

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Галимов Айдар Ильшатovich

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ИСТОЧНИКОВ
НЕРАЗЛИЧИМЫХ ФОТОНОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК
ПОЛУПРОВОДНИКОВ ГРУППЫ АЗВ5

специальность:

01.04.10 — физика полупроводников

Научный доклад

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук, главный научный сотрудник

Торопов Алексей Акимович

Рецензент:

кандидат физ.-мат. наук, научный сотрудник

Головатенко Александр Анатольевич

Рецензент:

кандидат физ.-мат. наук, доцент

Фирсов Дмитрий Дмитриевич

Оглавление

1. Общая характеристика работы	4
2. Однофотонные источники с высокой степенью неразличимости фотонов на основе квантовых точек InAs/GaAs	
2.1 Конструктивные особенности исследуемой структуры	9
2.2 Исследования статистики зарядовых состояний в структурах с различным профилем легирования активной области	11
2.3. Определение чистоты, степени неразличимости и яркости однофотонного излучения экситона в InAs/GaAs КТ	15
3. Однофотонные источники с высокой степенью неразличимости фотонов на основе InAs/GaAs КТ в микрорезонаторах с малой добротностью	19
4. Заключение	22
5. Публикации по теме научного доклада	23
6. Список литературы	24

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Реализация квантовых вычислений на основе линейных оптических схем в существенной степени зависит от создания эффективных источников одиночных фотонов с высокой степенью неразличимости. В качестве источника одиночных фотонов могут использоваться атомы [1], ионы [2], коллоидные квантовые точки [3], дефектные центры в кристаллах [4]. Однако, многие из этих систем непрактичны по ряду причин, демонстрируют нежелательный эффект мерцания или имеют проблемы, определяемые большой шириной оптических спектров и отражающие отличие реальных наноструктур от идеализированных двухуровневых систем. Другой тип источников, основанных на нелинейном преобразовании частоты – спонтанном параметрическом рассеянии (СПР) [5,6], могут генерировать излучение с высокой однофотонной чистотой и с высокой степенью неразличимости, однако их принципиальным недостатком является то, что при увеличении яркости источника неизбежно растёт и вероятность многофотонного излучения. При этом яркость является весьма существенным параметром источника, особенно сильно проявляющимся при необходимости генерации последовательности неразличимых одиночных фотонов, что часто требуется для квантовых вычислений.

С практической точки зрения наиболее привлекательными являются полупроводниковые квантовые точки (КТ), благодаря одновременному сочетанию малой спектральной ширины линии излучения, быстрого времени радиационного распада и высокой квантовой эффективности [7]. Так, в одной из недавних работ [8] было показано, что в задаче бозонного сэмплинга, требующего генерации последовательности одиночных неразличимых фотонов, использование источника на основе эпитаксиальной полупроводниковой КТ вместо источников на основе спонтанного

параметрического рассеяния позволяет увеличить скорость вычислений более чем на 4 порядка.

Несмотря на то, что первые источники одиночных фотонов на основе полупроводников были продемонстрированы довольно давно [9,10], создание источников, которые могут излучать "по требованию" и при этом обладают всеми необходимыми свойствами – высокой однофотонной "чистотой", высокой степенью неразличимости, и высокой скоростью генерации – остаётся задачей, решение которой находится на грани современных технологических возможностей.

Стоит отметить, что для создания однофотонных источников используются КТ, выполненные в различных системах материалов, включая нитридные соединения и соединения A_2B_6 [11]. Выбор различных систем материалов позволяет получать одиночные фотоны в нужном спектральном диапазоне, а вышеупомянутые широкозонные материалы, соответствующие коротковолновому излучению, позволяют создавать однофотонные источники, работающие при температурах близких к комнатным [12]. Тем не менее, технологические сложности эпитаксиального роста структур в этих системах существенно ограничивают качество получаемых однофотонных источников, достижимое на данный момент. Таким образом, наиболее многообещающей для создания ярких однофотонных источников с высокой однофотонной чистотой и высокой степенью неразличимости на данный момент представляется система материалов $(In,Ga,Al)As$, для которой хорошо отработаны технологии роста и процессинга эпитаксиальных структур с КТ.

Целью настоящего исследования является изучение физических основ функционирования и методов реализации источников одиночных фотонов с высокой степенью неразличимости для линейных оптических схем квантовых вычислений на основе эпитаксиальных квантовых точек в системе материалов $(In,Ga,Al)As$.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

1. Предложен метод контроля зарядового состояния КТ, который состоит в дозированном введении примесей на некотором удалении от активной области с целью создания легирования определенного типа.
2. В структуре с преобладанием нейтральных зарядовых состояний была показана возможность создания источника высокой яркости наряду с высокой однофотонной чистотой и неразличимостью, что позволяет использовать его в простейших квантово-вычислительных устройствах.
3. Показана возможность получения высокой степени неразличимости при большом интервале времени между одиночными фотонами в микрорезонаторах с малой добротностью.

Практическая значимость работы заключается в разработке оптимальной конструкции и дизайна структур в системе материалов (In,Ga,Al)As для получения эффективного источника неразличимых одиночных фотонов. Параметры данных источников должны допускать их использование в квантовой криптографии и квантовых вычислениях, что является одним из ключевых шагов к созданию квантовых компьютеров и внедрению квантовых информационных технологий в область практического использования, что может открыть принципиально новые возможности в ряде направлений, включая криптоанализ и обеспечение безопасности данных.

Используемые методы исследования

Исследуемые структуры были выращены с помощью установки молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) SemiTEq. Структурная характеристика проводилась с помощью сканирующего электронного микроскопа высокого разрешения JEOL JSM-7001F (1.2 нм при 30 кВ) и

просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения JEM 2100-F (200 кВ, $\times 1\,500\,000$). Для изучения оптических свойств гетероструктур с квантовыми точками использовался гелиевый криостат Janis ST-500 с пьезоподвижками Attocube XYZ, позволяющими устанавливать и удерживать позицию исследуемых нанообъектов на протяжении достаточно долгого времени (несколько часов) в широком диапазоне температур 8-300 К. Оптическая схема с микрообъективом позволяет наблюдать фотолюминесценцию нанообъектов с высоким пространственным, спектральным и временным разрешением при различных режимах возбуждения (надбарьерное, квазирезонансное, резонансное возбуждение). Для оптического надбарьерного и подбарьерного возбуждения ФЛ используются полупроводниковые лазеры Cube-405 и Cube-664 фирмы Coherent с длинами волн излучения 405 и 664 нм, соответственно. Реализация квазирезонансного и резонансного возбуждения осуществлялась с помощью перестраиваемого пико-фемтосекундного титан-сапфирового лазера Tsunami с накачивающим лазером Millennia.

