Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 4, с. 248 – 255

Источник неразличимых одиночных фотонов на основе эпитаксиальных InAs/GaAs квантовых точек для интеграции в схемы квантовых вычислений

А. И. Галимов, М. В. Рахлин, Г. В. Климко, Ю. М. Задиранов, Ю. А. Гусева, С. И. Трошков, Т. В. Шубина, А. А. Торопов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 12 января 2021 г.
После переработки 13 января 2021 г.
Принята к публикации 14 января 2021 г.

Исследованы характеристики одиночных фотонов, излучаемых столбчатыми микроструктурами, изготовленными на основе эпитаксиальных микрорезонаторных гетероструктур с распределенными брэгговскими отражателями, включающих самоорганизованные квантовые точки InAs/GaAs и характеризующихся сравнительно малой добротностью в диапазоне 2000–3000. В условиях когерентной резонансной линейно-поляризованной оптической накачки π-импульсом показана возможность инициализации в одиночной квантовой точке состояния с заданной спиновой конфигурацией: экситон с определенной поляризацией или трион. Эксперимент по измерению двухфотонной интерференции в схеме Хонга–У–Мандела продемонстрировал степень неразличимости последовательно излученных одиночных фотонов 97 % при величине задержки 2 нс и 93 % при 250 нс. Очерчены перспективы применения таких источников в оптических квантово-вычислительных схемах.

DOI: 10.31857/S1234567821040054

1. Введение. Самоорганизованные квантовые точки (КТ), выращенные эпитаксиальным методом, рассматриваются как основа для различных приложений в квантовой фотонике из-за их уникальных свойств, таких как малая спектральная ширина линии излучения, быстрое время радиационного распада и высокая квантовая эффективность [1–3]. Среди таких приложений – генерация одиночных фотонов с высокой степенью неразличимости, что необходимо для реализации линейных оптических схем квантовых вычислений [4–6].

Большинство современных квантово-вычислительных протоколов требует максимально большое число параллельных каналов с взаимно неразличимыми фотонами. Одним из подходов к их формированию является использование одной КТ, излучающей с высокой эффективностью последовательность однофотонных импульсов, которые затем демультиплексируются по N параллельным каналам [7]. 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 [8–11]. Увеличение интервала между фотонами до сотен наносекунд [12] и, тем более, до 15 мкс [13] уменьшает степень неразличимости до 90 % и менее.

Наиболее вероятной причиной этого является спектральное уширение линии излучения КТ вследствие различных механизмов фазовой и спектральной диффузии, т.е. изменения фазы и частоты электромагнитного излучения во времени. Такие процессы обычно вызываются взаимодействием с фононами, а также наличием зарядовых и спиновых флуктуаций в среде, окружающей КТ [14, 15], и характеризуются определенной временной шкалой в зависимости от конкретных свойств используемых материалов и условий роста [16–18]. В большинстве ранее проведенных исследований влияние этих процессов на степень неразличимости фотонов ослаблялось за счет значительного (на порядок и более) увеличения скорости излучательной рекомбинации в КТ в результате действия эффекта Парселла в высокодобротной резонаторной структуре [14, 16].

Другой подход основан на использовании нескольких независимых КТ, настроенных на одинаковую длину волны излучения. Следует отметить, что к настоящему времени измеренная степень взаимной неразличимости фотонов, излученных двумя независимыми КТ, вставленными в оптический микрорезонатор с распределенными брэгговскими отражателями (РБО), не превышала 47 % [19]. Дополнительная 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 КТ в уже изготовленных микрорезонаторах может осуществляться разными способами, например, при приложении внешнего электрического поля [11, 20], магнитного поля [21, 22], локального нагрева [10] или упругих деформаций [23, 24]. Возможности независимой подстройки положения спектрального резонанса для уже изготовленного монолитного оптического микрорезонатора существенно ограничены [25, 26], 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.

В настоящей работе проведены исследования, показывающие возможность объединения двух вышеописанных подходов в результате создания однофотонных источников, принципиально допускающих интеграцию в пределах однокристального 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 (>90 % [27]) на достаточно большом временном интервале.

