Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 8, с. 501 – 506 © 2021 г. 25 апреля

Усиление фототока в слоях квантовых точек Ge/Si модами двумерного фотонного кристалла

А. И. Якимов[+*1)], *А. А. Блошкин*[+×], *В. В. Кириенко*[+], *А. В. Двуреченский*[+×], *Д. Е. Уткин*[+×]

[+]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия*

[×]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 15 марта 2021 г.
После переработки 15 марта 2021 г.
Принята к публикации 17 марта 2021 г.

Обнаружено, что встраивание слоев квантовых точек Ge/Si в двумерный фотонный кристалл (ФК) приводит к многократному (до 5 раз) усилению фототока в ближнем инфракрасном диапазоне. ФК представлял собой регулярную треугольную решетку отверстий в гетероструктуре Si/Ge/Si, выращенной на подложке кремний-на-изоляторе. Результаты объяснены возбуждением падающей световой волной планарных мод ФК, распростаняющихся вдоль слоев Ge/Si и эффективно взаимодействущих с межзонными переходами в квантовых точках.

DOI: 10.31857/S1234567821080024

Введение. Неохлаждаемые фотодетекторы, содержащие в качестве активного элемента гетеростуктуры Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge, способны регистрировать оптическое излучение в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн [1–4] (1.2–1.6 мкм) – в области, актуальной для волоконно-оптических линий связи. Главное преимущество таких структур состоит в том, что они могут быть изготовлены на подложках Si, а значит, существует возможность производства матриц очень большого размера как результата монолитной интеграции с кремниевыми полевыми транзисторами и быстродействующей электроникой обработки сигналов. Несмотря на очевидные достоинства фотодетекторов с КТ, достигнутая в настоящее время чувствительность к ИК излучению не велика. Основная причина – малая плотность состояний, связанных с КТ, а значит малый коэффициент поглощения. Возникновение фототока обусловлено межзонными переходами электронов из дискретных состояний валентной зоны Ge в зону проводимости Si и Ge (рис. 1a). Такие переходы являются непрямыми не только в пространстве волновых векторов, но и в реальном геометрическом пространстве, что также приводит к чрезвычайно низкой эффективности фотопреобразования. В связи с этим возникают фундаментальные задачи поиска физических механизмов, обеспечивающих значительное усиление оптического поглощения и фототока в гетероструктурах с КТ.

Недавно было обнаружено, что интеграция гетероструктур Ge/Si, содержащих слои КТ, с субволновыми регулярными решетками отверстий в металлических пленках либо с массивами металлических наночастиц на поверхности полупроводника приводит к существенному росту квантовой эффективности в среднем (3–5 мкм) [5] и ближнем (1.2–1.6 мкм) [6] ИК-диапазонах. Результаты были объяснены возбуждением световой волной поверхностных локализованных плазмонных мод либо плазмон-поляритонных волн, эффективно взаимодействующих с дипольными переходами в КТ. Похожие результаты были получены и для длинноволновых (8–12 мкм) детекторов на базе КТ InAs/GaAs [7–10]. Недостатком металлических метаповерхностей, позволяющих преобразовать внешнее электромагнитное излучение в поверхностные плазмоны, является большие омические потери в металле [11] и малая глубина проникновения поля плазмонной волны в полупроводник. Особенно это актуально для более коротких длин волн.

В данной работе реализован альтернативный подход, в основе которого лежит концепция фотонных кристаллов (ФК). Отличительной особенностью ФК является наличие в материале пространственно периодической модуляции диэлектрической проницаемости с периодом, сравнимым с длиной волны оптического излучения [12]. Когда такая модуляция осуществляется в двух пространственных направлениях

