Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 3, с. 189 – 193 © 2025 г. 10 февраля

Однофотонное излучение в C-диапазоне в цилиндрическом микрорезонаторе с квантовыми точками InAs/InGaAs

А. И. Веретенников[+1)], *М. В. Рахлин*[+], *Ю. М. Серов*[+], *А. И. Галимов*[+], *Г. П. Вейшторт*[+], *С. В. Сорокин*[+], *Г. В. Климко*[+], *И. В. Седова*[+], *Н. А. Малеев*[+], *М. А. Бобров*[+], *А. П. Васильев*[+*], *А. Г. Кузьменков*[+], *М. М. Кулагина*[+], *Ю. М. Задиранов*[+], *С. И. Трошков*[+], *Ю. А. Салий*[+], *Д. С. Березина*[+], *Е. В. Никитина*[+×], *А. А. Торопов*[+]

[+]*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

[*]*Научно-технологический центр Микроэлектроники РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

[×]*Санкт-Петербургский Академический университет РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 6 декабря 2024 г.
После переработки 6 декабря 2024 г.
Принята к публикации 7 декабря 2024 г.

В работе реализован источник однофотонного излучения для телекоммуникационного C-диапазона на основе эпитаксиальных квантовых точек InAs/InGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Использование высококонтрастных распределенных брэгговских отражателей AlGaAs/GaAs и плазмохимического травления позволило изготовить микрорезонаторные структуры, расчетная эффективность вывода излучения из которых в числовую апертуру 0.7 составила 15 %. Измеренное значение корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(0)$ составило 0.14 при средней интенсивности однофотонного излучения на первой линзе порядка 1 МГц. Полученные результаты свидетельствуют о возможности использования исследуемого источника однофотонного излучения в системах квантовой криптографии.

DOI: 10.31857/S0370274X25020037, EDN: UEMQTA

1. Введение. В последние десятилетия с развитием технологий квантовой обработки данных наблюдается растущая потребность в источниках неклассического света, способных излучать по требованию не более одного фотона за цикл возбуждения [1]. Одним из наиболее перспективных решений для реализации таких источников являются одиночные полупроводниковые квантовые точки (КТ) [1–4]. Многообразие материальных систем позволяет создавать однофотонные источники на основе КТ в широком спектральном диапазоне, включая как ближний ультрафиолетовый диапазон, так и телекоммуникационный C-диапазон [5–9].

Для применения в оптоволоконных системах квантовой криптографии особенно востребованы однофотонные источники, излучающие в C-диапазоне (1530–1565 нм), что соответствует минимальным потерям в оптических волокнах [3, 10]. В настоящее время существует два основных подхода к выращиванию излучающих гетероструктур на основе КТ для данного спектрального диапазона. Первый метод заключается в выращивании InAs КТ в матрице InP [5, 11–13], а второй – в использовании метаморфного буферного слоя InGaAs (ММБС), выращиваемого на подложке GaAs, на котором уже формируются слой КТ [14–16].

Подложки InP имеют ограниченные возможности для реализации распределенных брэгговских отражателей (РБО) с высоким показателем/коэффициентом оптического отражения, что связано с низким контрастом показателей преломления в слоях InP/InAlGaAs [17]. В то же время использование ММБС в системе $In_xGa_{1-x}As$ позволяет использовать подложки GaAs [13, 15]. Рост гетероструктур на подложках GaAs открывает дополнительные возможности для использования высококонтрастных РБО AlGaAs/GaAs и реализации высокодобротных цилиндрических микрорезонаторов [18].

В настоящей работе представлена реализация источника однофотонного излучения для спектрального C-диапазона на основе одиночных КТ InAs/InGaAs, выращенных на ММБС и помещенных в столбчатые микрорезонаторы с РБО. Для повышения эффективности вывода излучения из планарной структуры рост ММБС был реализован на высококонтрастных РБО AlGaAs/GaAs. Измерения спектров микро-фотолюминесценции

1)e-mail: veretennikov.a@mail.ioffe.ru

(μ-ФЛ) подтвердили наличие узких спектральных линий, а эксперимент по измерению корреляционной функции второго порядка показал возможность достижения однофотонного излучения с $g^{(2)}(0) = 0.14$. Измеренная средняя интенсивность однофотонного излучения на первой линзе составила порядка 1 МГц.