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 значений, превышающих ширину на полувысоте линии люминесценции КТ более чем в 100 раз. 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–Манделя [28] 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.

2. Образцы и экспериментальные методики. Исследуемая в данной работе гетероструктура была изготовлена с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs:Si (001) с буферным слоем GaAs толщиной 500 нм. Поверх буферного слоя выращивались 25(15) пар $\lambda/4$ слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$, которые формировали нижние (верхние) РБО. Между ними располагался GaAs λ-резонатор толщиной 266 нм, в центре которого помещался массив InAs КТ с поверхностной плотностью в диапазоне 10^9-10^{10} см$^{-2}$, сформированных по механизму роста Странского–Крастанова.

Ранее аналогичная конструкция хорошо зарекомендовала себя при разработке эффективных отдельно стоящих излучателей неразличимых одиночных фотонов [10]. В настоящей работе акцент делается на определении возможности достижения необходимой степени неразличимости фотонов при использовании микрорезонаторных структур со сравнительно малой добротностью, определяемой, в первую очередь, точностью изготовления периодической структуры РБО и планарностью составляющих их слоев. Калибровочные процедуры, необходимые для достижения максимальной добротности, при росте исследуемой гетероструктуры преднамеренно не проводились, что автоматически обеспечивало сравнительно малую величину добротности в диапазоне 2000–3000.

В спектре отражения гетероструктуры, отобранной для изготовления столбчатых микрорезонаторов, наблюдается “провал”, соответствующий резонансной оптической моде (рис. 1). Из спектра отражения видно, что полуширина провала составляет 490 мкэВ, что соответствует добротности резонатора, равной 2700. Это значение оказывается в 4–5 раз меньше типичных добротностей микрорезонаторов, обычно используемых для изготовления источников одиночных фотонов с высокой степенью неразличимости, тогда как спектральная ширина резонанса заведомо перекрывает возможные непреднамеренные вариации спектрального положения резонанса в пределах одной эпитаксиально-выращенной гетероструктуры.

С помощью реактивного ионно-плазменного травления методами стандартной контактной фотолитографии (365 нм) с использованием негативного фоторезиста изготавливались цилиндрические меза-

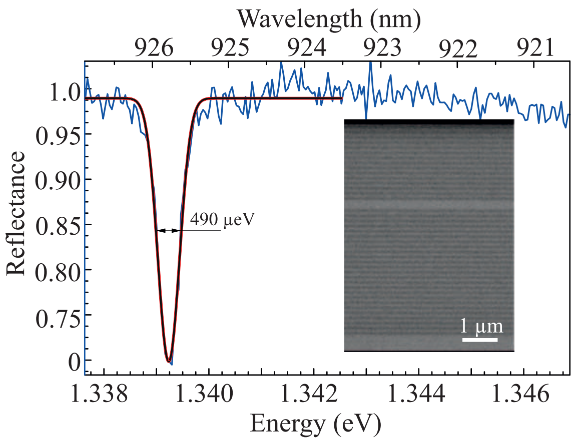

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр отражения микрорезонаторной гетероструктуры с РБО при 77 К. На вставке: изображение центральной части образца, полученное на растровом электронном микроскопе

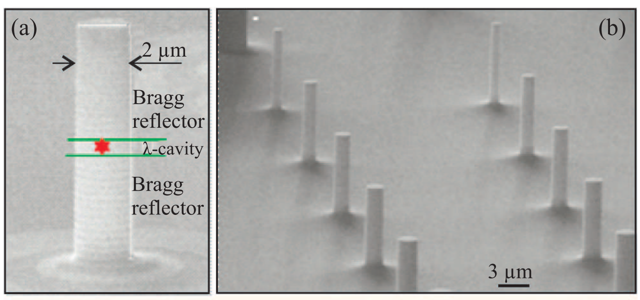

Рис. 2. (Цветной онлайн) Изображения: (a) – одного столбчатого микрорезонатора и (b) – регулярного массива таких микрорезонаторов, полученные с помощью растрового электронного микроскопа

структуры с диаметром от 0.8 до 2.5 мкм (рис. 2). При таком подходе пространственное совпадение положения квантовой точки и центра полости микрорезонатора является случайным событием, так же, как и спектральное совпадение линии излучения КТ и положения оптического резонанса, что требует проведения тщательного отбора микрорезонаторной структуры с оптимальными характеристиками в результате оптических измерений.