1) e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

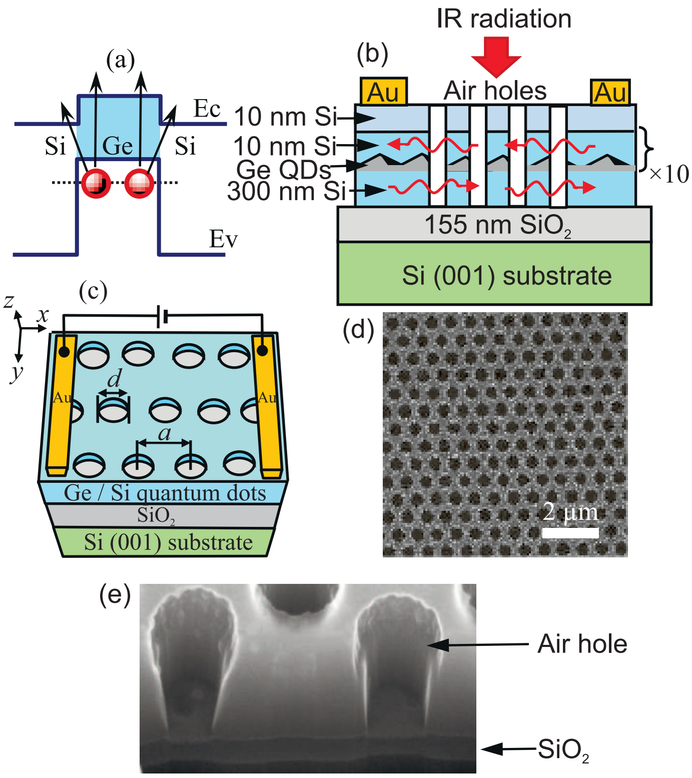

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Изображение фрагмента профиля зонной диаграммы гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge и возможные межзонные электронные переходы, приводящие к возникновению фототока в ближнем ИК-диапазоне. (b) – Схематический разрез планарного фотодетектора с квантовыми точками Ge в матрице Si на подложке КНИ, встроенными в 2D ФК. (c) – Схематическое объемное изображение фотодетектора, представляющего собой двумерный фотонный кристалл в виде периодической решетки субволновых отверстий в слоях Si/Ge/Si. Отверстия вытравлены до границы с SiO_2. (d), (e) – Изображения фрагмента (d) поверхности и (e) поперечного сечения треугольной решетки круглых отверстий в гетероструктуре Si/Ge/Si, полученные в электронном микроскопе. Диаметр отверстий $d = 335 \pm 6$ нм, период решетки $a = 650$ нм, глубина $h = 410$ нм

x и y, то говорят о двумерном (2D) ФК. В настоящее время эффекты взаимодействия оптических переходов с модами различных микрорезонаторов, в том числе и с радиационными модами ФК, активно используются для усиления сигналов люминесценции в структурах с низкой эффективностью излучательной рекомбинации носителей заряда, включая лазерные и светодиодные структуры [13–21]. Идея предлагаемого в данной работе подхода состоит в использовании ФК в процессах, обратных эмиссии света, – в процессах поглощения оптического излучения тонкими слоями КТ, встроенными в ФК. Рассмотрим 2D ФК, представляющий собой периодическую решетку вертикальных отверстий в полупроводнике. Для падающей волны такая структура является дифракционной решеткой и способна поддерживать три основных моды: фундаментальную моду, волноводную и каналирующую [22, 23]. Для электромагнитной волны, падающей по нормали к поверхности 2D ФК, фундаментальная мода соответствует нулевому порядку дифракции и имеет нулевую компоненту волнового вектора в плоскости ФК $k_{xy} = 0$. Волноводная и каналирующая моды различаются областью локализации излучения [24], возникают в первом дифракционном порядке и имеют отличную от нуля величину k_{xy}. Возбуждение именно этих мод должно усиливать оптическое поглощение в слоях КТ, поскольку они распространяются вдоль слоев КТ (рис. 1b), тем самым увеличивая оптический путь.

