Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 3, с. 147 – 151 © 2019 г. 10 февраля

Эффективный полупроводниковый источник одиночных фотонов красного спектрального диапазона

М. В. Рахлин[1)], *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*

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

Поступила в редакцию 30 ноября 2018 г.
После переработки 5 декабря 2018 г.
Принята к публикации 5 декабря 2018 г.

Исследована статистика фотонных корреляций излучения одиночных квантовых точек InAs/AlGaAs, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии, для эффективного вывода излучения из которых формировались волноводные AlGaAs наноантенны. На основе таких фотонных наноструктур реализован источник одиночных фотонов для красной спектральной области со средней интенсивностью, превышающей 5 МГц, и значением корреляционной функции второго порядка при нулевой задержке $g^{(2)}(0) = 0.08$. Степень неразличимости последовательно излученных фотонов, измеренная в интерференционной схеме Хонга–У–Мандела при надбарьерном возбуждении, была порядка 30 %.

DOI: 10.1134/S0370274X19030019

1. Введение. Использование света с неклассической статистикой фотонных корреляций в системах линейных квантовых вычислений, а также в других приложениях квантовой оптики, основанных на явлении квантовой интерференции, требует выполнения двух условий: предельно большой "чистоты" однофотонного излучения и высокой степени неразличимости одиночных фотонов [1–3]. Еще одним непреложным требованием является эффективность источника, определяемая в равной степени высокой скоростью генерации одиночных фотонов и эффективным выводом излучения. Для реализации этих требований исследуются различные квантовые системы, такие как холодные атомы, изолированные молекулы, дефекты в алмазе и карбиде кремния [4–7]. Особое место в этом ряду занимают полупроводниковые квантовые точки (КТ) благодаря сравнительно быстрым временам рекомбинации и простоте интеграции в нанофотонные схемы [8].

В настоящее время лучшие источники неразличимых фотонов изготавливаются на основе эпитаксиальных полупроводниковых гетероструктур с одиночными КТ, помещенными в микрорезонаторы [9]. Наиболее широко в таких конструкциях используются КТ InAs/GaAs [10]. На их основе были созданы яркие источники, излучающие "по требованию" при строго резонансной оптической накачке одиночные фотоны со степенью неразличимости, приближающейся к 100 % [11]. К сожалению, доступный для таких излучателей спектральный диапазон – 900–1000 нм, – не перекрывается ни с телекоммуникационными спектральными диапазонами, ни с областью спектральной чувствительности наиболее удобных в использовании однофотонных приемников – кремниевых однофотонных лавинных фотодиодов.

Однофотонное излучение в телекоммуникационном диапазоне вблизи 1.3 μм, оптимальном для волоконно-оптических линий связи, было получено с использованием КТ типа InAs/InP [12]. Достигнутая в таких структурах степень неразличимости одиночных фотонов составила 18 % без постселекции [13]. Для продвижения в область вблизи 1.5 μм было предложено использовать КТ InAs/InGaAs на метаморфном буфере [14]. В более коротковолновом (менее 900 нм) спектральном диапазоне, используемом атмосферными оптическими линиями связи [15], а также соответствующем области спектральной чувствительности кремниевых приемников, возможность получения неразличимых фотонов была показана для структур с КТ GaAs/AlGaAs, изготовленных методом капельной эпитаксии [16]. Полученные таким образом КТ перспективны для получения пар фотонов, запутанных по поляризации. Однако метод капельной эпитаксии, требующий тщательного контроля многих ростовых параметров, сложен в реализации [17].

В настоящей работе мы исследуем возможность создания эффективного источника одиночных фотонов для красной области спектра (длины волн менее 700 нм), который соответствует области высокой

[1)]e-mail: maximrakhlin@mail.ru

чувствительности современных кремниевых лавинных фотодиодов. Предлагаемый источник выполнен на основе КТ InAs/AlGaAs, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [18–20]. В таких КТ сдвиг излучения в более коротковолновую область, по сравнению с хорошо изученными КТ InAs/GaAs, связан с увеличением запрещенной зоны материала барьерных слоев, а также интердиффузией атомов Al из материала барьеров AlGaAs в материал точек [21].