Высокое спектральное разрешение достигалось за счет использования тройного монохроматора TriVista (Princeton Instruments), обладающего спектральным разрешением порядка единиц мкэВ. В качестве приемника излучения в составе спектрометра используются две охлаждаемые матрицы ПЗС PyLoN (Princeton Instruments): для видимого и инфракрасного диапазона, позволяющие делать измерения в диапазоне длин волн от ~ 350 до 1400 нм. Высокое временное разрешение кинетики затухания фотолюминесценции обеспечивается за счет использования кремниевых однофотонных лавинных фотодиодов (Micro Photon Devices) и сверхпроводниковых однофотонных детекторов (Scontel), имеющих временное разрешение порядка 40 ps в спектральном диапазоне 0.4-1.6 мкм.

В дополнение к основной схеме были собраны интерферометры Хонг-У-Манделла, и Хэнбери Брауна и Твисса, позволяющие измерять степень неразличимости фотонов и чистоту однофотонного излучения,

соответственно. Для характеристики основных параметров изготавливаемых микроструктур проводились измерения спектра микроотражения с помощью излучения галогеновой лампы, собранного в одномодовое оптическое волокно. Все оптические установки размещены на оптических столах Newport.

Апробация работы. Результаты, вошедшие в данную работу, опубликованы или находятся на этапе публикации в авторитетных реферируемых российских и международных журналах и докладывались на следующих российских и международных конференциях: 47th International School and Conference of the Physics of Semiconductors (Poland, Jaszowiec, 2019), 3rd International School on Quantum Technologies (Russia, Sochi, 2020), Международная конференция ФизикА.СПб (Россия, Санкт-Петербург, 2020), 22-ая Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2020), VI International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (Georgia, Tbilisi, 2021).

2.Однофотонные источники с высокой степенью неразличимости фотонов на основе квантовых точек InAs/GaAs

2.1 Конструктивные особенности исследуемой структуры

Для эффективной реализации большинства современных протоколов оптических квантовых вычислений требуется наличие большого количества параллельных каналов с взаимно неразличимыми одиночными фотонами. Использование КТ, испускающей с максимальной яркостью одиночные неразличимые фотоны, которые затем демультиплексируются параллельно по N различным каналам, является одним из возможных подходов к их созданию [13]. Реализация квантовых схем в этой конфигурации требует генерации последовательности неразличимых одиночных фотонов, разнесенных во времени на десятки и сотни наносекунд. На сегодняшний день удалось продемонстрировать близкую к 100% степень неразличимости фотонов при строго резонансном когерентном оптическом возбуждении КТ, вставленной в столбчатую микрорезонаторную структуру с высокой добротностью, для фотонов разнесенных во времени на интервал порядка 2 нс [14-15]. Увеличение интервала между фотонами до сотен наносекунд [16] и, тем более, до 15 мкс [17] уменьшает степень неразличимости до 90% и менее вследствие действия различных механизмов фазовой и спектральной диффузии, т.е. изменения фазы и частоты электромагнитного излучения во времени.

Одним из наиболее эффективных и разработанных методов накачки микрорезонаторной структуры с одиночной КТ, позволяющим добиться максимальной степени неразличимости одиночных фотонов, является строго резонансная накачка состояния оптическим π -импульсом. Однако, использование кросс-поляризационной схемы фильтрации возбуждения снижает эффективность сбора одиночных фотонов не менее, чем в два раза. Это связано с тем, что излучение КТ обычно либо не поляризовано в кросс-поляризационном линейном базисе (как, например, трионные линии

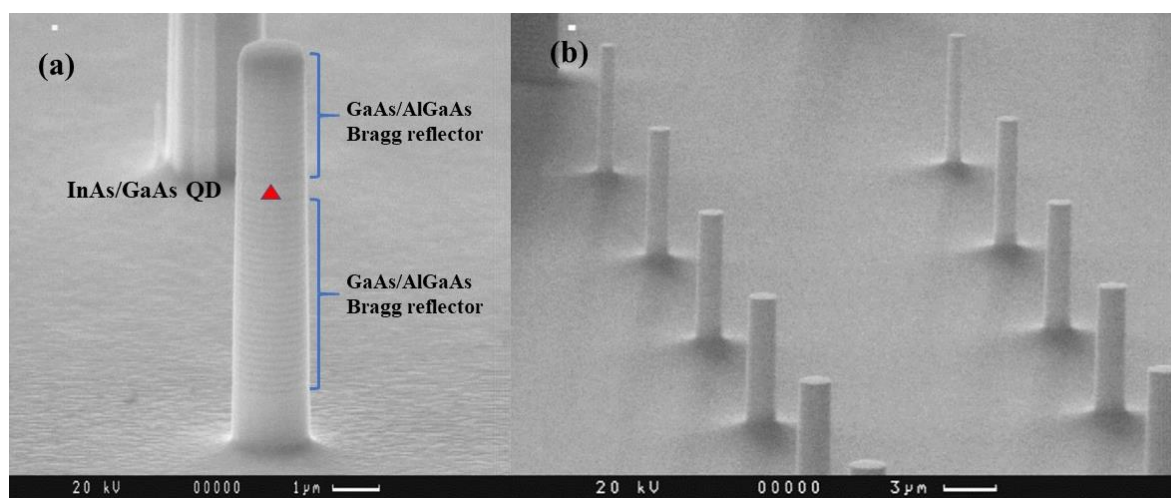
излучения), либо поляризовано преимущественно в том же направлении, что и лазер. На сегодняшний день известно несколько подходов, позволяющих преодолеть это ограничение, например, используя резонансное возбуждение трионов в эллиптических микрорезонаторах [18] или при возбуждении экситонного состояния КТ с участием акустических фононов [19]. Таким образом, особую важность приобретает задача контроля начального зарядового состояния КТ. Это также важно для успешной реализации некоторых квантово-вычислительных протоколов, которые требуют генерации запутанных пар фотонов, например, в экситон-биекситонном каскаде, что возможно только для нейтрально заряженной КТ.