Методика эксперимента. Образцы были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кремния на изоляторе (КНИ) (рис. 1b). Толщина скрытого слоя SiO_2 составляла 155 нм. Наличие захороненного диэлектрического слоя окисла с показателем преломления меньше, чем в кремнии, необходимо для генерации планарных волноводных мод [25–27]. Активная область детекторов состояла из десяти слоев Ge КТ, разделенных кремниевыми барьерами толщиной 10 нм. Для роста барьеров использовался двухстадийный процесс. На первом этапе выращивался слой кремния толщиной 1 нм при температуре 250 °C, за которым следовало осаждение 9 нм Si при 400 °C. Такая процедура позволяет предотвратить перемешивание Si и Ge и сохранить форму и размеры нанокластеров Ge при дальнейшем осаждении кремния. Для синтеза массивов нанокластеров Ge использовалось явление самоорганизации полупроводниковых наноструктур в процессе гетероэпитаксиального роста материалов с большим несоответствием параметров решетки (механизм роста Странского–Крастанова). Осаждение слоев Ge с номинальной толщиной покрытия 0.9 нм проводилось при температуре 250 °C со скоростью 0.04 нм/с. Сверху структура закрывалась слоем кремния толщиной 10 нм при 500 °C. Согласно данным сканирующей туннельной микроскопии [6] КТ точки Ge имели форму hut-кластеров. Плотность КТ составляет $5.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, длина основания 9.4 ± 3.2 нм, высота ~ 1 нм. Так же были изготовлены тестовые структуры, не содержащие КТ Ge.

На заключительном этапе на выращенных структурах выполнялось формирование двумерного фотонного кристалла. Массив отверстий нанометрового размера создавался с помощью реактивного ионного травления слоев SiGe через металлическую маску. Маской служила перфорированная пленка Cr толщиной 30 нм, сформированная на поверхности гетероструктуры посредством электронно-лучевой литографии, осаждения металла в вакууме и последующего lift-off процесса. Травление проводилось в CF4 плазме на установке Plasmalab System 80 в циклическом режиме: травление/охлаждение. ФК состоит из двух чередующихся в плоскости материалов – Si/Ge/Si (основной материал) и воздуха, которым наполнены цилиндрические отверстия (рис. 1d). Отверстия имеют диаметр $d = 335 \pm 6$ нм, упорядочены в треугольной кристаллической решетке с периодом (расстоянием между центрами соседних цилиндров) $a = 650$ нм и проникают на всю толщину КНИ вплоть до границы с SiO_2 (рис. 1e). Объемная доля, занимаемая воздушными отверстиями, $f = \pi d^2/2\sqrt{3}a^2 = 0.26$. Далее, с помощью фотолитографии и последующего травления были изготовлены планарные фотодетекторы, представляющие собой островки Si/Ge/Si длиной 640 мкм и шириной 220 мкм. Омические контакты площадью 200×200 мкм^2 формировались с помощью осаждения пленки Ti/Au на поверхность образцов и дальнейшего отжига в атмосфере аргона. Расстояние между контактами составляло 220 мкм.

Измерения спектров фототока проводились при комнатной температуре с помощью ИК фурье-спектрометра Bruker Vertex 70 в режиме Rapid-Scan с разрешением 30 см$^{-1}$ в комбинации с низкошумящим токовым предусилителем SR 570 компании Stanford Research System. Источником излучения служила галогеновая лампа. Полученные с помощью фурье-преобразования спектры фототока нормировались на спектр излучения галогеновой лампы, измеренный пироэлектрическим детектором DLaTGS. Засветка образцов неполяризованным излучением осуществлялась со стороны подложки.

Результаты и обсуждение. На рисунке 2 приведены спектральные характеристики токовой чувствительности трех образцов, выращенных на подложке КНИ. Первый образец не содержит ни слоев КТ Ge, ни ФК (кривая *1*). Второй представляет собой фоточувствительную гетероструктуру Ge/Si с квантовыми точками Ge, но без ФК (кривая *2*). Отличие третьего детектора от второго заключается в наличии 2D ФК, в который встроены КТ Ge (кривая *3*). Длинноволновая граница чувствительности тестового образца кремния составляет около 1.17 мкм, что приблизительно соответствует ширине запрещенной зоны Si. Отклик детектора на квантовых точках Ge/Si охватывает более широкую спек-

