследуемой структуры. Измеренное значение $g^{(2)}(0)$ оказалось меньше 0.2, что подтверждает однфотонную природу света. Увеличение "чистоты" измеряемой корреляционной функции второго порядка может быть достигнуто за счет использования резонансной оптической накачки [71], тогда как для создания однофотонного источника, обладающего большей интен-

сивностью излучения, требуется достижение лучшего контроля формы фотонных наноантенн при постростовой обработке.

5.5 Краткие итоги

- Исследованы излучательные характеристики фотонных наноструктур с KT CdSe. Продемонстрированы одиночные линии излучения отдельных KT, расположенных в фотонной наноструктуре высотой 1 мкм и диаметром основания 180 нм.
- В фотонных наноструктурах с CdSe KT продемонстрировано однофотонное излучение со средней частотой около 1 МГц при практически важной температуре жидкого азота. Измеренное значение $g^{(2)}(0)$ составило меньше 0.2, что позволяет применять данные гетероструктуры в системах квантовой криптографии, используемых в атмосферных линиях связи.

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Выполнена сравнительная характеристика излучательных свойств КТ CdSe/ZnSe, выращенных в различных условиях. Наиболее пригодным с точки зрения однофотонных применений оказался метод термической активации. Измерения µ-ФЛ с пространственным разрешением ~ 1 мкм в КТ CdSe/ZnSe, выращенных методом термической активации, показали наличие отдельных, узких пиков ФЛ с отсутствием фоновой люминесценции и шириной на полувысоте порядка 0.3-0.6 мэВ. Сравнительная характеристика плотности КТ, полученной из измерений µ-ФЛ и ПЭМ, свидетельствует о том, что в большинстве КТ носители рекомбинируют безызлучательно, вследствие появления дефектов, связанных с релаксацией напряжений в крупных КТ. Это наблюдение указывает на то, что изготовление КТ методом термической активации требует очень точного контроля над временем и температурой отжига для изготовления однофотонных излучателей с высокой квантовой эффективностью.
- Использование широкозонных барьеров ZnMgSSe позволило достичь внутреннего квантового выхода излучения в KT CdSe более 60 % при температуре порядка 200 K, получаемой с помощью термоэлектрических холодильников. Корреляционная функция второго порядка, измеренная в одиночной КТ при температуре 8 K, подтвердила однофотонный характер излучения.
- Представлена сравнительная характеристика оптических свойств самоорга-

низующихся КТ $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ (х \sim 0.4), выращенных с подслоем GaAs и без него. Использование двух подходов позволило получить КТ, излучение которых перекрывает диапазон длин волн от 630 до 1000 нм.

- Определено влияние подслоя GaAs на вид экситонного спектра KT InAs/AlGaAs. KT, выращенные поверх подслоя GaAs, излучают свет в диапазоне длин волн от 700 до 1000 нм. Наиболее полезными для разработки красных однофотонных источников являются точки наименыших размеров, демонстрирующие малую спектральную плотность экситонных линий в спектральном диапазоне 700-780 нм. Также, данные KT демонстрируют малую величину ΔE_{ex} экситона, что является предпосылкой для генерации запутанных фотонных пар. В свою очередь, KT InAs/AlGaAs, выращенные без подслоя GaAs, подходят для однофотонной генерации на максимально коротких длинах волн, вплоть до 630 нм. Данные характеристики отдельных KT InAs/AlGaAs делают их перспективными для разработки микрорезонаторных или фотонных волноводных структур, предназначенных для генерации интенсивного и чистого квантового света в красном спектральном диапазоне.
- Исследованы оптические свойства эффективных источников одиночных фотонов для красной области спектра на основе KT InAs/AlGaAs в микрорезонаторах с распределенными полупроводниковыми и диэлектрическими брэгговскими зеркалами, а также в фотонных наноантеннах. Для всех трех типов структур продемонстрировано однофотонное излучение, что делает возможным их использование в различных системах квантовой фотоники.
- Показано, что исследуемые способы достижения высокой интенсивности излучения, такие как брэгговские зеркала и фотонные наноантенны, позволили увеличить поток излучаемых фотонов в красной области спектра более чем в 10-50 раз, по сравнению с обычной меза-структурой. Наиболее эффективным однофотонным источником оказалась волноводная фотонная нано-

антенна, позволившая реализовать интенсивность излучения однофотонного источника более чем 5 М Γ ц.