Управление зарядовым состоянием КТ реализовано в [20] путем подачи напряжения на р-і-п структуру вокруг КТ, но реализация такого подхода достаточно сложна. В настоящей работе предложен метод контроля зарядового состояния КТ, который состоит в дозированном легировании активной области с целью создания избытка примесей определенного типа. При этом концентрации примесей оказываются сравнительно небольшими, что позволяет избежать поглощения, индуцированного свободными носителями. Такой подход оказывается полностью совместим с классической технологией изготовления столбчатых микрорезонаторов с брэгговскими отражателями.

Для реализации данного подхода, была выращена гетероструктура с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs:Si (001) с буферным слоем GaAs толщиной 500 нм. Поверх буферного слоя выращивались 28(15) пар $\lambda/4$ слоев $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$, которые формировали нижние(верхние) распределённые брэгговские отражатели (РБО), с расположенным между ними λ -резонатором из GaAs толщиной 266 нм. Резонатор задаёт длину волны генерируемого излучения, которая определяется в первую очередь толщиной λ -слоя GaAs, слабо зависит от толщин $\lambda/4$ слоёв GaAs и AlGaAs в РБО и практически не зависит от числа этих слоёв. При этом вероятность ухода света в подложку и эффективность

вывода света через верхнюю поверхность микрорезонатора зависят от соотношения числа пар слоёв в нижнем и верхнем РБО. В центре λ -резонатора помещался массив InAs КТ с поверхностной плотностью в диапазоне 10^9 - 10^{10} см⁻², сформированных по механизму роста Странского-Крастанова.

Были изготовлены две серии образцов: первая включала область дельта-легирования кремнием с концентрацией $\sim 10^{17}$ см⁻³ на удалении 100 нм от слоя КТ, а вторая изготавливалась без предварительного легирования. Затем с помощью реактивного ионно-плазменного травления методами стандартной контактной фотолитографии (365 нм) с использованием негативного фоторезиста изготавливались цилиндрические меза-структуры с диаметром от 1 до 4 мкм (рис. 1). Преимуществом такого подхода является возможность формирования высокосовершенных цилиндрических микрорезонаторов с помощью хорошо отработанного прецизионного метода



контактной фотолитографии.

Рис. 1. Изображения (а) одного столбчатого микрорезонатора и (б) регулярного массива таких микрорезонаторов, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа.

2.2 Исследования статистики зарядовых состояний в структурах с различным профилем легирования активной области

В структурах при спектроскопических исследованиях наблюдались линии излучения двух типов: одиночные линии (Рис. 2с) и дублет линий (Рис. 2d), линейно поляризованных вдоль кристаллографических направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. В первом случае спектр соответствует рекомбинации синглетного состояния заряженного экситона (триона), который включает два носителя одного типа, например, две дырки с противоположно направленными проекциями спина и один носитель другого типа – например, электрон. Такое синглетное состояние эмулирует двухуровневую систему, населенность которой может быть полностью инвертирована при накачке одним π -импульсом. Схема такого возбуждения показана на рисунке (Рис.2а). В условиях когерентного возбуждения для синглетного трионного состояния наблюдалась строго экспоненциальная кривая затухания (Рис. 2е).

Во втором случае наблюдение дуплетной линии может быть объяснено расщеплением дважды вырожденного “светлого” состояния нейтрального экситона с проекцией углового момента ± 1 в результате действия анизотропной части электрон-дырочного обменного взаимодействия в КТ с предположительной точечной симметрией C_{2v} или C_2 [21]. В целом состояние нейтрального экситона эмулирует трехуровневую систему (Рис. 2b), динамика затухания которой имеет сложный осциллирующий характер вследствие квантовых биений двух возбужденных состояний с малой величиной расщепления между ними (Рис. 2f).

Принципиальное отличие динамики затухания экситонных и трионных состояний позволило выполнить сравнительные исследования по идентификации природы излучающих состояний в структурах столбчатых микрорезонаторов, сформированных на основе двух микрорезонаторных гетероструктур с различным профилем легирования активной области. Как показали исследования, в референсном образце без легирования активной области, преимущественно наблюдаются заряженные состояния КТ – трионы (больше 90%).