2. Экспериментальные образцы и методики.

1) Рост эпитаксиальной гетероструктуры. Исследуемая в данной работе гетероструктура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке GaAs (001) с буферным слоем GaAs. Поверх буферного слоя выращивались 25 пар $\lambda/4$ слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$, которые формировали нижние РБО. Поверх РБО был выполнен рост ММБС $In_xGa_{1-x}As$ с линейным изменением состава по In (от $x = 0.05$ до $x \sim 0.43$), общей толщиной ~ 1.1 мкм. После формирования буферного слоя был выращен дополнительный слой GaAs толщиной 3 монослоя (МС), на котором формировался слой КТ InAs. Профиль состава ММБС был выбран таким образом, чтобы минимизировать транспорт пронизывающих дислокаций в область роста КТ. Полученная плотность КТ позволила обеспечить оптическую изоляцию отдельный линий излучения при измерениях.

Конечным этапом роста гетероструктуры было формирование верхнего барьерного слоя $In_yGa_{1-y}As$ ($y = 0.26{-}0.28$) толщиной 200 нм [19]. Схематическое изображение данной гетероструктуры представлено на рис. 1 (слева). Толщина верхнего слоя InGaAs была выбрана таким образом, чтобы резонансная длина волны находилась вблизи 1550 нм, а слой КТ располагался вблизи максимума интенсивности электромагнитного поля, как проиллюстрировано на рис. 1 (справа).

2) Изготовление цилиндрических микрорезонаторов. Для пространственного ограничения одиночных КТ и увеличения вывода излучения были сформированы цилиндрические микрорезонаторы диаметром 3–4 мкм. Травление цилиндрических микрорезонаторов проводилось методом плазмохимического травления в реакторе с индуктивно-связанной плазмой в газовой смеси BCl_3/Ar. На рисунке 2 представлено изображение цилиндрического микрорезонатора, полученное на сканирующем электронном микроскопе и иллюстрирующее высокое качество травления (гладкость и вертикальность стенок) как для ММБС, так и для слоев с РБО.

Чтобы подтвердить эффективность вытравленной структуры, мы провели трехмерное моделирование методом FDTD для расчета интенсивности излучения в дальнем поле. Одиночная КТ была смоделирована как точечный диполь, расположенный в центре микрорезонатора [20, 21]. Рассчитанная эффективность вывода излучения КТ из микрорезонатора диаметром 3 мкм с числовой апертурой 0.7 достигает 15 %.

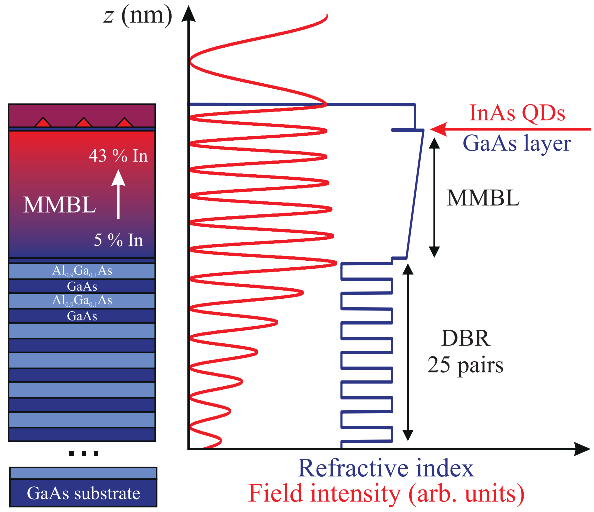

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема планарной гетероструктуры (слева) и распределения профиля показателя преломления (синяя кривая) и интенсивности электромагнитного поля (красная кривая) по высоте структуры