Для измерений образец с микрорезонаторами помещался в гелиевый криостат проточного типа (рис. 3). Лазерные импульсы длительностью 5 пс с частотой следования 80 МГц, генерируемые перестраиваемым по длине волны титан-сапфировым лазером с синхронизацией мод, проходят через линейный поляризатор (LP1) и поляризующий светоделитель (PBS) и с помощью объектива микроскопа (MO) с числовой апертурой NA = 0.76 фокусируются в пределах вершины выбранного столбчатого микрорезонатора. Объектив микроскопа собирает однофотонное излучение, а второй линейный поляризатор (LP2), ориентированный перпендикулярно поляризации лазера, позволяет совместно с PBS подавить лазерное излучение, отраженное от вершины микрорезонатора с КТ, с коэффициентом экстинкции порядка 10^6.

Полуволновая пластина (HWP) и четвертьволновая пластина (QWP) используются совместно для управления направлением вектора поляризации линейно-поляризованного возбуждающего света по отношению к направлениям [110] и $[1\bar{1}0]$ кристаллических слоев, составляющих микрорезонатор, а также для корректировки паразитной эллиптичности поляризации, вносимой элементами оптической схемы. Выделенное в кросс-поляризационной схеме однофотонное излучение фокусируется на торец одномодового оптического волокна, что обеспечивает дополнительную пространственную фильтрацию. Непрерывный мониторинг спектра излучения на тройном решеточном спектрометре с охлаждаемой ПЗС камерой позволяет совмещать спектральное положение лазерной линии с длиной волны излучения КТ с точностью порядка нескольких пикометров.

Степень неразличимости однофотонных состояний измерялась в интерферометре Хонга–У–Мандела, который представляет собой разбалансированный интерферометр Маха–Цендера с задержкой между плечами, равной временному интервалу между одиночными фотонами [28]. Для обеспечения необходимой пространственной точности и стабильности измерений во времени и пространстве сигналы на входе интерферометра собираются в одномодовые оптические волокна, проходят через поляризаторы LP3 и LP4 и интерферируют на неполяризующем светоделителе BS. Сигналы на выходе интерферометра детектируются сверхпроводниковыми однофотонными детекторами с временным разрешением порядка 40 пс и подаются на электронную схему "старт–стоп", обеспечивающую регистрацию гистограммы совпадений моментов регистрации одиночных фотонов в зависимости от величины временной задержки. Волоконные четвертьволновые (FQWP) и полуволновые (FHWP) фазовращатели позволяют скомпенсировать эллиптичность и поворот поляризации, индуцируемые прохождением излучения в оптическом волокне.

3. Результаты и обсуждение. Предварительный отбор микрорезонаторных структур осуществлялся в условиях надбарьерного возбуждения с энергией фотона вблизи края поглощения материала ба-