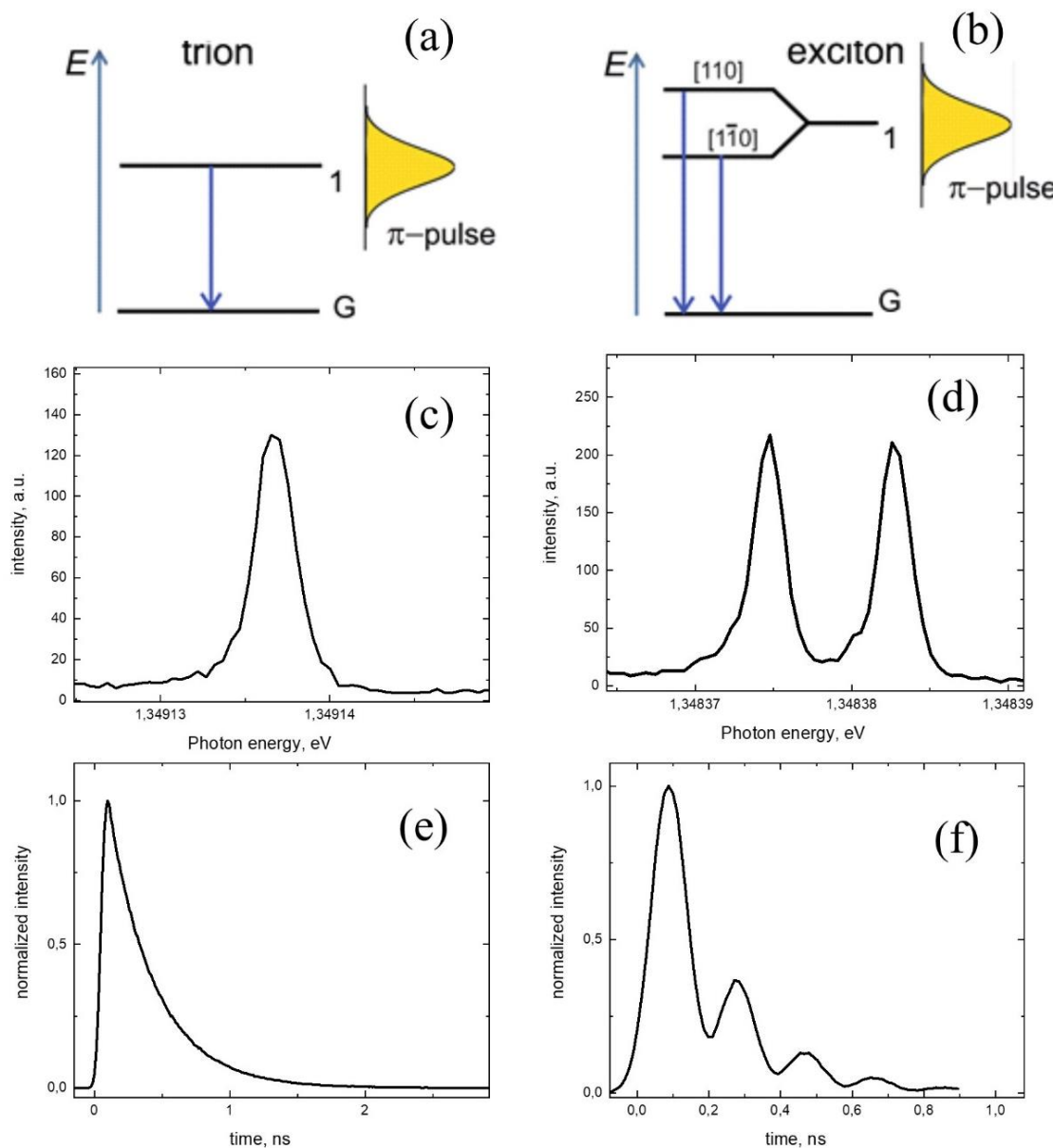


Рис.2– Схемы когерентного возбуждения π -импульсом трионного (a) и экстонного (b) состояний в КТ. (c,d) Спектры микро-фотолюминесценции триона (c) и экситона (d), измеренные на тройном решеточном спектрометре при $T=10\text{K}$ в условиях надбарьерного возбуждения. (e,f) Соответствующие кривые затухания, измеренные в условиях когерентного возбуждения π -импульсом.

Имеющиеся данные о проводимости в слоях GaAs, выращенных с использованием имеющейся в наличии и аналогичных установок SemiTEq, позволяют предположить, что при точном выполнении оптимальных условий отжигов узлов МПЭ установки фоновая концентрация активной акцепторной

примеси в нелегированных слоях GaAs в среднем составляет $\sim 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При такой концентрации поверхностная плотность акцепторных примесей в GaAs полости микрорезонатора толщиной $\sim 266 \text{ нм}$ по порядку величины совпадает с поверхностной плотностью КТ ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$), что позволяет объяснить преобладание положительно заряженных трионов в структурах без дополнительного легирования.

Согласно собранной статистике, в структуре с легированным профилем активной области за счет точной подобранной концентрации донорной примеси удалось создать условия для компенсации фоновых акцепторных примесей. В результате с вероятностью около 80% в КТ возбуждались нейтральные экситонные состояния. Таким образом, реализованное строго дозированное легирование активной области позволило управлять зарядовым состоянием КТ, что открывает новые возможности для конструирования источников одиночных неразличимых, а также запутанных по поляризации фотонов для применения в схемах квантовых вычислений.

Чтобы оценить влияние примесей на возможность использования легированных структур в схемах квантовых вычислений были проведены работы по поиску КТ, излучение которых имело высокую однофотонную чистоту, неразличимость и яркость. Случайность пространственного расположения и спектра излучения КТ обуславливают значительные трудности при дальнейшем формировании структуры микрорезонатора, необходимой для сбора и эффективного вывода излучения одной КТ, т.к. требуется обеспечить прецизионное (с точностью не хуже 20 нм) совмещение пространственного расположения квантовой точки в выращенной гетероструктуре и положения максимума оптической моды микрорезонатора, а также точное спектральное совмещение линии излучения квантовой точки и узкого оптического резонанса высокодобротного микрорезонатора. Однако, тщательный поиск позволил отобрать КТ, излучающие в экситонном состоянии и соответствующие вышеуказанным критериям.

2.3. Определение чистоты, степени неразличимости и яркости однофотонного излучения экситона в InAs/GaAs КТ

Для определения чистоты однофотонного излучения, генерируемого отобранной КТ, были проведены измерения автокорреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(t)$ в схеме Хэнбери Брауна – Твисса при резонансном режиме возбуждения π -импульсом (Рис. 3а). Значение автокорреляционной функции при нулевой задержке $g^{(2)}(0)$ оказалось равной 0.018, что свидетельствует о практически идеальной однофотонной чистоте излучения. Измерения $g^{(2)}(t)$ на больших промежутках времени (Рис. 3б) позволяют обнаружить эффект группировки фотонов, определяемой мерцанием КТ, происходящим из-за переключения режима рекомбинации между светлыми и темными состояниями или между различными зарядовыми состояниями вследствие наличия в окрестности КТ зарядового шума. Подгонка огибающей автокорреляционной функции согласно модели, приведённой в работе [22], дает вероятность пребывания данной КТ в состоянии экситона равную $q = 0.59$ с характерным временем моргания около 5.2 мкс.

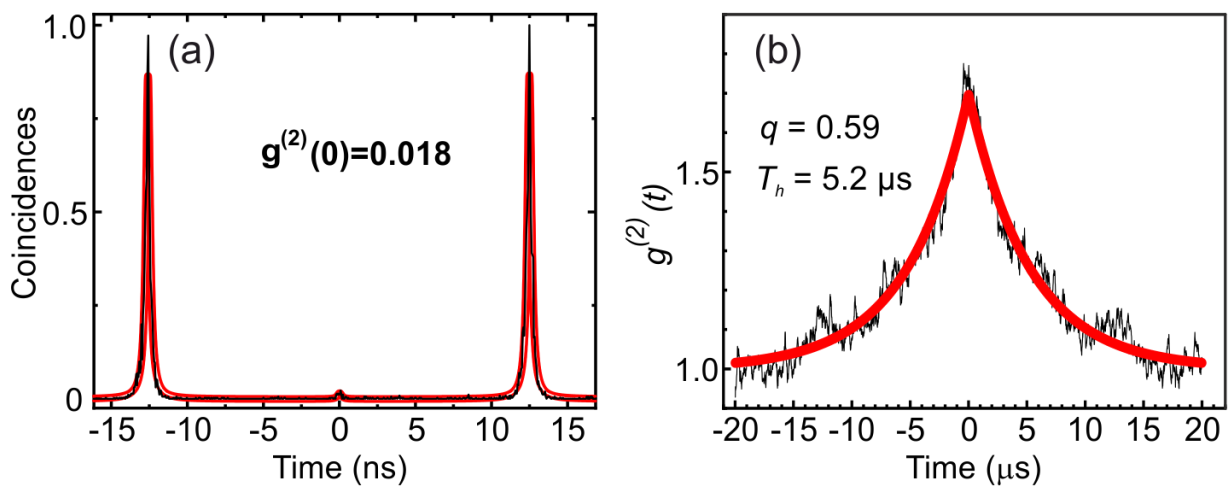


Рис. 3. Автокорреляционная функции второго порядка $g^{(2)}(t)$ при резонансном режиме возбуждения π -импульсом на (а) малом и (б) большом диапазоне времен.

