

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

А. И. Якимов<sup>+\*1)</sup>, А. А. Блошкин<sup>+×</sup>, В. В. Кириенко<sup>+</sup>, А. В. Двуреченский<sup>+×</sup>, Д. Е. Уткин<sup>+×</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

<sup>×</sup>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, распространяющихся вдоль слоев Ge/Si и эффективно взаимодействующих с межзонными переходами в квантовых точках.

DOI: 10.31857/S1234567821080024

**Введение.** Неохлаждаемые фотодетекторы, содержащие в качестве активного элемента гетероструктуры 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. 1а). Такие переходы являются непрямыми не только в пространстве волновых векторов, но и в реальном геометрическом пространстве, что также приводит к чрезвычайно низкой эффективности фотообразования. В связи с этим возникают фундаментальные задачи поиска физических механизмов, обеспечивающих значи-

тельное 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

<sup>1)</sup>e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

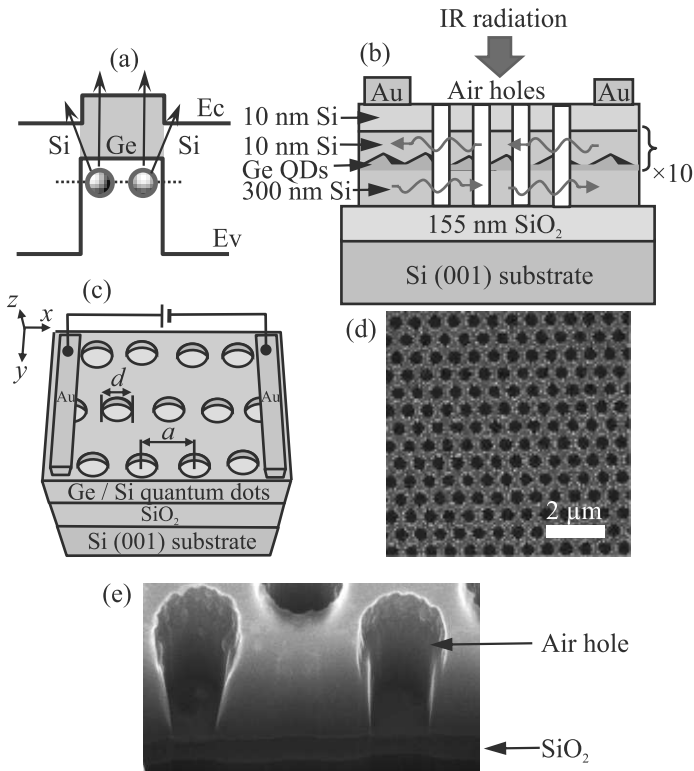


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Изображение фрагмента профиля зонной диаграммы гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge и возможные межзонные электронные переходы, приводящие к возникновению фототока в ближнем ИК-диапазоне. (б) – Схематический разрез планарного фотодетектора с квантовыми точками Ge в матрице Si на подложке КНИ, встроенными в 2D ФК. (с) – 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<sub>2</sub>. (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<sub>2</sub> 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 °С, за которым следовало осаждение 9 нм Si при 400 °С. 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 °С со скоростью 0.04 нм/с. Сверху структура закрывалась слоем кремния толщиной 10 нм при 500 °С. Согласно данным сканирующей туннельной микроскопии [6] КТ точки Ge имели форму hut-кластеров. Плотность КТ составляет  $5.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , длина основания  $9.4 \pm 3.2$  нм, высота  $\sim 1$  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 CF<sub>4</sub> 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 заполнены 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<sub>2</sub> (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  $200 \times 200$  мкм<sup>2</sup> 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  $30 \text{ см}^{-1}$  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-