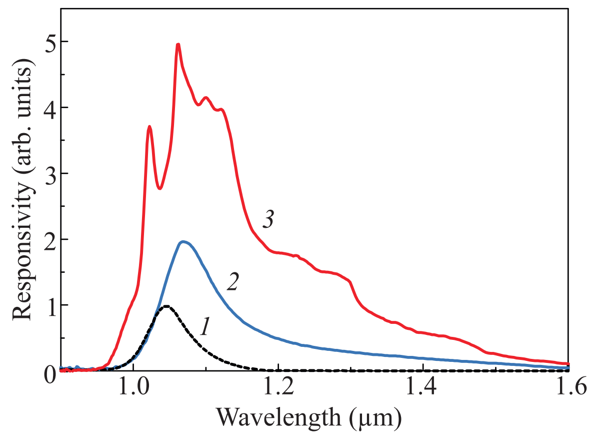

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры фототока тестового образца без КТ (QDs) Ge и без ФК (кривая *1*), контрольного образца без ФК (PC), но содержащего 10 слоев КТ Ge (кривая *2*), и гибридного образца, в котором слои КТ встроены в 2D фотонный кристалл (кривая *3*). К образцам приложено напряжение 1 В. Облучение проводилось со стороны подложки

тральную область вплоть до телекоммуникационного L-диапазона (1565–1625 нм) и обусловлен межзонными переходами между электронными состояниями в зоне проводимости и дырочными состояниями, локализованными внутри квантовых точек Ge [6].

Значительный рост фотоотклика наблюдается в ФК со встроенными КТ Ge. На рисунке 3 показан

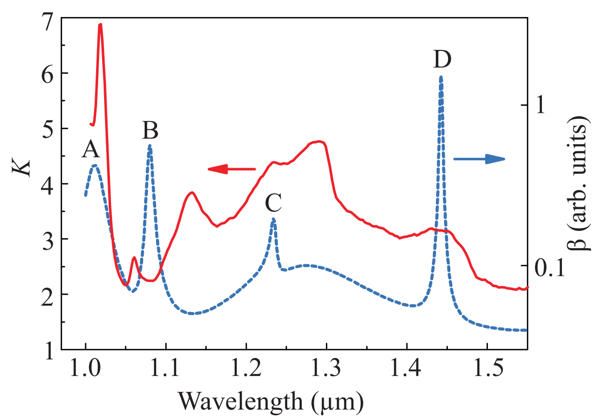

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектральные характеристики экспериментального фактора усиления фототока K модами фотонного кристалла (левая шкала) и расчетной интегральной интенсивности ближнего поля β в слоях КТ, встроенных в ФК (правая шкала)

фактор усиления фототока фотонным кристаллом $K(\lambda)$, определяемый как отношение спектральных характеристик фототока образцов с ФК и без него. Зависимость $K(\lambda)$ состоит из серии максимумов, соответствующих возбуждению мод ФК. Пятикратное