Нами изучались статистика корреляций и степень неразличимости фотонов, излучаемых одиночной фотонной наноструктурой, в которой КТ InAs/AlGaAs была помещена в колончатый (цилиндроподобный) волновод, имеющий переменное сечение. Такой волновод по сути представляет собой фотонную наноантенну, правильно подобранные параметры которой (диаметр основания, показатель преломления, высота) позволяют увеличить эффективность вывода излучения КТ вплоть до 90 %. Это достигается за счет эффективного сбора фотонов в основную HE_{11} моду и формирования узкой диаграммы направленности при ее адиабатическом изменении в плавно сужающейся верхней части [22, 23]. Применение такой наноантенны позволило нам реализовать яркий источник одиночных фотонов с длиной волны менее 700 нм и степенью неразличимости порядка 30 % при нерезонансном надбарьерном возбуждении.

2. Образцы и экспериментальные методики. Исследуемая гетероструктура с КТ InAs была выращена с помощью МПЭ методом Странского–Крастанова на подложках GaAs (001) с буферным слоем GaAs толщиной 0.2 μм. Поверх буферного слоя формировались барьерные слои $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ (50 нм) и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (200 нм). Затем вставлялась плоскость КТ InAs номинальной толщиной 1.7 монослоя [20], поверх которой формировался барьерный слой толщиной 200 нм с тем же составом $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Рост структуры заканчивался напылением толстого слоя $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ (1.1 μм).

Фотонные наноантенны в виде колонн, сужающихся к вершине [22], формировались из верхнего слоя твердого раствора $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ методом ионно-лучевого травления ионами Ar. В качестве маски, предохраняющей от травления, использовались сапфировые нано-шарики. В результате были получены колончатые структуры с переменным сечением, имеющие диаметр 200–250 нм у основания и 150–200 нм у вершины при высоте порядка 1.8 μм (см. вставку на рис. 1). Плотность случайно расположенных наноантенн, определяемая числом нано-шариков на единицу поверхности, подбиралась таким образом, чтобы обеспечить оптическую изоляцию при измерениях, а также возможность нахождения структуры, включающей небольшое число (вплоть до одной), излучающих КТ при их заданной поверхностной плотности.

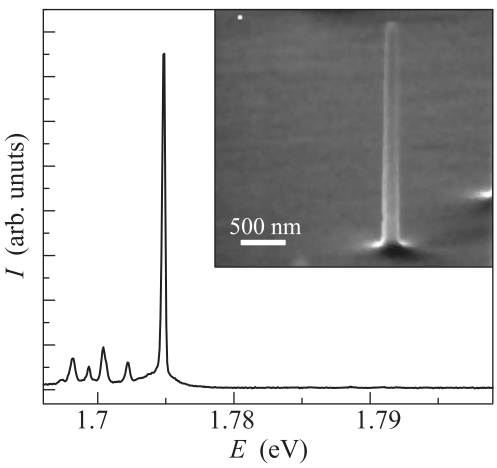

Рис. 1. Спектр μ-ФЛ одиночной КТ, измеренный в составе фотонной наноструктуры при температуре 8 K. На вставке: изображение типичной наноантенны, полученное на сканирующем электронном микроскопе

Излучательные характеристики фотонных наноантенн с КТ (фотонных наноструктур) исследовались методами спектроскопии микрофотолюминесценции (μ-ФЛ). Измерение спектров μ-ФЛ проводилось в оптической конфокальной схеме с пространственным ограничением по детектированию и регистрацией спектров с помощью решеточного монохроматора и охлаждаемой CCD-камеры. Образец помещался в проточный гелиевый криостат с пьезо-подвижками Attocube XYZ, позволяющими устанавливать и удерживать позицию выбранной фотонной наноантенны на протяжении достаточно долгого времени (несколько часов). Для возбуждения ФЛ использовалось излучение импульсного полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 405$ нм, длительностью импульса 40 пс и частотой повторения до 100 МГц. Средняя плотность мощности возбуждения составляла ~ 4 Вт/см^2. Длина волны лазерного излучения соответствовала надбарьерному возбуждению с энергией фотона, превышающей ширину запрещенной зоны барьерных слоев. Корреляционные измерения производились в схеме Хэнбери–Брауна–Твисса с использованием кремниевых однофотонных лавинных фотодиодов с временным разрешением порядка 40 пс и электронной “старт-стоп” схемы импульсного анализатора (SPC-130, Becker&Hickl). Степень неразличимости однофотонных состояний была измерена в схеме Хонга–У–Мандела [24].