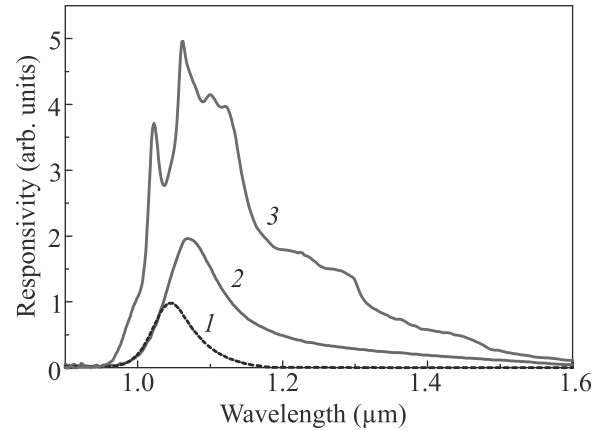


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры фототока тестового образца без КТ (QDs) Ge и без ФК (кривая 1), контрольного образца без ФК (PC), но содержащего 10 слоев КТ Ge (кривая 2), и гибридного образца, в котором слои КТ встроены в 2D фотонный кристалл (кривая 3). К образцам приложено напряжение 1 В. Облучение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

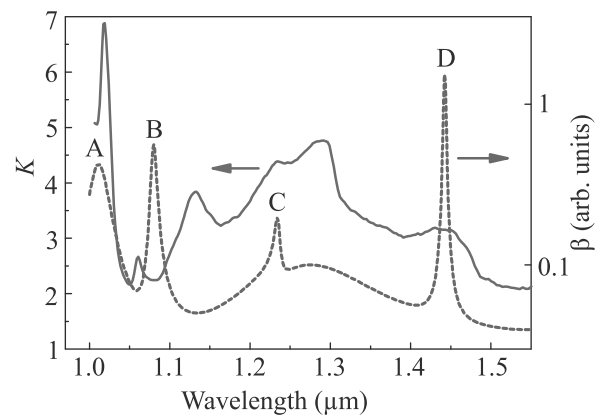


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектральные характеристики экспериментального фактора усиления фототока  $K$  модами фотонного кристалла (левая шкала) и расчетной интегральной интенсивности ближнего поля  $\beta$  в слоях КТ, встроенных в ФК (правая шкала)