Для определения степени неразличимости был проведен эксперимент по исследованию двухфотонной интерференции в схеме Хонга–У–Мандела

для фотонов, разнесенных по времени на 2 и 242 нс (рис. 4). Согласно результатам теоретической подгонки по модели, предложенной в работе [10], степень неразличимости при задержке 2 нс оказалась равной 0.97 (97%), тогда как при увеличении задержки до 242 нс ее значение уменьшалось до 0.92 (92%). Уменьшение степени неразличимости фотонов при увеличении задержки связано с процессами спектральной диффузии, определяемыми наличием зарядовых и спиновых флуктуаций в окружающем КТ материале. Сравнительно небольшой вклад таких процессов свидетельствует в первую очередь о достаточно малой концентрации дефектов в эпитаксиальных слоях, составляющих микрорезонаторную структуру.

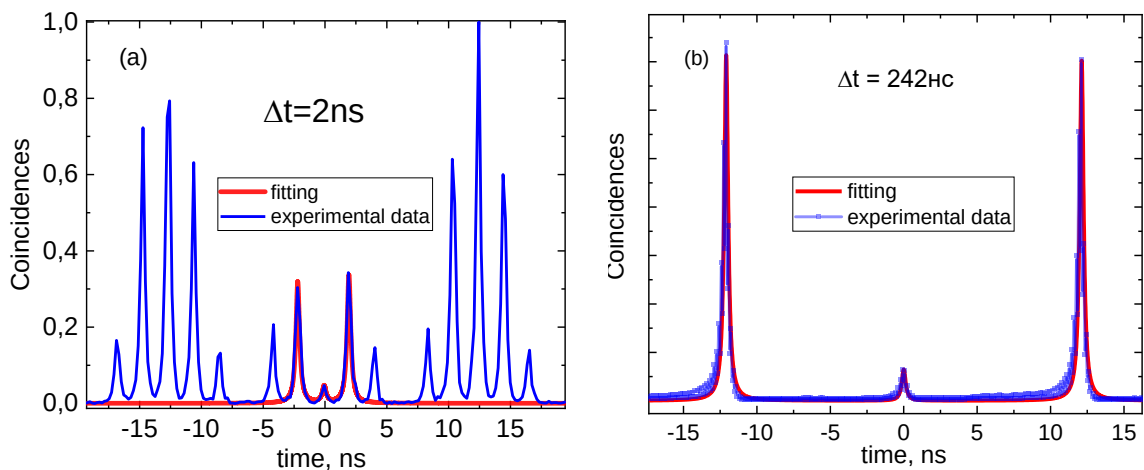


Рис. 4. Гистограмма двухфотонной интерференции при температуре 10К, измеренная в схеме Хонга-У-Манделла при задержке между фотонами (a) 2 нс и (b) 242 нс.

Яркость однофотонного источника является менее однозначной характеристикой, что, учитывая её важность, существенно осложняет сравнение результатов, достигнутых при использовании различных методов оптической накачки. Наиболее осязаемой с практической точки зрения величиной, связанной с яркостью, является частота детектирования генерируемых одиночных фотонов. Однако данная характеристика существенным образом зависит не только от параметров источника, но и от эффективности используемых однофотонных детекторов, а также от

коэффициента пропускания оптической схемы между источником и детектором. Поэтому параметр «яркость» определяют обычно как среднее число фотонов, собранных за один импульс возбуждения “в первой линзе”. Это определение позволяет сравнивать характеристики устройств независимо от эффективности оптической схемы, используемой для их измерения. Яркость на первой линзе может быть выражена как [23]:

$$b = \beta \eta_{out} q, \quad (1)$$

где коэффициент β означает долю фотонов, излученных в моду микрорезонатора, η_{out} – эффективность вывода излучения из микрорезонатора, и q – квантовая эффективность возбуждения КТ, которая численно равна вероятности пребывания данной КТ в состоянии экситона ($q = 0.59$). Сомножители β и η_{out} могут быть вычислены, исходя из значений фактора Парселла F_p и коэффициента отражения структуры на резонансной длине волны R_{min} с использованием следующих соотношений:

$$\beta = \frac{F_p}{F_p + 1},$$

(2)

$$R_{min} = (1 - 2\eta_{out})^2. \quad (3)$$

Определение этих параметров осуществлялось на основании спектра отражения данного микрорезонатора (Рис. 5а) и временной зависимости затухания фотolumинесценции при резонансном возбуждении (Рис. 5b).

Согласно спектру отражения добротность Q , вычисляемая по энергии резонанса E_0 и ширине резонанса на полувывоте ΔE_{FWHM} как $Q = E_0 / \Delta E_{FWHM}$, равна 8100. Эффективность вывода излучения из микрорезонатора, определяемая значением коэффициента отражения на резонансной длине волны R_{min} по формуле (3), оказалась равной 82%.

Согласно анализу осциллирующей динамики затухания фотolumинесценции экситона по модели, приведённой в работе [24], время излучательной рекомбинации экситона в КТ, находящейся в

микрорезонаторе, равно 190 пс. Сравнение данного времени с временем спонтанной излучательной рекомбинации экситона в объемном материале [25], позволяет достаточно точно определить фактор Парселла: $F_p = 4.2$.