- Исследованы излучательные характеристики фотонных наноструктур с KT CdSe. Продемонстрированы одиночные линии излучения отдельных KT, расположенных в фотонной наноструктуре высотой 1 мкм и диаметром основания 180 нм.
- В фотонных наноструктурах с CdSe KT продемонстрировано однофотонное излучение со средней частотой около 1 МГц при практически важной температуре жидкого азота. Измеренное значение $g^{(2)}(0)$ составило меньше 0.2, что позволяет применять данные гетероструктуры в системах квантовой криптографии, используемых в атмосферных линиях связи.

- Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:
- [A1] M.V. Rakhlin, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, A.A. Usikova, S.V. Gronin, K.G. Belyaev, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. Micro-photoluminescence studies of CdSe/ZnSe quantum dot structures grown under different conditions // Acta Phys. Pol. A 129, 117-119 (2016).
- [A2] M.V. Rakhlin, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, S.V. Gronin, A.A. Usikova, A.A. Sitnikova, P.N. Brunkov, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. Comparative studies of CdSe/ZnSe quantum dot structures epitaxially grown either with or without a sub-monolayer CdTe stressor // Phys. Stat. Sol. C 13, 7-9, 514-517 (2016).
- [A3] M.V. Rakhlin, K.G. Belyaev, S.V. Gronin, I.S. Mukhin, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. Emission properties of individual InAs/Al_{0.44}Ga_{0.56}As quantum dots // J. Phys.: Conf. Ser. 917, 062023 (2017).
- [A4] M.V. Rakhlin, K.G. Belyaev, S.V. Sorokin, I.S. Mukhin, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. Optical properties of blue-green single-photon sources based on self-assembled CdSe quantum dots // J. Phys.: Conf. Ser. 993, 012023 (2018).
- [A5] M.V. Rakhlin, K.G. Belyaev, G.V. Klimko, I.S. Mukhin, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. Red single photon emission from InAs/AlGaAs quantum dots // Semiconductors 52, 511 (2018).
- [A6] M.V. Rakhlin, K.G. Belyaev, G.V. Klimko, I.S. Mukhin, D.A. Kirilenko, T.V. Shubina, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. InAs/AlGaAs quantum dots for single photon emission in a red spectral range // Sci. Rep.8, 5299 (2018).
- [A7] М.В. Рахлин, К. Г. Беляев, С.В, Сорокин, И.В. Седова, Д.А. Кириленко, А.М. Можаров, И.С. Мухин, М.М. Кулагина, Ю.М. Задиранов, С.В. Иванов, А.А. Торопов. Однофотонный источник при 80 К на основе диэлектрической наноантенны с CdSe/ZnSe квантовой точкой // Письма в ЖЭТФ 108, 3, 201-204 (2018).
- [A8] K.G. Belyaev, M.V. Rakhlin, G.V. Klimko, Yu. M. Zadiranov, M.M. Kulagina, I.V. Sedova, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. Single photon emitters based on hybrid

- microcavities with $InAs/Al_xGa_{1-x}As$ quantum dots // J. Phys.: Conf. Ser. **1038**, 012120 (2018).
- [A9] M.V. Rakhlin, K.G. Belyaev, G.V. Klimko, I.S. Mukhin, S.V. Ivanov, A.A. Toropov. Single-photon emission from InAs/AlGaAs quantum dots // Phys. Solid State 60, 4, 691-694 (2018).
- [A10] М.В. Рахлин, К. Г. Беляев, Г.В. Климко, И.В. Седова, М.М. Кулагина, Ю.М. Задиранов, С.И. Трошков, Ю.А. Гусева, Я.В. Терентьев, С.В. Иванов, А.А. Торопов. Эффективный полупроводниковый источник одиночных фотонов красного спектрального диапазона // Письма в ЖЭТФ 109, 3, 147-151 (2019).

Автор выражает благодарность своему научному руководителю А.А. Торопову. Работа под его руководством была очень продуктивной и познавательной. Также хочется выразить благодарность К.Г. Беляеву за помощь в проведении экспериментов.

Я благодарен С.В. Сорокину, И.В. Седовой и Г.В. Климко за эпитаксиальный рост исследуемых структур. Также очень признателен И.С. Мухину, М.М. Кулагиной и Ю.М. Задиранову за постростовую обработку структур.