3. Результаты. Характерный спектр μ-ФЛ, измеренный в фотонной наноструктуре при 8 К, демонстрирует набор узких линий, обусловленных излучательной рекомбинацией экситонов и экситонных комплексов: биэкситонов и трионов, возбуждаемых, как правило, в одиночной КТ (рис. 1). Корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ была измерена при 8 К для линии ФЛ с энергией излучения 1.774 эВ (699 нм), идентифицированной как линия излучения триона на основе мощностных и поляризационных измерений [20]. Среднее значение числа фотонов, регистрируемых одним детектором в секунду, составило $\sim 5 \cdot 10^5$, что с учетом аппаратной функции измерительного оборудования соответствует интенсивности однофотонного излучения на первой линзе не менее 5 МГц. Нормированная корреляционная функция показана на рис. 2; полученное значение

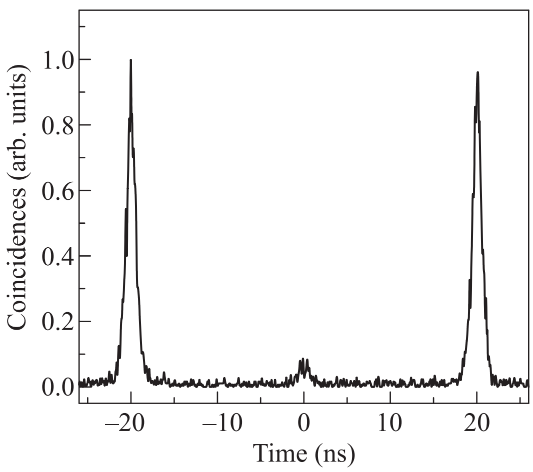

Рис. 2. Корреляционная функция второго порядка однофотонного излучения, измеренная для одиночной линии ФЛ в фотонной наноструктуре при температуре 8 К

$g^{(2)}(0) = 0.08$ свидетельствует об однофотонной природе излучения.

Для определения степени неразличимости однофотонных состояний был проведен эксперимент по исследованию двухфотонной интерференции в схеме Хонга–У–Мандела (рис. 3). КТ возбуждались двумя последовательными импульсами лазера с интервалом между ними 2 нс и частотой повторения 50 МГц. После прохождения монохроматора, фотонные волновые пакеты попадали на разбалансированный интерферометр Маха–Цендера (с временной разницей в длине плеч интерферометра 2 нс), а затем перекрывались на симметричном светоделителе, где происхо-

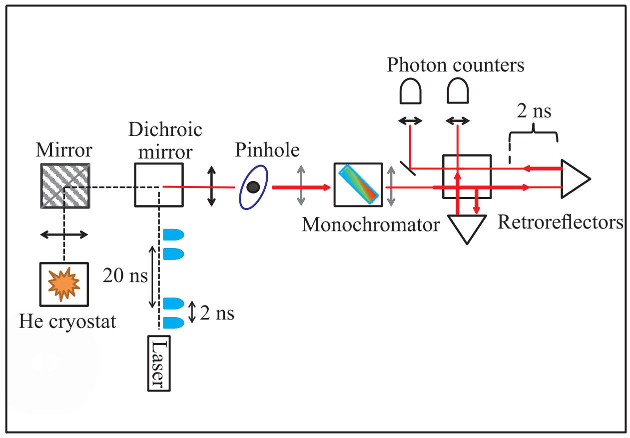

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема Хонг–У–Мандела для измерения степени неразличимости однофотонных состояний

дила квантовая интерференция. Гистограмма совпадений регистрации фотонов в зависимости от времени задержки, измеренная с помощью однофотонных приемников, установленных на выходах светоделителя, приведена на рис. 4.

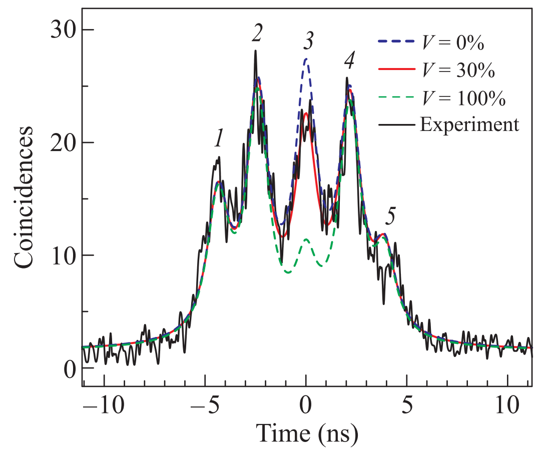

Рис. 4. (Цветной онлайн) Гистограмма двухфотонной интерференции, измеренная при надбарьером возбуждении