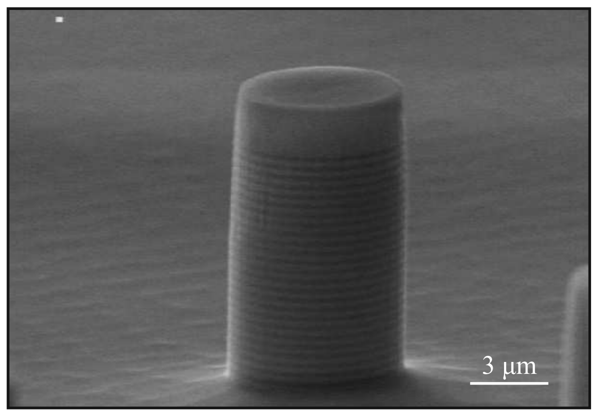

Рис. 2 Изображение вытравленного микрорезонатора, полученное на сканирующем электронном микроскопе

3) Оптические измерения. Излучательные характеристики исследуемой гетероструктуры с КТ исследовались с помощью спектроскопии μ-ФЛ. Измерение спектров μ-ФЛ проводилось в оптической конфокальной схеме с пространственным ограничением по детектированию (~ 4 мкм) и регистрацией спектров с помощью решеточного монохроматора и охлаждаемой CCD-камеры. Образец помещался в проточный гелиевый криостат Janis. Для возбуждения ФЛ использовалось излучение полупроводникового непрерывного лазера с длиной волны $\lambda = 660$ нм.

Для измерения корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ использовался полупроводниковый импульсный лазера с длиной волны $\lambda = 1310$ нм, длительностью импульса 44 пс и частотой повторения 40 МГц. Корреляционные измерения производились в схеме Хэнбери–Брауна–Твисса с использованием сверхпроводниковых однофотонных детекторов (Scontel) с временным разрешением порядка 40 пс.

3. Исследование оптических характеристик планарной гетероструктуры. На рисунке 3 представлен спектр ФЛ ансамбля КТ (синяя кривая), полученный при возбуждении планарной гетероструктуры с использованием непрерывного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 660$ нм, сфокусированного в пятно диаметром примерно ~ 100 мкм. Средняя плотность мощности возбуждения составляла ~ 1.4 Вт/см^2. Измеренный спектр ФЛ подтверждает наличие КТ, излучающих в диапазоне 1530–1565 нм. Кроме того, спектр ФЛ демонстрирует дополнительную модуляцию, вызванную спектром отражения от гетероструктуры, в которой внутреннее отражение происходит как от нижнего РБО, так и от верхней границы полупроводник–воздух. Провал в стоп-зоне спектра отражения (красная кривая на рис. 3) подтверждает наличие резонанса Фабри–Перо в полученной структуре в С-диапазоне.

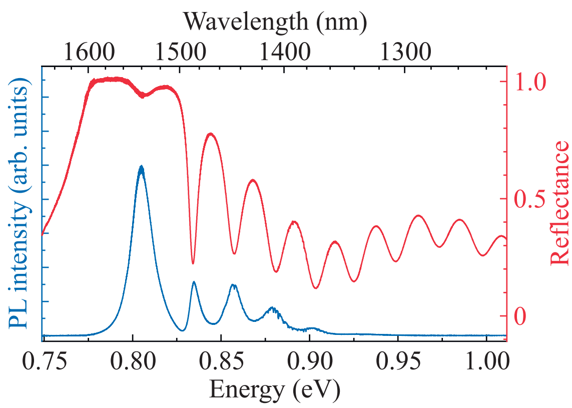

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр ФЛ ансамбля КТ (синяя кривая) и спектр отражения (красная кривая), полученные от планарной гетероструктуры при температуре 77 К