Литература

- [1] Quantum cryptography / N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden // Rev. $Mod.\ Phys.-2002.-$ Vol. 74. Pp. 145–195.
- [2] Rudolph T. Why I am optimistic about the silicon-photonic route to quantum computing // Appl. Phys. Lett. Photon. 2017. Vol. 2, no. 3. P. 030901.
- [3] Single-photon devices and applications / Ed. by C. Santori, D. Fattal, Y. Yamamoto. Wiley-VCH, Wenhei, Germany, 2010.
- [4] Photon correlation studies of single GaN quantum dots / C. Santori, S. Götzinger, Y. Yamamoto et al. // Appl. Phys. Lett. -2005. Vol. 87, no. 5. P. 051916.
- [5] Room temperature single photon emission from an epitaxially grown quantum dot / O. Fedorych, C. Kruse, A. Ruban et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100, no. 6. P. 061114.
- [6] Telecom-wavelength single-photon emission from InP-based quantum dots / M. Benyoucef, M. Yacob, J. Reithmaier et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. P. 162101.
- [7] Electrically driven single-photon source / Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson et al. // Science.-2002.- Vol. 295, no. 5552. Pp. 102–105.
- [8] Entangled photon pairs from semiconductor quantum dots / N. Akopian, N. H. Lindner, E. Poem et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 130501.

- [9] Triggered polarization-entangled photon pairs from a single quantum dot up to $30~\mathrm{K}$ / R. Hafenbrak, S. M. Ulrich, P. Michler et al. // New J. of Phys. 2007. Vol. 9. P. 315.
- [10] CdSe quantum dots in ZnSe nanowires as efficient source for single photons up to 200 K / T. Aichele, A. Tribu, G. Sallen et al. // J. of Cryst. Growth. 2009. Vol. 311. Pp. 2123–2127.
- [11] Electrically driven polarized single-photon emission from an InGaN quantum dot in a GaN nanowire / S. Deshpande, J. Heo, A. Das, P. Bhattacharya // Nature Communications. — 2013. — Vol. 4. — P. 1675.
- [12] Room-temperature triggered single photon emission from a III-nitride site-controlled nanowire quantum dot / M. J. Holmes, K. Choit, S. Kako et al. // Nano Lett. — 2014. — Vol. 14. — Pp. 982–986.
- [13] Lounis B., Moerner W. Single photons on demand from a single molecule at room temperature // Nature. 2000. Vol. 407. Pp. 491–493.
- [14] A diamond nanowire single-photon source / T. Babinec, B. Hausmann, M. Khan et al. // Nature Nanotech. 2010. Vol. 5. Pp. 195–199.
- [15] Colloidal CdSe/ZnS quantum dots as single-photon sources / X. Brokmann, G. Messin, P. Desbiolles et al. // New J. of Phys. — 2004. — Vol. 6. — P. 99.
- [16] Buckley S., Revoire K., Vucković J. Engineered quantum dot single-photon sources // Rep. Prog. Phys. 2012. Vol. 75. P. 126503.
- [17] Single semiconductors quantum dots / Ed. by P. Michler. Springer, Berlin, Germany, 2009. Pp. 367–384.
- [18] The quantum theory of light, 3rd edition / Ed. by R. Loudon. Oxford University Press, New York, USA, 2000.
- [19] Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond / R. Brouri, A. Beveratos, J.-P. Poizat, P. Grangier // Opt. Lett. — 2000. — Vol. 25, no. 17. — Pp. 1294–1296.