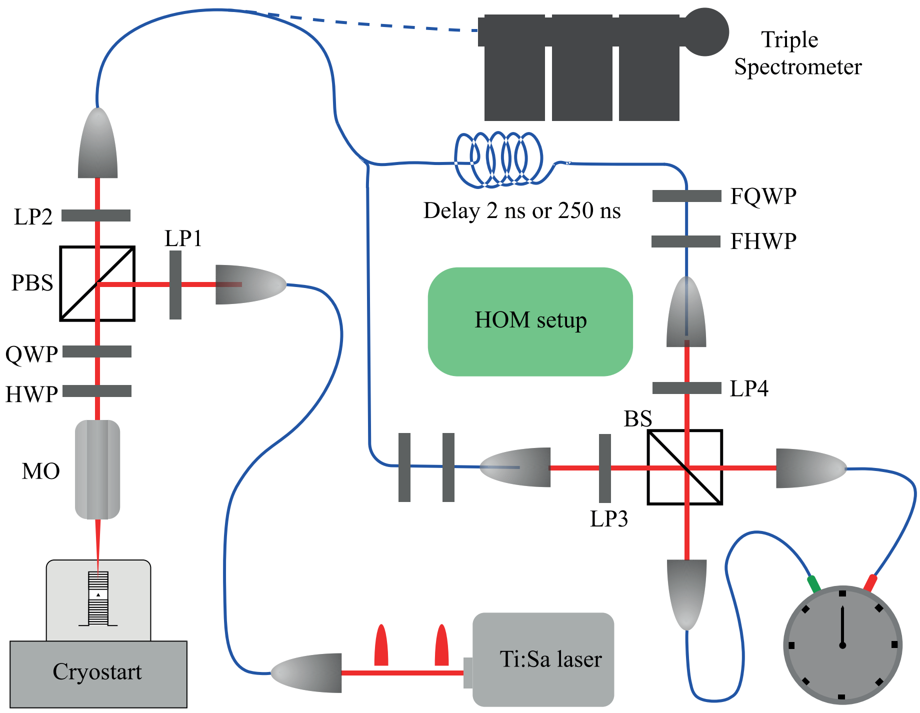

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема установки кросс-поляризационного возбуждения/детектирования для измерений резонансной флуоресценции и анализа статистики одиночных фотонов

рьерных слоев (GaAs). Были отобраны микрорезонаторные структуры, демонстрирующие наличие в пределах оптического резонанса интенсивной отдельностоящей линии фотолюминесценции одиночной КТ. В различных микрорезонаторах наблюдались линии двух типов: одиночная линия с измеренной шириной ~ 4 мкэВ, определяемой спектральным разрешением используемого трехрешеточного спектрометра (рис. 4a), и дублет линий, линейно поляризованных вдоль кристаллографических направлений [110] и $[1\bar{1}0]$ с величиной расщепления порядка нескольких микроэлектронвольт (рис. 4b). В первом случае спектр соответствует рекомбинации синглетного состояния заряженного экситона (триона), тогда как 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 [29, 30].

Предложенная интерпретация природы линий была проверена с помощью измерения кинетики излучения в условиях когерентного возбуждения π-импульсом света, соответствующих наблюдению первого максимума осциллирующей зависимости интенсивности излучения от мощности накачки при строго резонансном возбуждении. На рисунке 4 показаны типичные кривые затухания интенсивности люминесценции для синглетного (рис. 4c) и дуплетного (рис. 4d) состояний, измеренные в условиях линейно-поляризованного накачивающего излучения с поляризацией, повернутой на 45° по отношению к направлению [110]. В соответствии с предложенной интерпретацией наблюдаются строго экспоненциальная кривая затухания для синглетного трионного состояния и осциллирующая кривая, демонстрирующая квантовые биения в трехуровневой системе светлых экситонов, расщепленных в результате действия электрон-дырочного обменного взаимодействия [31].

Исследования статистических характеристик однофотонного излучения и степени неразличимости фотонов проводились в структуре с синглетным (трионным) состоянием, спектр и кривая затухания излучения которого показаны на рис. 4a, c. Сравнение среднего времени жизни возбужденного состояния триона ($T_1 = 427$ пс), полученного в результате аппроксимации кривой затухания экспонентой, с характерными временами жизни трионных состояний в аналогичных КТ, находящихся в объемном материале (~ 1 нс [32]) позволяет оценить фактор Парселла как величину порядка 2, что хорошо согласуется с