Характерный спектр μ-ФЛ, измеренный в планарной структуре при надбарьерном возбуждении ($\lambda = 660$ нм), демонстрирует набор узких линий, относящихся к излучению небольшого числа одиночных КТ (синяя кривая на рис. 4). Однако спектр μ-ФЛ при таком режиме возбуждения, помимо одиночных линий, также содержит фоновый сигнал, который может негативно сказываться на чистоте однофотонного излучения. Наличие сигнала ФЛ, не связанного с излучением КТ, может быть вызвано процессами рекомбинации в материалах барьеров и ММБС при надбарьерном возбуждении [15, 16]. Чтобы уменьшить вклад фонового излучения, дальнейшее возбуждение ФЛ было осуществлено с использованием лазерного излучения с длиной волны $\lambda =$ 1310 нм. Соответствующая энергия фотонов (0.95 эВ) соответствует запрещенной зоне $In_{0.42}Ga_{0.58}As$ [22], что позволяет избежать возбуждения носителей в наиболее дефектной части ММБС с наибольшей запрещенной зоной. Как видно из рис. 4, выбранный подход позволил существенно уменьшить вклад люминесценции, не связанной с излучением КТ.

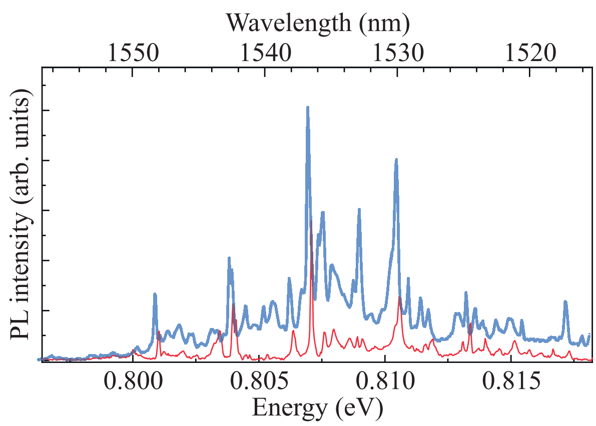

Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры μ-ФЛ для планарной структуры с КТ InAs/InGaAs при возбуждении излучением с длиной волны 660 нм (синяя кривая) и 1310 нм (красная кривая), измеренные при температуре 10 К

4. Исследование корреляционной статистики в микрорезонаторе с одиночной КТ. Характерный спектр μ-ФЛ, измеренный в микрорезонаторе диаметром ~ 3 мкм при температуре 10 К, изображен на рис. 5a. Ширина одиночной линии ФЛ на половине ее высоты (FWHM) составила ~ 250 мкэВ, что соответствует ширине аппаратной функции спектрометра.

Для определения степени чистоты однофотонного излучения одиночной КТ в микрорезонаторе была измерена корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ в схеме Хэнбери Брауна–Твисса при импульсном возбуждении. Измеренная гистограмма совпадений изображена на рис. 5b черными точками. Среднее значение числа фотонов, регистрируемых одним детектором в секунду, составило $\sim 45 \cdot 10^3$, что с учетом аппаратной функции измерительного оборудования соответствует средней интенсивности однофотонного излучения на первой линзе ~ 1 МГц.

Характерной особенностью для исследованных структур с ММБС, наблюдаемой при измерении $g^{(2)}(\tau)$, является наличие вторичного излучения КТ на масштабах единиц наносекунд. Этот процесс приводит к наблюдаемому увеличению числа многофотонных событий вблизи нулевых задержек. При этом число событий с задержкой $\tau = 0$, определяющее реальную однофотонную чистоту излучения, остается сравнительно низким. Таким образом, для расчета однофотонной чистоты источника необходимо описать провал корреляционной функции в области нулевых задержек с учетом наблюдаемого вторичного излучения. В силу узости этого провала в сравнении с аппаратной функцией, для корректной оценки его глубины по дискретным измеренным точкам была выполнена аппроксимация полученной гистограммы совпадений. Аппроксимация позволила определить характерные времена кинетики основного и вторичного излучения КТ, значения которых определяют максимально возможную частоту генерации фотонов.