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

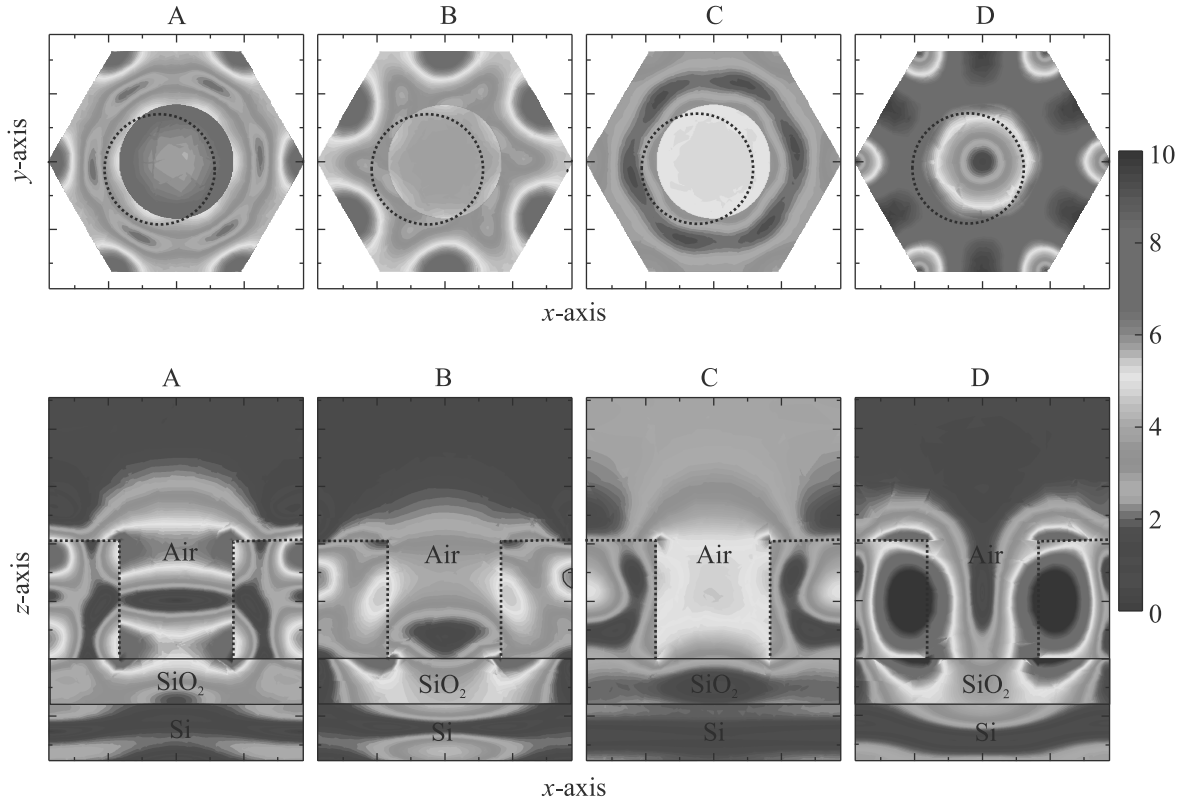


Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственное распределение модуля ближнего поля  $|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$  в плоскости ФК  $(x, y)$  в центре слоя с КТ (верхняя панель) и в вертикальном сечении  $(x, z)$  (нижняя панель), проходящем через центр отверстия, для мод А ( $\lambda = 1.01$  мкм), В ( $\lambda = 1.08$  мкм), С ( $\lambda = 1.23$  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

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

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

где  $n_{\text{eff}}$  – эффективный показатель преломления среды,  $\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_a$  – 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 пространственное распределение компонент ближнего поля в ФК, изобра-

женном 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  $\beta$  в слоях КТ определялась как

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

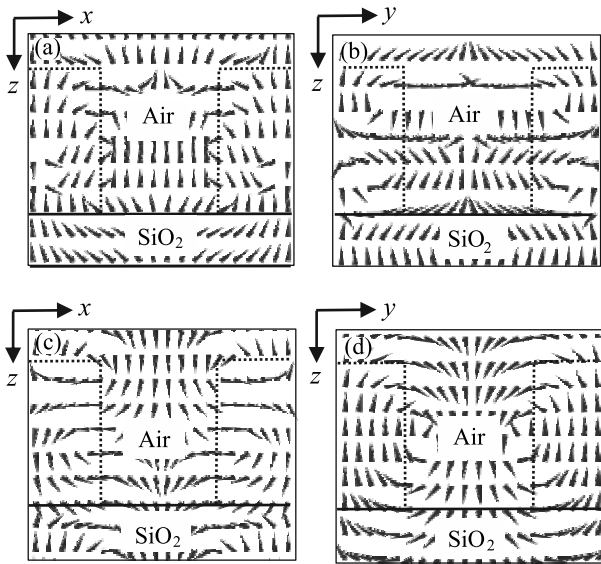


Рис. 5. (Цветной онлайн) Пространственное распределение вектора Пойтинга в плоскостях  $(x, z)$  и  $(y, z)$  для мод С (а), (b) и D (с), (d). Стрелки указывают направление вектора Пойтинга. Падающее излучение поляризовано вдоль оси  $x$

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 А, В, С, 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 распределением 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 А и С достигается внутри воздушных отверстий (воздушная мода), а для В и D – внутри полупроводника

(диэлектрическая мода). Вектор Пойтинга для линейно поляризованного света показан на рис. 5 для мод С и D. Похожее распределения вектора Пойтинга были получены и для мод А и В. 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 А и С как каналирующие моды [24], а моды В и D как волноводные [23]. Дополнительный анализ поляризации показал, что вектор электрического поля для диэлектрических мод В 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 А и С направлен перпендикулярно оси отверстий, что отвечает возбуждению  $TM_0$  (C) и  $TM_1$  (A) мод. Несмотря на локализацию каналирующих мод в отверстиях ФК, из-за наличия эванесцентных 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. Sasaki, 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. Bloskin, 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).