- [20] Optical spectroscopy on epitaxially grown II-VI single quantum dots / Ed. by
 G. Bacher. Springer, Berlin, Germany, 2003. Vol. 90. Pp. 147–183.
- [21] Biexciton versus exciton lifetime in a single semiconductor quantum dot / G. Bacher, R. Weigand, J. Seufert et al. // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — Pp. 4417–4420.
- [22] CdTe/Zn(Mg)(Se)Te quantum dots for single photon emitters grown by MBE / S. V. Sorokin, I. V. Sedova, S. V. Gronin et al. // J. of Cryst. Growth. — 2017. — Vol. 477. — Pp. 127–130.
- [23] Narrow size-dispersion CdSe quantum dots grown on ZnSe by modified MEE technique / I. Sedova, S. Sorokin, A. Sitnikova et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. — 2003. — Vol. 174. — Pp. 161–164.
- [24] Zero-dimensional excitons in CdTe/ZnTe nanostructures / L. Marsal,
 L. Besombes, F. Tinjod et al. // J. of Appl. Phys. 2002. Vol. 91. P. 4936.
- [25] Efros A. L., Rosen M. Random telegraph signal in the photoluminescence intensity of a signal quantum dot // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. Pp. 1100–1113.
- [26] Quantization of multiparticle Auger rates in semiconductors quantum dots / V. I. Klimov, A. A. Mikhailovsky, D. W. McBranch et al. // Science.-2000.- Vol. 11.- Pp. 1011-1013.
- [27] Electrically driven single quantum dot emitter operating at room temperature /
 R. Arians, A. Gust, T. Kümmel et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. —
 P. 173506.
- [28] Single-photon emission of cdse quantum dots at temperatures up to 200 k / K. Sebald, P. Michler, T. Passow et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81, no. 16. Pp. 2920–2922.
- [29] Patton B., Langbein W., Woggon U. Trion, biexciton, and exciton dynamics in single self-assembled cdse quantum dots // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 68. — P. 125316.

- [30] CdSe fractional-monolayer active region of molecular beam epitaxy grown green ZnSe-based lasers / S. V. Ivanov, A. A. Toropov, S. V. Sorokin et al. // Appl. Phys. Lett. — 1999. — Vol. 74. — P. 498.
- [31] Mackowski~S.~CdTe/ZnTe quantum dots growth and optical properties //~Thin~Solid~Films.-2002.- Vol. 412. Pp. 96–106.
- [32] Temperature dependence of optical properties of $InAs/Al_yGa_{1-y}As$ self-organized quantum dots / A. Polimeni, A. Patane, M. Henini et al. // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 59. P. 7.
- [33] Room temperature emission from CdSe/ZnSSe/MgS single quantum dots / R. Arians, T. Kümmell, G. Bacher et al. // Applied Physics Letters. — 2007. — Vol. 90, no. 10. — P. 101114.
- [34] Rabe M., Lowishch M., Henneberger F. Self-assembled CdSe quantum dots formation by thermally activated surface reorganization // J. of Cryst. Growth. — 1998. — Vol. 184-185. — Pp. 248–253.
- [35] Influence of CdTe sub-monolayer stressor on CdSe quantum dot self-assembling in ZnSe / I. V. Sedova, O. G. Lyublinskaya, S. V. Sorokin et al. // Phys. Stat. Sol. C.-2006.- Vol. 3.- Pp. 916–919.
- [36] Coexistence of type-I and type-II band lineups in Cd(Te, Se)/ZnSe quantum-dot structures / A. A. Toropov, I. V. Sedova, O. G. Lyublinskaya et al. // Appl. Phys. Lett. — 2006. — Vol. 89. — P. 123110.
- [37] Elastic and surface energies: Two key parameters for CdSe quantum dot formation / I.-C. Robin, R. André, C. Bougerol et al. // Appl. Phys. Lett.— 2006.— Vol. 88, no. 23.— P. 233103.
- [38] Semiconductor nanostructures / Ed. by D. Bimberg. Springer, Berlin, Germany, 2008.

- [39] Two-photon interference from a bright single-photon source at telecom wavelengths / J. H. Kim, T. Cai, C. J. K. Richardson et al. // Optica. 2016. Vol. 3. Pp. 577-584.
- [40] Fast Purcell-enhanced single photon source in 1,550-nm telecom band from a resonant quantum dot-cavity coupling / D. Birowosuto, H. Sumikura, S. Matsuo et al. // Sci. Rep. — 2012. — Vol. 2. — P. 321.
- [41] Bright single-photon source at 1.3 μm based on InAs bilayer quantum dot in micropillar / Z.-S. Chen, B. Ma, X.-J. Shang et al. // Nanoscale Research Lett. 2017. Vol. 12. Pp. 1–6.
- [42] Single-photon emission at 1.55 μm from MOVPE-grown InAs quantum dots on InGaAs/GaAs metamorphic buffers / M. Paul, F. Olbrich, J. Höschele et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. Vol. 111. P. 033102.
- [43] Resonance fluorescence from a telecom-wavelength quantum dot / R. Al-Khuzheyri, A. C. Dada, J. Huwer et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 109. P. 163104.
- [44] Fine structure for charged and neutral excitons in InAs-Al_{0.6}Ga_{0.4}As quantum dots / J. J. Finley, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick et al. // Phys. Rev. B.—2002.—Vol. 66.—P. 153316.
- [45] Radiative lifetimes and linewidth broadening of single InAs quantum dots in an $Al_xGa_{1-x}As$ / S. C. M. Grijseels, J. van Bree, P. M. Könraad et al. // J. of Lum. 2016. Vol. 176. Pp. 95—99.
- [46] AlInAs quantum dots / A. V. Gaisler, I. A. Derebezov, V. A. Gaisler et al. // $JETP\ Lett. -2017. Vol.\ 105. Pp.\ 103-109.$
- [47] Single-photon emitters based on epitaxial isolated InP/InGaP quantum dots / A. Ugur, S. Kremling, F. Hatami et al. // Appl. Phys. Lett. — 2012. — Vol. 100. — P. 023116.