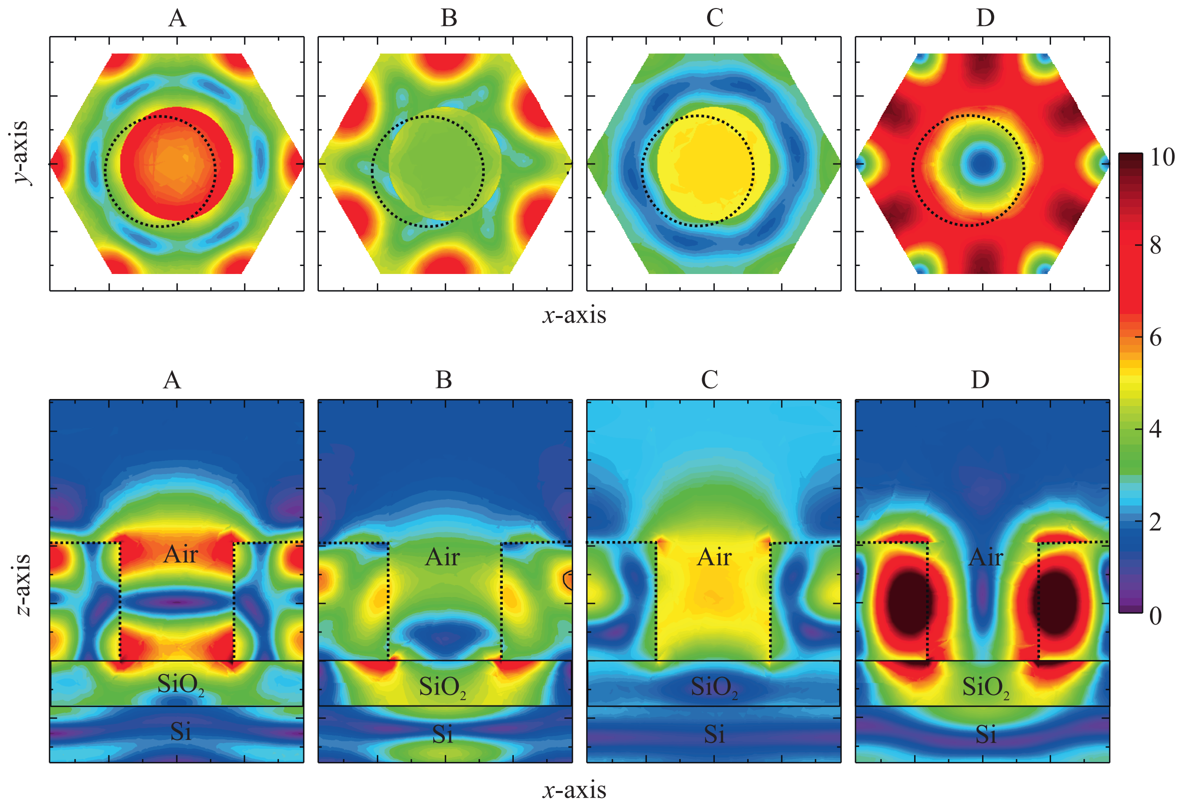

Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственное распределение модуля ближнего поля $|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ в плоскости ФК (x, y) в центре слоя с КТ (верхняя панель) и в вертикальном сечении (x, z) (нижняя панель), проходящем через центр отверстия, для мод A ($\lambda = 1.01$ мкм), B ($\lambda = 1.08$ мкм), C ($\lambda = 1.23$ мкм), и D ($\lambda = 1.44$ мкм). Цветовая шкала одинакова для всех панелей. Свет линейно поляризован вдоль оси x и падает по нормали к поверхности структуры. Границы отверстий нарисованы пунктирной линией

увеличение токовой чувствительности относительно фотодетектора без ФК достигается на длине волны $\lambda \simeq 1.3$ мкм. Согласно стандартной теории дифракционных решеток, при нормальном падении электромагнитной волны волны первого дифракционного порядка возникают при $\lambda < \lambda_1$, где

$$\lambda_1 = \mathrm{Re}(n_{\mathrm{eff}})a, \tag{1}$$

$$n_{\mathrm{eff}} = \sqrt{\varepsilon_d \frac{\varepsilon_a(1+f) + \varepsilon_d(1-f)}{\varepsilon_a(1-f) + \varepsilon_d(1+f)}}, \tag{2}$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления среды, ε_d и ε_a – диэлектрические проницаемости полупроводника и воздушных включений, соответственно [23]. Для $a = 650$ нм, $\varepsilon_d = 12$, $\varepsilon_a = 1$, $f = 0.26$ получаем $\lambda_1 = 1.8$ мкм, что согласуется с интерпретацией данных эксперимента.

Для того, чтобы прояснить характер электромагнитных возбуждений, приводящих к росту фототока, нами было проанализировано простанственное распределение компонент ближнего поля в ФК, изображенном на рис. 1. Метод расчета аналогичен опубликованному в работе [28]. Моделирование возникающего в ФК электромагнитного поля было реализовано в программном пакете Comsol Multiphysics методом конечных элементов. Поля вычислялись в элементарной ячейке в форме шестиугольной призмы с размерами сторон в плоскости (x, y), равным $a/\sqrt{3}$, и с периодическими граничными условиями типа Флоке (Floquet). В вертикальном направлении z были использованы граничные условия типа *periodic port*, которые позволяли рассчитывать распределение электрического поля с учетом появления дифракционных мод, отличных от фундаментальной. Для исключения нефизических отражений световой волны на верхней и нижней границах домена использовались граничные условия типа *perfect matched layer*. Поляризация падающего излучения выбиралась циркулярной либо линейной. Интегральная интенсивность ближнего поля β в слоях КТ определялась как