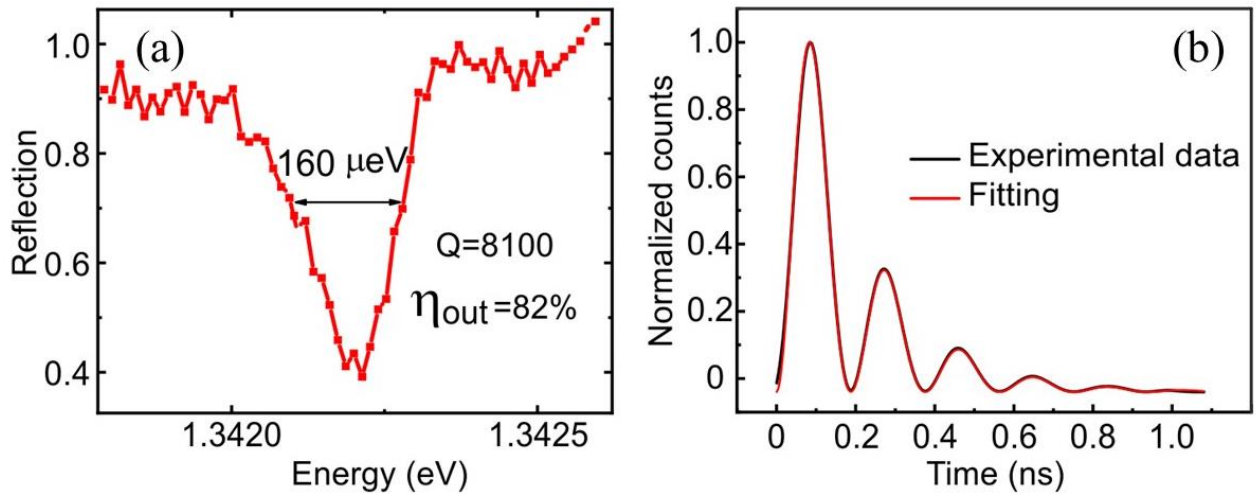


Рис. 5. (a) Спектр отражения микрорезонаторной структуры с РБО при 10 К. (b) Кривая затухания фотолюминесценции экситона, измеренная в условиях когерентного возбуждения π -импульсом.

Расчет по формуле (1) дает яркость однофотонного излучения равную 0.39. Однако, используемый метод резонансного возбуждения в кросс-поляризационной схеме фильтрации уменьшает эффективность источника в 2 раза, что приводит к реальной яркости на первой линзе 0.18, позволяющей осуществить временно-пространственное демультиплексирование с приемлимой частотой по 6 каналам.

Таким образом конструкция структуры с преобладанием нейтральных зарядовых состояний позволила изготовить источник высокой яркости наряду с высокой однофотонной чистотой и неразличимостью, что позволяет использовать его в простейших квантово-вычислительных устройствах.

3. Однофотонные источники с высокой неразличимостью на основе InAs/GaAs КТ в микрорезонаторах с малой добротностью

Вместо использования одной КТ, излучающей с высокой эффективностью последовательность однофотонных импульсов, которые затем демультиплексируются по параллельным N каналам, возможен также альтернативный подход, основанный на использовании нескольких независимых КТ, настроенных на одинаковую длину волны излучения. Сложность такого подхода заключается в необходимости независимой подстройки длины волны излучения КТ и соответствующего резонанса микрорезонатора для всех излучающих структур. Варьирование длины волны излучения отдельных квантовых точек в уже изготовленных микрорезонаторах может осуществляться разными способами, например, при приложении внешнего электрического поля [26], магнитного поля [27], локального нагрева [14] или упругих деформаций [28]. Возможности независимой подстройки положения спектрального резонанса для уже изготовленного монокристаллического оптического микрорезонатора существенно ограничены [29], а с учетом наличия неизбежного пространственного градиента толщин/состава составляющих гетероструктуру эпитаксиальных слоев изготовление идентичных микрорезонаторов в пределах одной гетероструктуры представляется исключительно сложной задачей. В связи с этим особую актуальность приобретает вопрос о возможности достижения достаточно высокой степени неразличимости одиночных фотонов, излученных КТ, помещенной в оптический микрорезонатор с относительно низкой добротностью, в котором спектральная ширина резонанса существенно превосходит ширину линии излучения квантовой точки.

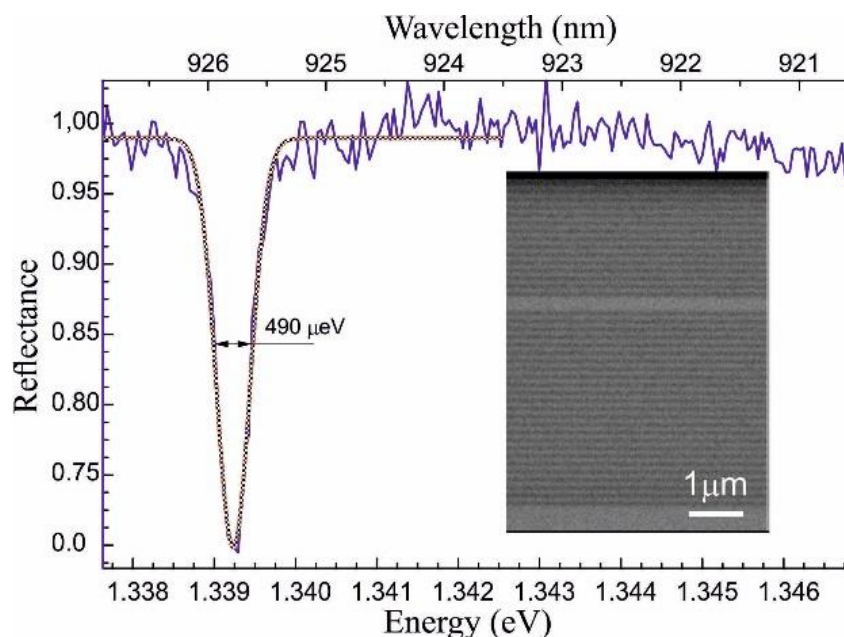


Рис. 6. Спектр отражения микрорезонаторной структуры с низкой добротностью. На вставке: изображение центральной части образца, полученное на сканирующем электронном микроскопе.

С этой целью были изготовлены структуры с самоорганизованными InAs КТ, встроенными в матрицу GaAs и помещенными в столбчатые микрорезонаторы с РБО со сравнительно низкой добротностью, что привело к увеличению спектральной ширины оптической моды до 490 мкэВ (см. рис. 6), что превышает ширину на полувысоте линии люминесценции КТ более чем в несколько сотен раз. Таким образом в данной структуре оказалось возможным перестраивать линию излучения КТ в широком диапазоне длин волн, например, с помощью локального нагрева, оставаясь в пределах моды микрорезонатора. Это в принципе позволяет настраивать линии излучения различных источников одиночных фотонов в микрорезонаторе для достижения взаимной неразличимости.