- [48] Self-assembly of symmetric GaAs quantum dots on (111)A substrates: suppression of fine-structure splitting / T. Mano, M. Abbarchi, T. Kuroda et al. // Appl. Phys. Express. — 2010. — Vol. 3. — P. 065203.
- [49] Solid-state ensemble of highly entangled photon sources at rubidium atomic transitions / R. Keil, M. Zopf, Y. Chen et al. // Nat. Commun. 2017. Vol. 8. P. 15501.
- [50] Regulated and entangled photons from a single quantum dot / O. Benson,
 C. Santori, M. Pelton, Y. Yamamoto // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. —
 Pp. 2513–2516.
- [51] Stier O., Grundmann M., Bimberg D. Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band k·p theory // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. Pp. 5688–5701.
- [52] Fine structure splitting in the optical spectra of single GaAs quantum dots / D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook et al. // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Vol. 76. — Pp. 3005–3008.
- [53] Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots / M. Bayer, G. Ortner, O. Stern et al. // Phys. Rev. B. -2002. Vol. 65. P. 195315.
- [54] Goupalov S. V., Ivchenko E. L., Kavokin A. V. Anisotropic exchange splitting of excitonic levels in small quantum systems // Superlat. Microstruct. — 1998. — Vol. 23. — Pp. 1205–1209.
- [55] Polarization-correlated photon pairs from a single quantum dot / C. Santori,
 D. Fattal, M. Pelton et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 045308.
- [56] A semiconductor source of triggered entangled photon pairs / R. M. Stevenson,
 R. J. Young, P. Atkinson et al. // Nature. 2006. Vol. 439. Pp. 179–182.

- [57] Single-photon emission from exciton complexes in individual quantum dots / R. M. Thompson, R. M. Stevenson, A. J. Shields et al. // *Phys. Rev. B.* 2001. Vol. 64. P. 201302(R).
- [58] Size-dependent fine-structure splitting in self-organized InAs/GaAs quantum dots / R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt et al. // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 95. — P. 257402.
- [59] Correlation of structural and few-particle properties of self-organized InAs/GaAs quantum dots / S. Rodt, A. Schliwa, K. Potschke et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. P. 155325.
- [60] Coulomb interactions in single charged self-assembled quantum dots: Radiative lifetime and recombination energy / P. A. Dalgarno, J. M. Smith, J. McFarlane et al. // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 77. P. 245311.
- [61] Optical and magnetic anisotropies of the hole states in Stranski-Krastanov quantum dots / A. V. Koudinov, I. A. Akimov, Y. G. Kusrayev, F. Henneberger // $Phys.\ Rev.\ B.-2004.-Vol.\ 70.-P.\ 241305(R).$
- [62] Impact of heavy hole-light hole coupling on optical selection rules in GaAs quantum dots / T. Belhadj, T. Amand, A. Kunold et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 97. P. 051111.
- [63] Polarization properties of excitonic qubits in single self-assembled quantum dots /
 C. Tonin, R. Hostein, V. Voliotis et al. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85. —
 P. 155303.
- [64] Enhancement of valence band mixing in individual InAs/GaAs quantum dots by rapid thermal annealing / E. Harbord, Y. Ota, Y. Igarashi et al. // Jap. J. of Appl. Phys. — 2013. — Vol. 52. — P. 125001.
- [65] High-frequency single-photon source with polarization control / S. Strauf, N. G. Stoltz, M. T. Rakher et al. // Nature Photon. — 2007. — Vol. 1. — Pp. 704— 708.