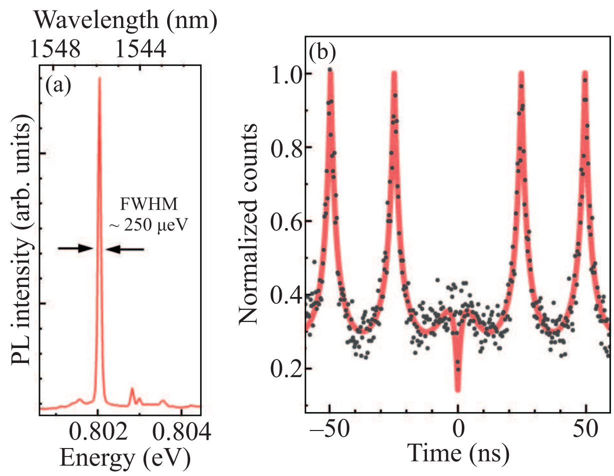

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Спектр излучения микрорезонатора с одиночной КТ. (b) – Статистика совпадений, измеренная в схеме Хэнбери Брауна–Твисса: экспериментальные данные (черные точки) и аппроксимирующая функция (красная кривая)

Мы связываем наблюдаемое вторичное излучение КТ с выбранным режимом накачки, при котором носители заряда в процессе релаксации в КТ могут быть захвачены на дефектах в барьерных слоях, ММБС или смачивающем слое. В рамках простейшей математической модели, удовлетворительно описавшей экспериментальные данные, мы рассмотрели экспоненциальную убывающую динамику населенности этих дефектных уровней с характерным временем релаксации с них носителей заряда в КТ, равным τ_{cap} [23–28].

Для аппроксимации измеренной функции $g^{(2)}(\tau)$ была решена система скоростных уравнений для трехуровневой системы, аналогичная выполненному в [25, 29]. Носители заряда, возбуждаемые импульсом накачки из основного состояния, генерируются в барьерах и затем либо быстро и безызлучательно релаксируют в излучающее состояние, либо захватываются в состояния в ММБС, барьерах или смачивающем слое, откуда они могут безызлучательно релаксировать в излучающее состояние. Поскольку предполагается, что процессы захвата и релаксации носителей в КТ происходят безызлучательно, вид функции $g^{(2)}(\tau)$ вблизи нулевых задержек соответствует временной зависимости населенности излучающего состояния. Учитывая, что в момент времени $\tau = 0$ (сразу после рекомбинации основных носителей в КТ) излучающее состояние не заполнено, функция $g^{(2)}(\tau)$ вблизи нулевых задержек может быть аппроксимирована следующим выражением [23, 24]:

$$g^{(2)}(\tau) = A\tau_{\mathrm{rad}}\frac{e^{-|\tau|/\tau_{\mathrm{cap}}} - e^{-|\tau|/\tau_{\mathrm{rad}}}}{\tau_{\mathrm{cap}} - \tau_{\mathrm{rad}}} + g^{(2)}_{\mathrm{ext}},$$

где A – параметр аппроксимации, $g^{(2)}_{\mathrm{ext}}$ – фоновое значение автокорреляционной функции, не связанное с излучением исследуемой КТ. В общем случае, вклад фонового излучения может зависеть от времени, но в данной модели, в силу малости фонового сигнала относительно сигнала ФЛ КТ, этот вклад мы приняли за константу. Полная аппроксимирующая функция представлена красной кривой на рис. 5. Из анализа аппроксимирующей функции видно, что вторичное излучение происходит на временах, в разы превышающих излучательное время жизни. Полученные из аппроксимации значения для временных констант $\tau_{\mathrm{rad}} \sim 1.7$ нс и $\tau_{\mathrm{cap}} \sim 9.6$ нс хорошо согласуются с полученными ранее для структур с ММБС данными [15].