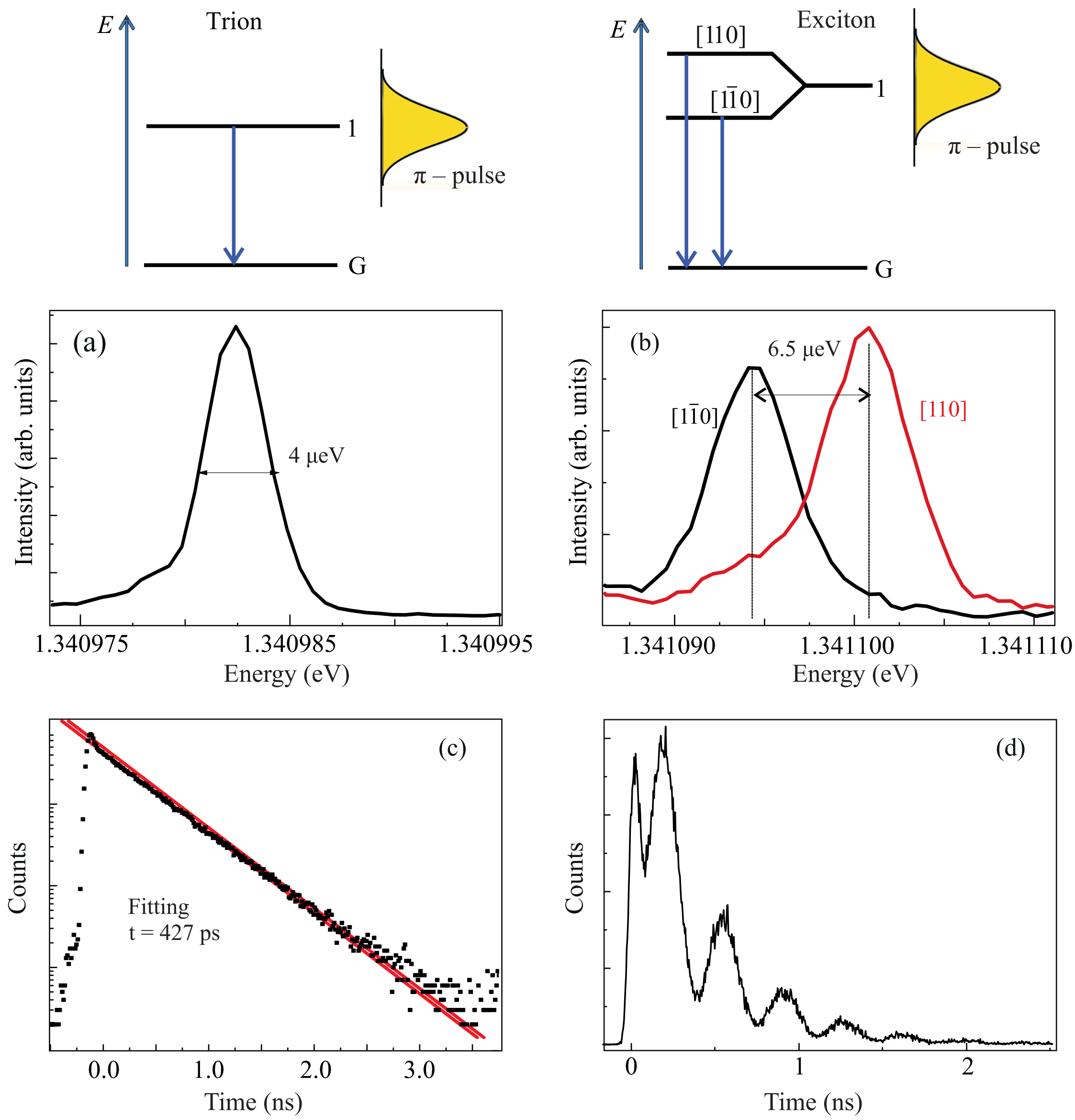

Рис. 4. (Цветной онлайн) Сверху: схема когерентного возбуждения квантовых уровней триона и экситона. (a), (b) – Спектры микро-фотолюминесценции триона (a) и экситона (b), измеренные на тройном решеточном спектрометре при $T = 10$ К в условиях надбарьерного возбуждения. (c), (d) – Соответствующие кривые затухания, измеренные в условиях когерентного возбуждения π-импульсом

малой добротностью изготовленного микрорезонатора, тогда как соответствующая Фурье-ограниченная ширина линии ($\Gamma_0 = \hbar/T_1$) составляет 1.5 мкэВ.