Гистограмма совпадений в данной схеме измерений включает пять пиков (*1*–*5* на рис. 4), соответствующих различным путям прохода пары фотонных волновых пакетов через плечи интерферометра. В частности, центральный пик *3* соответствует перекрытию первого и второго фотонных волновых пакетов на светоделителе после прохождения короткого и длинного плеча соответственно. Площади под контурами этих пиков могут быть аппроксимированы следующими выражениями [10]:

$$A_1 = N\eta^{(2)}R^3T, \qquad (1)$$

$$A_2 = N\eta^{(2)}[R^3T(1+2g^{(2)}(0)) + RT^3], \quad (2)$$

$$A_3 = N\eta^{(2)}[(R^3T + RT^3)(1+2g^{(2)}(0)) - - 2(1-\varepsilon)^2R^2T^2V(\Delta t)], \quad (3)$$

$$A_4 = N\eta^{(2)}[R^3T + RT^3(1+2g^{(2)}(0))], \quad (4)$$

$$A_5 = N\eta^{(2)}R^3T, \quad (5)$$

где N – количество повторений; $\eta^{(2)}$ – комбинированная эффективность генерации и детектирования фотонов; R и T – коэффициенты отражения и пропускания светоделителя, соответственно; $(1-\varepsilon)$ – интерференционный контраст, измеренный в интерферометре при использовании идеального монохроматического источника. Параметр $V(\Delta t)$, именуемый "видность" квантовой интерференции, определяет степень неразличимости фотонных волновых пакетов. В случае прохождения одиночных фотонов ($g^{(2)}(0) = 0$) через идеальный интерферометр ($R = T = 0.5$, $\varepsilon = 0$) интегральная интенсивность пика *3* равна нулю при $V = 1$, что соответствует квантовой интерференции двух 100 % неразличимых фотонов, всегда покидающих светоделитель через один выход и попадающих вместе на один из двух детекторов. Напротив, значение $V = 0$ соответствует ситуации "полностью различимых" фотонов, когда вероятность события вылета фотонов после акта интерференции через разные выходы светоделителя равна $A_3/(A_2 + A_4) = 1/2$. Сплошная красная линия на рис. 4 показывает наилучшую подгонку экспериментальной гистограммы с помощью уравнений (1)–(5). Штрих-пунктирной и пунктирной линиями на рис. 3 показаны результаты расчета референсных гистограмм для полностью неразличимых ($V = 1$) и полностью различимых ($V = 0$) фотонов. При подгонке использовался экспериментально измеренный параметр $g^{(2)}(0) = 0.08$ и контраст интерферометра $(1-\varepsilon) = 0.93$. Несимметричность гистограммы относительно центрального пика связана с некоторой несимметричностью используемого прибора: полученные из подгонки значения коэффициентов отражения и пропускания светоделителя равны $R = 0.57$ и $T = 0.43$. Определенное таким образом значение видности квантовой интерференции составило $V = 0.3$.

Сравнительно небольшая измеренная степень неразличимости фотонов в первую очередь определяется неоптимальным методом возбуждения с энергией больше ширины запрещенной зоны барьерных слоев. В этом случае видность квантовой интерференции подавляется флуктуациями энергии (спектральная диффузия) и времени прихода (временной джиттер) интерферирующих одиночных фотонов. Оба эффекта связаны с возбуждением в барьерных слоях носителей заряда. А именно спектральная диффузия связана с генерацией в окрестности квантовой точки локальных флуктуирующих электрических полей, тогда как временной джиттер определяется неравномерным во времени захватом электронов и дырок в излучающую КТ [25]. Возможная оптимизация условий измерения предполагает использование квази-резонансного возбуждения фотонами с энергией кванта, соответствующей возбуждению p-состояния в КТ [26], или же строго резонансного возбуждения основного s-состояния [11].

4. Заключение. В работе исследованы излучательные характеристики фотонной наноструктуры, содержащей волноводную наноантенну и КТ InAs/AlGaAs. Структура была изготовленна с использованием МПЭ и ионно-лучевого травления. Полученные значения средней интенсивности однофотонного излучения более 5 МГц, корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(0) \sim 0.08$ и длины волны излучения менее 700 нм определяют пригодность подобных фотонных наноструктур для использования в различных системах квантовой фотоники, функционирующих в красном спектральном диапазоне. Измеренное значение степени неразличимости (30 %) является ориентировочным, поскольку его величина определяется неоптимальными условиями оптической накачки при надбарьерном возбуждении. Дальнейшее увеличение степени неразличимости и уменьшение значения $g^{(2)}(0)$ может быть реализовано посредством резонансной оптической накачки, тогда как увеличение интенсивности однофотонного излучения предполагает оптимизацию формы волноводной наноантенны и совершенствование технологии ее формирования.