Полученное значение $g^{(2)}(0) = 0.14$ подтверждает однофотонную природу излучения. Сравнительно небольшая измеренная степень однофотонности излучения скорее всего связана с фоновым излучением в материалах барьеров или со слабым излучением других КТ и определяется вкладом $g^{(2)}_{\mathrm{ext}}(0)$ в общую автокорреляционную функцию.

5. Заключение. В работе исследованы излучательные характеристики КТ InAs/InGaAs, помещенных в микрорезонаторную структуру. Исследуемая гетероструктура с ММБС и РБО была выращена с использованием МПЭ, микрорезонаторы были изготовлены методом плазмо-химического травления. Исследованы резонансные свойства гетероструктуры, расчетная эффективность вывода в C-диапазоне составила 15 %. Возбуждение гетероструктуры лазерным излучением с длиной волны 1310 нм позволило идентифицировать наличие одиночных узких линий с низким уровнем фонового сигнала. Была предложена модель, объясняющая особенности в наблюдаемой картине фотонных корреляций. Полученные значения корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(0) = 0.14$ и средней интенсивности однофотонного излучения 1 МГц делают возможным использование исследуемой структуры в оптоволоконных системах квантовых коммуникаций. Дальнейшее уменьшение значения $g^{(2)}(0)$ может быть реализовано посредством резонансной или квазирезонансной оптической накачки.