Для модельной двухуровневой излучающей системы характерное время когерентности T_2 определяется как

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}, \tag{1}$$

где T_2^* – характерное время дефазировки. В пределе Фурье-ограниченной ширины линии $T_2 = 2T_1$. В этом случае процессы дефазировки отсутствуют (бесконечно большое время T_2^*), и профиль волнового пакета одиночных фотонов во времени полностью определяется Фурье-преобразованием спектра излучения. Недостаточное спектральное разрешение используемого спектрометра (~ 4 мкэВ в данной спектральной области) не позволяет сделать достоверное заключение о величине эффектов фазовой и спектральной диффузии и их вкладе в ширину линии излучения непосредственно из результатов спектральных измерений. Тем не менее, некоторые оценки могут быть выполнены, исходя из результатов измерения степе-

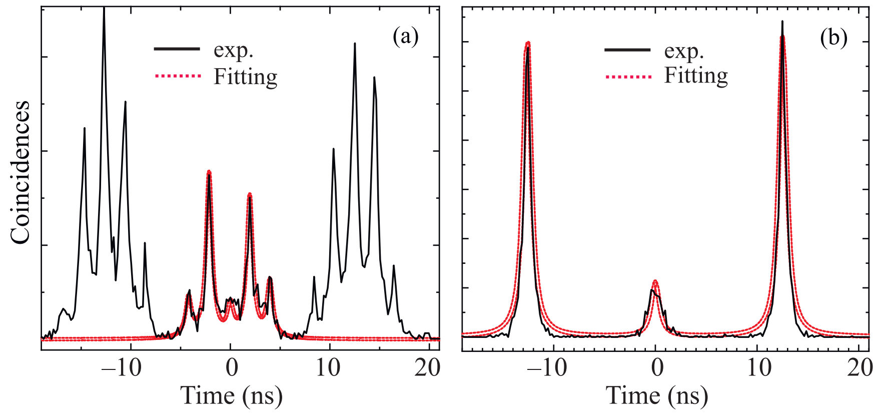

Рис. 5. (Цветной онлайн) Гистограмма двухфотонной интерференции при температуре 15 K, измеренная в схеме Хонга–У–Мандела при задержке между фотонами (a) 2 нс и (b) 250 нс

ни неразличимости последовательно излученных фотонов P, которая в пренебрежении эффектом спектральной диффузии соотносится с временами T_1 и T_2 как [16]

$$P = \frac{T_2}{2T_1}. \tag{2}$$

Для определения степени неразличимости был проведен эксперимент по исследованию двухфотонной интерференции в схеме Хонга–У–Мандела для фотонов, разнесенных по времени на 2 нс (рис. 5a) и 250 нс (рис. 5b). Показанные на рис. 5 результаты теоретической подгонки получены согласно модели, предложенной в работе [33]. При расчетах использовался параметр $g^{(2)}(0) = 0.05$, экспериментально измеренный нами в корреляционной схеме Хэнбери Брауна–Твисса [34]. Результаты подгонки показывают, что при задержке 2 нс степень неразличимости равна 0.97 (97 %), тогда как при увеличении задержки до 250 нс неразличимость падает до 0.93 (93 %).

Если предположить, что при малых задержках отличие измеренной степени неразличимости от 100 % определяется сравнительно быстрыми процессами фазовой диффузии, то использование экспериментально измеренных значений $T_1 = 427$ пс и $P = 0.97$, а также выражений (1) и (2) позволяет оценить характерное время дефазировки T_2^* как 28 нс. Уменьшение степени неразличимости до 0.93 при увеличении временного интервала между измеряемыми фотонами до 250 нс свидетельствует о наличии дополнительного и более медленного механизма уменьшения степени неразличимости фотонов, связанного, вероятно, 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.