$$\beta = \int_V |E|^2 dV, \tag{3}$$

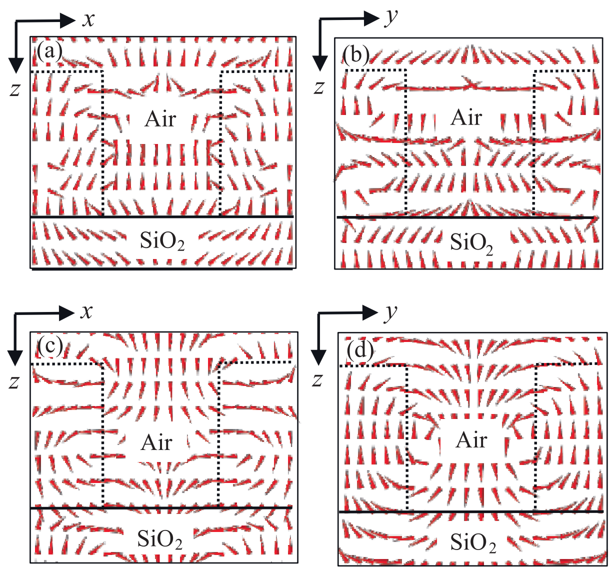

Рис. 5. (Цветной онлайн) Пространственное распределение вектора Пойтинга в плоскостях (x,z) и (y,z) для мод C (a), (b) и D (c), (d). Стрелки указывают направление вектора Пойтинга. Падающее излучение поляризовано вдоль оси x

где $|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ – модуль электрического поля. Интегрирование идет по объему, в котором расположены слои с квантовыми точками. На рисунке 1b эта область соответствует суммарной толщине слоя с квантовыми точками и спейсера Si, умноженной на число слоев $N = 10$. Спектральная характеристика $\beta(\lambda)$ для циркулярной поляризации света приведена на рис. 3. В области 1.0–1.5 мкм на кривой $\beta(\lambda)$ наблюдаются четыре резонанса, обозначенные буквами A, B, C, и D. В целом согласие расчетного положения пиков ближнего поля и экспериментального положения максимумов усиления фототока можно считать хорошим, за исключением максимума при $\lambda = 1.13$ мкм, который отсутствует на теоретической характеристике. Кроме того, экспериментальные пики фототока значительно шире теоретических пиков интенсивности ближнего поля. По-видимому, это связано с рассеянием фотовозбужденных носителей заряда флуктуирующим потенциалом заряженных стенок отверстий ФК и с неоднородным распределеним размеров отверстий.

Пространственные распределения модуля ближнего поля на резонансных длинах волн в плоскости ФК (x,y) и в вертикальном сечении плоскостью (x,z) приведены на рис. 4. Видно, что максимальная напряженность электрического поля для резонансов A и C достигается внутри воздушных отверстий (воздушная мода), а для B и D – внутри полупроводника (диэлектрическая мода). Вектор Пойтинга для линейно поляризованного света показан на рис. 5 для мод C и D. Похожие распределения вектора Пойтинга были получены и для мод A и B. Все моды имеют компоненту волнового вектора в плоскости ФК, причем воздушная и диэлектрическая моды распространяются в ортогональных направлениях (рис. 5). Результаты, приведенные на рис. 4 и 5, позволяют идентифицировать резонансы A и C как каналирующие моды [24], а моды B и D как волноводные [23]. Дополнительный анализ поляризации показал, что вектор электрического поля для диэлектрических мод B и D направлен параллельно оси отверстий, т.е. резонансы представляют собой TE_0 (D) и TE_1 (B) моды фотонного кристалла. Вектор поляризации воздушных мод A и C направлен перепендикулярно оси отверстий, что отвечает возбуждению TM_0 (C) и TM_1 (A) мод. Несмотря на локализацию каналирующих мод в отверстиях ФК, из-за наличия эванесцентых полей часть электромагнитного излучения проникает в полупроводник и увеличивает поглощение в КТ [24].

В заключении необходимо обратить внимание на то, что в реальной структуре воздушные отверстия не являются идеальными цилиндрами, а имеют в верхней части воронкообразную форму (рис. 1e). Именно это обстоятельство может являться причиной появления дополнительных максимумов фототока на рис. 2 и 3.

Авторы благодарны В. А. Армбристеру за выращивание гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Электронная литография была выполнена в Научно-исследовательском центре физического факультета Новосибирского государственного университета.