Несмотря на сравнительно малую величину фактора Парселла (порядка 2-3), достигаемую в изготовленных микрорезонаторных структурах, эксперимент по измерению двухфотонной интерференции, выполненный в схеме Хонга-У-Мандела при различных задержках между двумя последовательно излученными фотонами, показал в условиях резонансного когерентного возбуждения возможность достижения степени

неразличимости вплоть до 93% при величине задержки 250 нс (Рис.7.). Полученное значение неразличимости при большой временной задержке также позволяет демультиплексировать сигнал по нескольким параллельным каналам. Таким образом данные исследования показывают возможность объединения двух различных подходов в результате создания однофотонных источников, принципиально допускающих интеграцию в пределах однокристалльного полупроводникового чипа и независимую точную настройку длины волны излучения при условии, что каждый источник в отдельности обеспечивает степень неразличимости излученных одиночных фотонов, пригодную для выполнения квантовых вычислений на достаточно большом временном интервале.

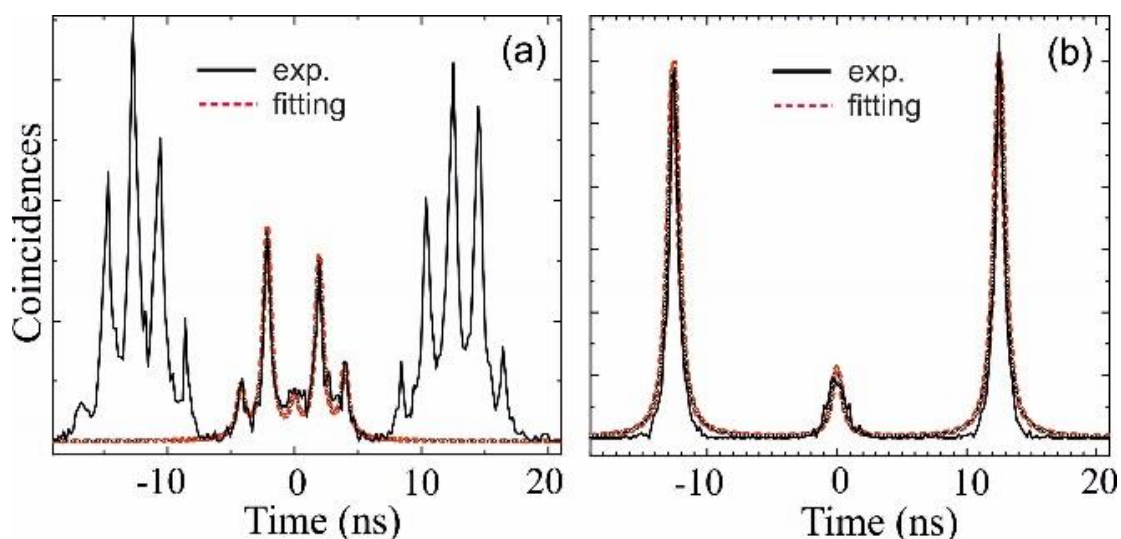


Рис. 7. Гистограмма двухфотонной интерференции, измеренная в схеме Хонга-У-Манделла при задержке между фотонами (a) 2 нс и (b) 250 нс.

Заключение

В настоящем исследовании проведено изучение физических основ функционирования и методов реализации источников одиночных фотонов с высокой степенью неразличимости для линейных оптических схем квантовых вычислений на основе эпитаксиальных квантовых точек в системе материалов (In,Ga,Al)As.

Получены следующие основные результаты:

1. Предложен метод контроля зарядового состояния КТ, который состоит в дозированном введении примесей на некотором удалении от активной области с целью создания избытка примесей определенного типа.
2. В структуре с преобладанием нейтральных зарядовых состояний была показана возможность создания источника высокой яркости наряду с высокой однофотонной чистотой и неразличимостью, что позволяет использовать его в простейших квантово-вычислительных устройствах.
3. Показана возможность получения высокой степени неразличимости при большом интервале времени между одиночными фотонами в микрорезонаторах с малой добротностью.

Публикации по теме научного доклада

- [A1] A. I. Galimov, M. V. Rakhlin, K. G. Belyaev, G. V. Klimko, E. A. Evropeytsev, A. A. Toropov. Investigation of the Spectrum of Exciton Excited States in Self-Organized InAs/AlGaAs Quantum Dots//Acta Phys. Pol. A **136** (4), 613-616 (2019)
- [A2] A. I. Galimov, M. V. Rakhlin, G. V. Klimko, Yu. M. Zadiranov, Yu. A. Guseva, S. I. Troshkov, T. V. Shubina, A. A. Toropov. Source of Indistinguishable Single Photons Based on Epitaxial InAs/GaAs Quantum Dots for Integration in Quantum Computing Schemes//JETP Letters, **113**(4) 252-258 (2021)
- [A3] M. V. Rakhlin, A. I. Galimov, I. V. Diakonov, N. N. Skryabin, G. V. Klimko, M. M. Kulagina, Yu. M. Zadiranov, S. V. Sorokin, I. V. Sedova, Yu. A. Guseva, D.S. Berezina, Yu. M. Serov, S. I. Troshkov, K. V. Taratorin, A. K. Skalkin, S.S. Straupe, S. P. Kulik, T. V. Shubina and A. A. Toropov. Demultiplexed Single-Photon Source with a Quantum Dot Coupled to Microresonator// J. Lumin. in Print (2022)
- [A4] Yu. M. Serov, A. I. Galimov. A. A. Toropov. Investigation of the biexciton radiative cascade in a single InAs/GaAs quantum dot embedded in a high-Q microcavity//J. Phys.: Conf. Ser. in Print. (2022)