Авторы благодарят Российский Научный Фонд (проект # 14-22-00107) за поддержку МПЭ роста КТ, излучающих в красном спектральном диапазоне. Исследования излучательных характеристик фотонных наноструктур выполнялись при поддержке Фонда Перспективных Исследований. Постростовая обработка структур поддерживалась Российским Фондом Фундаментальных Исследований (проект # 18-0201212).

1. P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, and G. J. Milburn, Rev. Mod. Phys. **79**, 135 (2007).
2. J. L. O'Brien, Science **318**, 1567 (2007).

3. C. P. Dietrich, A. Fiore, M. G. Thompson, M. Kamp, and S. Höfling, Lasers Photon. Rev. **10**, 870 (2016).
4. J. McKeever, A. Boca, A. Boozer, R. Miller, J. Buck, A. Kuzmich, and H. Kimble, Science **303**, 1992 (2004).
5. C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter, Phys. Rev. Lett. **85**, 290 (2000).
6. T. Basché, W. Moerner, M. Orrit, and H. Talon, Phys. Rev. Lett. **69**, 1516 (1992).
7. R. Brouri, A. Beveratos, J.-P. Poizat, and P. Grangier, Opt. Lett. **25**, 1294 (2010).
8. G.-C. Shan, Z.-Q. Yin, C. Shek, and W. Huang, Front. Phys. **109**, 170 (2014).
9. A. Thoma, P. Schnauber, M. Gschrey, M. Seifried, J. Wolters, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, S. Rodt, A. Carmele, A. Knorr, T. Heindel, and S. Reitzemstein, Phys. Rev. Lett. **116**, 033601 (2016).
10. C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto, Nature **419**, 594 (2002).
11. 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. Nanotech. **8**, 213 (2013).
12. X. Liu, K. Akahane, N. A. Jahan, N. Kobayashi, M. Sasaki, H. Kumano, and I. Suemune, Appl. Phys. Lett. **103**, 061114 (2013).
13. J.-H. Kim, T. Cai, C. J. K. Richardson, R. P. Leavitt, and E. Waks, Optica **3**, 6 (2016).
14. F. Olbrich, J. Höschele, M. Müller, J. Kettler, S. L. Portalupi, M. Paul, M. Jetter, and P. Michler, Appl. Phys. Lett. **111**, 133106 (2017).
15. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, Hum. Nat. **20** 317 (2009).
16. D. Huber, M. Reindl, Y. Huo, H. Huang, J. S. Wildmann, O. G. Schmidt, A. Rastelli, and R. Trotta, Nat. Comm. **8**, 15506 (2017).
17. L. Schweickert, K. D. Jöns, K. D. Zeuner, S. F. C. da Silva, H. Huang, T. Lettner, M. Reindl, J. Zichi, R. Trotta, A. Rastelli, and V. Zwiller, Appl. Phys. Lett. **112**, 093106 (2018).
18. A. Polimeni, A. Potane, M. Henini, L. Eaves, and P. C. Main, Phys. Rev. B **59**, 5064 (1999).
19. S. C. M. Grijseels, J. van Bree, P. M. Koenraad, A. A. Toropov, G. V. Klimko, S. V. Ivanov, C. E. Pryor, and A. Yu. Silov, J. Lumin. **176**, 95 (2016).
20. M. V. Rakhlin, K. G. Belyaev, G. V. Klimko, I. S. Mukhin, D. A. Kirilenko, T. V. Shubina, S. V. Ivanov, and A. A. Toropov, Sci. Rep. **8**, 5229 (2018).
21. J. J. Finley, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, A. D. Ashmore, C. Baker, A. F. G. Monte, and M. Hopkinson, Phys. Rev. B **66**, 153316 (2002).
22. J. Cloudon, J. Bleuse, N. S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne, and J.-M. Gerard, Nat. Photon. **4**, 174 (2010).
23. I. Friedler, C. Sauvan, J. P. Hugonin, P. Lalanne, J. Cloudon, and J.-M. Gerard, Opt. Express **17**, 2095 (2009).
24. C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044 (1987).
25. G. Sallen, A. Tribu, T. Aichele, R. Andre, L. Besombes, C. Bougerol, M. Richard, S. Tatarenko, K. Kheng, and J.-Ph. Poizat, Phys. Rev. B **84**, 041405(R) (2011).
26. 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).