4. Заключение. Для микрорезонаторных структур со сравнительно малой добротностью (менее 3000), включающих одиночную КТ InAs/GaAs, экспериментально показана возможность детерминированной генерации одиночных фотонов с неразличимостью 93 % на интервале времени 250 нс, что допускает эффективное демультиплексирование сигнала по нескольким параллельным каналам в перспективных схемах линейных оптических квантовых вычислений. Возможность достижения высокой степени неразличимости фотонов, излучаемых КТ в микрорезонаторной структуре с малым фактором Парселла (порядка 2) определяется низкой эффективностью механизмов, вызывающих спектральную диффузию линии излучения одиночной квантовой точки, что свидетельствует о высоком структурном качестве эпитаксиальных слоев, составляющих микрорезонаторную гетероструктуру. Предполагается, что использование подобных микрорезонаторных структур с малой добротностью и достаточно широким спектральным резонансом упростит реализацию точной настройки длины волны однофотонной генерации, что позволит увеличивать число параллельных каналов в схемах оптических квантовых компьютеров, интегрируя в пределах однокристального чипа несколько независимых источников неразличимых фотонов со степенью неразличимости, достаточной для реализации эффективного демультиплексирования потока фотонов, излучаемого каждым источником.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 18-02-01212 и Росатома.

М. В. Рахлин благодарит Совет по грантам Президента Российской Федерации. А. И. Галимов и Т. В. Шубина благодарят Российский научный фонд (грант # 20-42-01008) за поддержку исследования свойств экситонных и трионных состояний в одиночных квантовых точках.