Список литературы

- [1] A. Kuhn, M. Hennrich, and G. Rempe. Deterministic singlephoton source for distributed quantum networking//Phys. Rev. Lett., 89(6): 067901 (2002)
- [2] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange, and H. Walther. Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system//Nature, 431(7012): 1075 (2004)
- [3] X. Brokmann, L. Coolen, M. Dahan, and J. P. Hermier. Measurement of the radiative and nonradiative decay rates of single CdSe nanocrystals through a controlled modification of their spontaneous emission// Phys. Rev. Lett., 93(10): 107403 (2004)
- [4] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter. Stable solid-state source of single photons// Phys. Rev. Lett., 85(2): 290 (2000)
- [5] Ma, X., Zotter, S., Kofler, J., Jennewein, T. & Zeilinger, A. Experimental generation of single photons via active multiplexing// Phys. Rev. A 83, 043814 (2011).
- [6] M. Takeoka, R.-B. Jin. M. Sasaki. Full analysis of multi-photon pair effects in spontaneous parametric down conversion based photonic quantum information processing// New J. Phys. 17, 043030 (2015).
- [7] M.D. Eisaman, J. Fan, A.Migdall and S.V.Polyakov Single-photon sources and detectors// Rev. Sci. Instrum. **82**, 071101 (2011).
- [8] H. Wang, Yu He, Yu-H. Li et al. High efficiency multiphoton boson sampling// Nat. Photon. 11, 361-365 (2017)]
- [9] P. Michler et al. A quantum dot single-photon turnstile device// Science 290, 2282–2285 (2000).
- [10] Santori, C., Pelton, M., Solomon, G., Dale, Y. & Yamamoto, E. Triggered single photons from a quantum dot//Phys. Rev. Lett. 86, 1502–1505 (2001).
- [11] A. Kuhn, M. Hennrich, and G. Rempe, Deterministic singlephoton source for distributed quantum networking, Phys. Rev. Lett., 89(6): 067901 (2002)

- [12] P. Michler, A. Imamoglu, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse, and S. K. Buratto, Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature// *Nature*, 406(6799): 968 (2000)
- [13] H. Wang, Y. He, Y. H. Li, Z. E. Su, B. Li, H. L. Huang, X. Ding, M. C. Chen, C. Liu, J. Qin, J. P. Li, Y. M. He, C. Schneider, M. Kamp, C. Z. Peng, S. Höfling, C. Y. Lu, and J. W. Pan. High efficiency multiphoton boson sampling// *Nat. Photonics* **11**, 361–365 (2017).
- [14] X. Ding, Y. He, Z.-C. Duan, N. Gregersen, M.-C. Chen, S. Unsleber, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Hoofling, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan. On-Demand Single Photons with High Extraction Efficiency and Near-Unity Indistinguishability from a Resonantly Driven Quantum Dot in a Micropillar//*Phys. Rev. Lett.* 116, 020401 (2016).
- [15] N. Somaschi, V. Giesz, L. D. Santis, J. C. Loredó, M. P. Almeida, G. Hornecker, S. L. Portalupi, T. Grange, C. Antón, J. Demory, C. Gómez, I. Sagnes, N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Lemaitre, A. Auffèves, A. G. White, L. Lanco, and P. Senellart// *Nat. Photonics* **10**, 340–345 (2016).
- [16] J. C. Loredó, N. A. Zakaria, N. Somaschi, C. Anton, L. de Santis, V. Giesz, T. Grange, M. A. Broome, O. Gazzano, G. Coppola, I. Sagnes, A. Lemaitre, A. Auffèves, P. Senellart, M. P. Almeida, and A. G. White//*Optica* **3**, 433–440 (2016).
- [17] H. Wang, Z.-C. Duan, Y.-H. Li, S. Chen, J.-P. Li, Y.-M. He, M.-C. Chen, Y. He, X. Ding, C.-Z. Peng, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan// *Phys. Rev. Lett.* **116**, 213601 (2016).
- [18] H. Wang et al., Towards optimal single-photon sources from polarized microcavities//*Nat. Photon.* **13**, 770–775 (2019).
- [19] S. E. Thomas et al., Bright Polarized Single-Photon Source Based on a Linear Dipole *Phys. Rev. Lett.* 126, 233601 (2021).
- [20] N. Tómm, A. Javadi, N. O. Antoniadis, D. Najer, M. C. Lúbl, A. R. Korsch, R. Schott, S. R. Valentin, A. D. Wieck, A. Ludwig, et al. A bright and fast source of coherent single photons, *Nature Nanotechnology* 16, 399–403 (2021)

- [21] M. Bayer, G. Ortner, O. Stern, A. Kuther, A. A. Gorbunov, A. Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Klopff, and F. Schäfer// *Phys. Rev. B* **65**, 195315 (2002).
- [22] P. Hilaire, C. Millet, J. Loredó, C. Antón, A. Harouri, A. Lemaître, I. Sagnes, N. Somaschi, O. Krebs, P. Senellart, L. Lanco// *Phys. Rev. B* **102**, 195402, (2020).
- [23] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, C. Arnold, et al// *Nat Commun* **4**, 1425 (2013).
- [24] H. Ollivier, I. M. de Buy Wenniger, S. Thomas, S.C. Wein, A. Harouri, G. Coppola, P. Hilaire, C. Millet, A. Lemaître, I. Sagnes, O. Krebs, L. Lanco, J.C. Loredó, C. Antón, N. Somaschi, P. Senellart. Reproducibility of High-Performance Quantum Dot Single-Photon Sources// *ACS Photonics* **7**, 1050–1059, (2020).
- [25] X. Y. Chang, X. M. Dou, B. Q. Sun^{a)}, Y. H. Xiong, Z. C. Niu, H. Q. Ni, and D. S. Jiang. Optical transitions of positively charged excitons and biexcitons in single InAs quantum dots// *Journal of Applied Physics* **106**, 103716 (2009)
- [26] T. Heindel, C. Schneider, M. Lerner, S. H. Kwon, T. Braun, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel// *Appl. Phys. Lett.* **96**, 011107 (2010).
- [27] S. Reitzenstein, S. Münch, P. Franeck, A. Rahimi-Iman, T. Heindel, A. Löffler, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, I. V. Ponomarev, and T. L. Reinecke// *J. Phys.: Conf. Ser.* **334**, 012011 (2011).
- [28] M. Moczala-Dusanowska, Ł. Dusanowski, S. Gerhardt, Y. M. He, M. Reindl, A. Rastelli, R. Trotta, N. Gregersen, S. Höfling, and C. Schneider// *ACS Photonics* **6**, 2025 (2019).
- [29] S. Gerhardt, M. Moczala-Dusanowska, D. Łukasz, T. Huber, S. Betzold, J. Martín-Sánchez, R. Trotta, A. Predojević, S. Höfling, C. Schneider// *Phys. Rev. B* **101**, 245308 (2020).