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования #075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. S. Tong, J. L. Liu, J. Wan, and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett. **80**, 1189 (2002).
2. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, С. В. Чайковский, С. А. Тийс, ФТП **37**, 1383 (2003).
3. A. Alguno, N. Usami, T. Ujihara, K. Fujiwara, G. Sazaki, K. Nakajima, and Y. Shiraki, Appl. Phys. Lett. **83**, 1258 (2003).
4. A. Elfving, G.V. Hansson, and W.-X. Ni, Physica E **16**, 528 (2003).
5. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin, and A. V. Dvurechenskii, Appl. Phys. Lett. **112**, 171107 (2018).

6. A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii, and D.E. Utkin, J. Appl. Phys. **128**, 143101 (2020).
7. S. C. Lee, S. Krishna, and S. R. J. Brueck, Appl. Phys. Lett. **97**, 021112 (2010).
8. C.-C. Chang, Y.D. Sharma, Y.-S. Kim, J. A. Bur, R. V. Shenoi, S. Krishna, D. Huang, and S.-Y. Lin, Nano Lett. **10**, 1704 (2010).
9. G. Gu, J. Vaillancourt, P. Vasinajindakaw, and X. Lu, Semicond. Sci. Technol. **28**, 105005 (2013).
10. G. Gu, N. Mojaverian, J. Vaillancourt, and X. Lu, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 435106 (2014).
11. J. B. Khurgin, Philos. Trans. R. Soc. A **375**, 20160068 (2017).
12. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, and R.D. Meade, *Photonic crystals: Molding the flow of light*, Princeton University Press, Princeton (2008).
13. S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, and E. F. Schubert, Phys. Rev. Lett. **78**, 3294 (1997).
14. M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata, and G. Sasaki, Appl. Phys. Lett. **75**, 316 (1999).
15. M. Imada, A. Chutinan, S. Noda, and M. Mochizuki, Phys. Rev. B **65**, 195306 (2002).
16. H. Matsubara, S. Yoshimoto, H. Saito, Y. Jianglin, Y. Tanaka, and S. Noda, Science **319**, 445 (2008).
17. M. Fujita, Y. Tanaka, and S. Noda, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **14**, 1090 (2008).
18. A. Chutinan and S. John, Phys. Rev. A **78**, 023825 (2008).
19. A. Mahdavi, G. Sarau, J. Xavier, T.K. Paraiso, S. Christiansen, and F. Vollmer, Sci. Rep. **6**, 25135 (2016).
20. Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, Е.Е. Родякина, Б.И. Фомин, М.В. Степихова, А.Н. Яблонский, С. А. Гусев, А. В. Новиков, А. В. Двуреченский, ФТП **53**, 1366 (2019).
21. M.V. Stepikhova, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, M.V. Shaleev, D.E. Utkin, V.V. Rutckaia, E.V. Skorokhodov, S.M. Sergeev, D.V. Yurasov, Z.F. Krasilnik, Semicond. Sci. Technol. **34**, 024003 (2019).
22. B.C.P. Sturmberg, K.B. Dossou, L.C. Botten, A.A. Asatryan, C.G. Poulton, M. de Sterke, and R. C. McPhedran, Opt. Express **19**, A1067 (2011).
23. J.L. Donnelly, B.C.P. Sturmberg, K.B. Dossou, L.C. Botten, A.A. Asatryan, C.G. Poulton, R. C. McPhedran, and M. de Sterke, Opt. Express **22**, A1343 (2014).
24. G. Gomard, R. Peretti, S. Callard, X. Meng, R. Artinyan, T. Deschamps, P.R. Cabarrocas, E. Drouard, and C. Seassal, Appl. Phys. Lett. **104**, 051119 (2014).
25. B. N. Kurdi and D. G. Hall, Opt. Lett. **13**, 175 (1988).
26. H. R. Stuart and D. G. Hall, Appl. Phys. Lett. **73**, 3815 (1998).
27. E.T. Yu, D. Derkacs, S.H. Lim, P. Matheu, and D. M. Schaadt, Proc. SPIE **7033**, 70331V (2008).
28. А.И. Якимов, А.А. Блошкин, А.В. Двуреченский, Письма в ЖЭТФ **110**, 393 (2019).