---

1. M. D. Eisama, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, Rev. Sci. Instrum. **82**, 071101 (2011).
2. M. Rakhlin, K. Belyaev, S. Sorokin, I. Sedova, D. Kirilenko, A. Mozharov, I. Mukhin, M. Kulagina, Yu. Zadiranov, S. Ivanov, and A. Toropov, JETP Lett. **108**, 201 (2018).
3. M. Rakhlin, K. Belyaev, G. Klimko, I. Sedova, M. Kulagina, Y. Zadiranov, S. Troshkov, Y. Guseva, Y. Terentѐv, S. Ivanov, and A. Toropov, JETP Lett. **109**, 145 (2019).
4. P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, and G. J. Milburn, Rev. Mod. Phys. **79**, 135 (2007).
5. K. Balygin, V. Zaitsev, A. Klimov, S. Kulik and S. Molotkov, JETP Lett. **106**, 470 (2017).
6. K. Balygin, A. Klimov, S. Kulik, and S. Molotkov, JETP Lett. **106**, 120 (2017).
7. 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, Nature Photon. **11**, 361 (2017).
8. Y.-M. He, Y. He, Y.-J. Wei, D. Wu, M. Atature, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan, Nat. Nanotechnol. **8**, 213 (2013).
9. Y.-J. Wei, Y.-M. He, M.-C. Chen, Y.-N. Hu, Y. He, D. Wu, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan, Nano Lett. **14**, 6515 (2014).
10. X. Ding, Y. He, Z.-C. Duan, N. Gregersen, M.-C. Chen, S. Unsleber, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan, Phys. Rev. Lett. **116**, 020401 (2016).
11. N. Somaschi, V. Giesz, L. D. Santis, J. C. Loredo, M. P. Almeida, G. Hornecker, S. L. Portalupi, T. Grange, C. Antón, J. Demory, C. Gómez, I. Sagnes, N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Lemaítre, A. Auffeves, A. G. White, L. Lanco, and P. Senellart, Nat. Photonics **10**, 340 (2016).
12. J. C. Loredo, 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. Auffeves, P. Senellart, M. P. Almeida, and A. G. White, Optica **3**, 433 (2016).
13. 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).
14. H. Vural, S. L. Portalupi, and P. Michler, Appl. Phys. Lett. **117**, 030501 (2020).
15. S. Gerhardt, J. Iles-Smith, D. P. S. McCutcheon, Y.-M. He, S. Unsleber, S. Betzold, N. Gregersen, J. Mørk, S. Höfling, and C. Schneider, Phys. Rev. B **97**, 195432 (2018).
16. J. Bylander, I. Robert-Philip, and I. Abram, Eur. Phys. J. D **22**, 295 (2003).
17. A. J. Bennett, D. C. Unitt, A. J. Shields, P. Atkinson, and D. A. Ritchie, Opt. Express **13**, 7772 (2005).
18. J. Houel, A. V. Kuhlmann, L. Greuter, F. Xue, M. Poggio, B. D. Gerardot, P. A. Dalgarno, A. Badolato, P. M. Petroff, A. Ludwig, D. Reuter, A. D. Wieck, and R. J. Warburton, Phys. Rev. Lett. **108**, 107401 (2012).
19. E. B. Flagg, A. Muller, S. V. Polyakov, A. Ling, A. Migdall, and G. S. Solomon, Phys. Rev. Lett. **104**, 137401 (2010).
20. T. Heindel, C. Schneider, M. Lermer, S. H. Kwon, T. Braun, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel, Appl. Phys. Lett. **96**, 011107 (2010).
21. S. Reitzenstein, S. Munch, P. Franeck, A. Rahimi-Iman, T. Heindel, A. Loffler, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, I. V. Ponomarev, and T. L. Reinecke, J. Phys.: Conf. Ser. **334**, 012011 (2011).
22. P. Hilaire, C. Millet, J. Loredo, C. Antón, A. Harouri, A. Lemaitre, I. Sagnes, N. Somaschi, O. Krebs, P. Senellart, and L. Lanco, Phys. Rev. B **102**, 195402 (2020).
23. J. Martin-Sanchez, R. Trotta, A. Mariscal, R. Serna, G. Piredda, S. Stroj, J. Edlinger, C. Schimpf, J. Aberl, T. Lettner, J. Wildmann, H. Huang, X. Yuan, D. Ziss, J. Stangl, and A. Rastelli, Semicond. Sci. Technol. **33**, 013001 (2017).
24. M. Moczala-Dusanowska, L. Dusanowski, S. Gerhardt, Y. M. He, M. Reindl, A. Rastelli, R. Trotta, N. Gregersen, S. Höfling, and C. Schneider, ACS Photonics **6**, 2025 (2019).
25. S. Gerhardt, M. Moczała-Dusanowska, D. Łukasz, T. Huber, S. Betzold, J. Martin-Sánchez, R. Trotta, A. Predojević, S. Höfling, and C. Schneider, Phys. Rev. B **101**, 245308 (2020).
26. H. Wang, Y.-M. He, T.-H. Chung, H. Hu, Y. Yu, S. Chen, X. Ding, M.-C. Chen, J. Qin, X. Yang, R.-Z. Liu, Z.-C. Duan, J.-P. Li, S. Gerhardt, K. Winkler, J. Jurkat, L.-J. Wang, N. Gregersen, Y.-H. Huo, Q. Dai, S. Yu, S. Höfling, C.-Y. Li, and J.-W. Pan, Nature Photon. **13**, 770 (2019).
27. T. M. Zhao, Y. Chen, Y. Yu, Q. Li, M. Davanco, and J. Liu, Adv. Quantum Technol. **3**, 1900034 (2020).
28. C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044 (1987).

29. 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. Klopf, and F. Schäfer, Phys. Rev. B **65**, 195315 (2002).
30. A. Gaisler, I. Derebezov, V. Gaisler, D. Dmitriev, A. Toropov, A. Kozhukhov, D. Shcheglov, A. Latyshev, and A. Aseev, JETP Lett. **105**, 103 (2017).
31. H. Ollivier, I. M. B. Wenniger, S. Thomas, S. C. Wein, A. Harouri, G. Coppola, P. Hilaire, C. Millet, A. Lemaitre, I. Sagnes, O. Krebs, L. Lanc, J. C. Loredo, C. Anton, N. Somaschi, and P. Senellart, ACS Photonics **7**, 1050 (2020).
32. G. Wang, S. Fafard, D. Leonard, J. E. Bowers, J. L. Merz, and P. M. Petroff, Appl. Phys. Lett. **64**, 2815 (1994).
33. C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto, Nature **419**, 594 (2002).
34. R. Brouri, A. Beveratos, J.-P. Poizat, and P. Grangier, Opt. Lett. **25**, 1294 (2000).