- [66] Solid-state single photon sources: light collection strategies / W. Barnes, G. Björk, J. Gérard et al. // Eur. Phys. J. D. 2002. Vol. 18. Pp. 197–210.
- [67] Zwiller V., Aichele T., Benson O. Quantum optics with single quantum dot devices // New J. of Phys. 2004. Vol. 6. P. 96.
- [68] Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case / J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin et al. // Appl. Phys. Lett. — 1996. — Vol. 69, no. 4. — Pp. 449–451.
- [69] Reitzenstein S., Forchel A. Quantum dot micropillars // J. of Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 033001.
- [70] Far-field radiation from quantum boxes located in pillar microcavities / H. Rigneault, J. Broudic, B. Gayral, J. M. Gérard // Optics Letters. — 2001. — Vol. 26, no. 20. — Pp. 1595–1597.
- [71] On-demand single photons with high extraction efficiency and near-unity indistinguishability from a resonantly driven quantum dot in a micropillar / X. Ding, Y. He, Z.-C. Duan et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 116. P. 020401.
- [72] Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34% overall efficiency / T. Heindel, C. Schneider, M. Lermer et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96, no. 1. P. 011107.
- [73] An electrically driven cavity-enhanced source of indistinguishable photons with 61% overall efficiency / A. Schlehahn, A. Thoma, P. Munnelly et al. // Appl. Phys. Lett. Photon. 2016. Vol. 1, no. 1. P. 011301.
- [74] Quantum key distribution using quantum dot single-photon emitting diodes in the red and near infrared spectral range / T. Heindel, C. A. Kessler, M. Rau et al. // New J. of Phys. 2012. Vol. 14, no. 8. P. 083001.
- [75] Free space quantum key distribution over 500 meters using electrically driven quantum dot single-photon sources—a proof of principle experiment / M. Rau,

- T. Heindel, S. Unsleber et al. // New J. of Phys. 2014. Vol. 16, no. 4. P. 043003.
- [76] Solid-state single photon sources: the nanowire antenna / I. Friedler, C. Sauvan, J. P. Hugonin et al. // Opt. Express. — 2009. — Vol. 17. — P. 2095.
- [77] A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire / J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik et al. // Nature Photon. — 2010. — Vol. 4. — Pp. 174–177.
- [78] Exciton dynamics of a single quantum dot embedded in a nanowire / G. Sallen, A. Tribu, T. Aichele et al. // Phys. Rev. B.-2009.- Vol. 80.- P. 085310.
- [79] Molotkov S. N., Nazin S. S. Quantum cryptography based on quantum dots // $JETP\ Lett.-1996.-$ Vol. 63. Pp. 687–693.
- [80] Quantum key distribution over 120 km using ultrahigh purity single-photon source and superconducting single-photon detectors / K. Takemoto, Y. Nambu, T. Miyazawa et al. // Sci. Rep. 2015. Vol. 5. P. 14383.
- [81] A high-temperature single-photon source from nanowire quantum dots / A. Tribu, G. Sallen, T. Aichele et al. // Nano Lett. 2008. Vol. 8. P. 4326.
- [82] Single-photon generation with InAs quantum dots / C. Santori, D. Fattal, J. Vucković et al. // New J. of Phys. 2004. Vol. 6. P. 89.
- [83] Fine tuning of quantum-dot pillar microcavities by focused ion beam milling / H. Lohmeyer, J. Kalden, K. Sebald et al. // Applied Physics Letters. — 2008. — Vol. 92. — P. 011116.
- [84] Growth and excitonic properties of single fractional monolayer CdSe/ZnSe structures / S. V. Ivanov, A. A. Toropov, T. V. Shubina et al. // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 83, no. 6. Pp. 3168–3171.
- [85] Varshni Y. P. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors // Physica. 1967. Vol. 34. Pp. 149–154.

- [86] Determination of the fundamental and split-off band gaps in zinc-blende CdSe by photomodulation spectroscopy / W. Shan, J. J. Song, H. Luo, J. K. Furdyna // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. Pp. 8012–8015.
- [87] Photon beats from a single semiconductor quantum dot / T. Flissikowski, A. Hundt, M. Lowisch et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. Pp. 3172—3175.