Финансирование работы. Работа реализуется при финансовой поддержке открытого акционерного общества "Российские Железные Дороги".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. T. Heindel, J. Kim, N. Gregersen, A. Rastelli, and S. Reitzenstein, Adv. Opt. Photonics **15**, 613 (2023).
2. M. Zahidy, M. T. Mikkelsen, R. Müller, B. De Lio, M. Krehbiel, Y. Wang, N. Bart, A. D. Wieck, A. Ludwig, M. Galili, S. Forchhammer, P. Lodahl, L. K. Oxenløwe, D. Bacco, and L. Midolo, npj Quantum Inf. **10**, 2 (2024).
3. D. A. Vajner, L. Rickert, T. Gao, K. Kaymazlar, and T. Heindel, Adv. Quantum Technol. **5**, 2100116 (2022).
4. E. Chae, J. Choi, and J. Kim, Nano Converg. **11**, 11 (2024).
5. M. Benyoucef, M. Yacob, J. P. Reithmaier, J. Kettler, and P. Michler, Appl. Phys. Lett. **103**, 162101 (2013).
6. O. Fedorych, C. Kruse, A. Ruban, D. Hommel, G. Bacher, and T. Kümmell, Appl. Phys. Lett. **100**, 61114 (2012).
7. R. Li, L. Tang, Q. Zhao, K. S. Teng, and S. P. Lau, Chem. Phys. Lett. **742**, 137127 (2020).
8. C. Santori, S. Götzinger, Y. Yamamoto, S. Kako, K. Hoshino, and Y. Arakawa, Appl. Phys. Lett. **87**, 051916 (2005).
9. M. Zimmer, A. Trachtmann, M. Jetter, and P. Michler, J. Cryst. Growth **605**, 127081 (2023).
10. Y. Yu, S. Liu, CM. Lee, P. Michler, S. Reitzenstein, K. Srinivasan, E. Waks, and J. Liu, Nat. Nanotechnol. **18**, 1389 (2023).
11. R. P. Leavitt and C. J. K. Richardson, J. Vac. Sci. Technol. B, **33**, 051202 (2015).
12. P. Holewa, D. A. Vajner, E. Zięba-Ostój et al. (Collaboration), Nat. Commun. **15**, 3358 (2024).
13. M. Paul, F. Olbrich, J. Höschele, S. Schreier, J. Kettler, S. L. Portalupi, M. Jetter, and P. Michler, Appl. Phys. Lett. **111**, 033102 (2017).
14. P. Wyborski, P. Podemski, P. A. Wroński, F. Jabeen, S. Höfling, and G. Sęk, Materials (Basel) **15**, 1071 (2022).
15. P. Wyborski, M. Gawełczyk, P. Podemski, P. A. Wroński, M. Pawlyta, S. Gorantla, F. Jabeen, S. Höfling, and G. Sęk, Phys. Rev. Appl. **20**, 044009 (2023).
16. P. A. Wroński, P. Wyborski, A. Musiał, P. Podemski, G. Sęk, S. Höfling, and F. Jabeen, Materials (Basel) **14**, 5221 (2021).
17. T. Smołka, K. Posmyk, M. Wasiluk, P. Wyborski, M. Gawełczyk, P. Mrowi'nski, M. Mikulicz, A. Zieli'nska, J. P. Reithmaier, A. Musiał, and M. Benyoucef, Materials (Basel) **14**, 6270 (2021).
18. H. Wang, Y. M. He, T. H. Chung et al. (Collaboration), Nat. Photonics **13**, 770 (2019).
19. S. V. Sorokin, G. V. Klimko, I. V. Sedova, A. I. Galimov, Yu. V. Serov, D. A. Kirilenko, N. D. Prasolov, and A. A. Toropov, JETP Lett. **120**, 694 (2024).
20. A. Galimov, M. Bobrov, M. Rakhlin, Yu. Serov, D. Kazanov, A. Veretennikov, G. Klimko, S. Sorokin, I. Sedova, N. Maleev, Yu. Zadiranov, M. Kulagina, Yu. Guseva, D. Berezina, E. Nikitina, and A. Toropov, Nanomaterials **13**, 1572 (2023).
21. M. A. Bobrov, S. A. Blokhin, N. A. Maleev, A. G. Kuz'menkov, A. A. Blokhin, A. P. Vasil'ev, Yu. A. Guseva, M. V. Rakhlin, A. I. Galimov, Yu. M. Serov, S. I. Troshkov, V. M. Ustinov, and A. A. Toropov, JETP Lett. **116**, 613 (2022).
22. J. S. Tsang, C. P. Lee, S. H. Lee, K. L. Tsai, C. M. Tsai, and J. C. Fan, J. Appl. Phys. **79**, 664 (1996).
23. P. A. Dalgarno, J. McFarlane, D. Brunner, R. W. Lambert, B. D. Gerardot, R. J. Warburton, K. Karrai, A. Badolato, and P. M. Petroff, Appl. Phys. Lett. **92**, 90 (2008).
24. P. Holewa, A. Sakanas, U. M. Gür, P. Mrowiński, A. Huck, B. Y. Wang, A. Musiał, K. Yvind, N. Gregersen, M. Syperek, and E. Semenova, ACS Photonics **9**, 2273 (2022).
25. E. Peter, S. Laurent, J. Bloch, J. Hours, S. Varoutsis, I. Robert-Philip, A. Beveratos, A. Lemaître, A. Cavanna, G. Patriarche, P. Senellart, and D. Martrou, Appl. Phys. Lett. **90**, 223118 (2007).
26. S. Fischbach, A. Schlehahn, A. Thoma, N. Srocka, N. Gissibl, N. Ristok, S. Thiele, A. Kaganskiy, A. Strittmatter, T. Heindel, S. Rodt, A. Herkommer, H. Giessen, and S. Reitzenstein, ACS Photonics **4**, 1327 (2017).
27. W. Zhan, S. Ishida, J. Kwoen, K. Watanabe, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, Phys. Status Solidi Basic Res. **257**, 1900392 (2020).
28. S. Golovynskyi, O.I. Datsenko, L. Seravalli, S. V. Kondratenko, G. Trevisi, P. Frigeri, B. Li, and J. Qu, Semicond. Sci. Technol. **35**, 095022 (2022).
29. H. S. Chang, W. Y. Chen, T. M. Hsu, T. P. Hsieh, J. I. Chyi, And W. H. Chang, Appl. Phys. Lett. **94**, 2007 (2009).