Повышение эффективности фотоприемных структур на основе квантовых точек Ge/Si модами фотонного кристалла в среднем инфракрасном диапазоне

© А.А. Блошкин[1,2], А.И. Якимов[1]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия
[2] Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия
E-mail: bloshkin@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 10 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 18 июня 2025 г.
Принята к публикации 29 июля 2025 г.

Методами математического моделирования исследовано пространственное распределение электромагнитного поля световой волны в гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками Ge на подложке кремний-на-изоляторе, сопряженных с фотонным кристаллом. Решетка воздушных отверстий служила для преобразования излучения, падающего по нормали к поверхности, в планарные моды волновода. Период фотонного кристалла варьировался от 1.3 до 1.8 мкм, глубина отверстий — в диапазоне от 100 до 1100 нм, диаметр отверстия равен 2/3 от периода структуры. Обнаружена серия оптических резонансов с многократным (до 300 раз) усилением интенсивности поля световой волны в слоях квантовых точек в диапазоне длин волн 2–6 мкм по сравнению со структурой без отверстий. Определены оптимальные параметры структуры (период фотонного кристалла и глубина отверстий), обеспечивающие максимальное усиление фотоотклика.

Ключевые слова: квантовые точки Ge/Si, фотонный кристалл, волноводные моды, усиление электромагнитного поля.

DOI: 10.61011/FTP.2025.04.61257.7801

1. Введение

Регистрация электромагнитного излучения в среднем инфракрасном диапазоне (ИКД) является одной из приоритетных задач физики полупроводников и полупроводниковых приборов. Диапазон длин волн света 3–5 мкм представляет интерес в задачах регистрации наличия газов и аэрозолей в атмосфере [1], различных медицинских применениях [2] и детектировании объектов, представляющих интерес для военных. Фотоприемные устройства (ФПУ) для среднего ИКД реализовывались на базе различных материалов и структур, таких как антимонид индия [3–6], квантовые ямы на основе $Ga_xAl_{1-x}As$ [6], квантовые точки (КТ) Ge/Si [7–9], гетеропереходов в нитридах элементов III группы [10]. Гетероструктуры Ge/Si с КТ Ge представляют особый интерес среди всех объектов для детектирования излучения среднего ИКД благодаря своей совместимости с широко развитой кремниевой технологией. При создании матричных ФПУ на базе таких структур возможна монолитная интеграция схемы мультиплексирования сигнала и активной области регистрации излучения на единой подложке, что позволяет существенно уменьшить стоимость конечного прибора. Вторым важным фактором монолитной интеграции ФПУ на кремниевой подложке является возможность создания ФПУ сверхвысокого разрешения благодаря тому, что на текущий момент существуют коммерчески доступные кремниевые подложки диаметром > 300 мм, в то время как для остальных материалов имеются подложки диаметром ≤ 100 мм.

Основным недостатком ФПУ на базе КТ Ge/Si является низкая квантовая эффективность поглощения света в квантовых точках, связанная с их низкой плотностью. Типичная ампер-ваттная чувствительность фотоприемника на базе КТ составляет 0.2–0.8 мА/Вт на длинах волн 3–5 мкм [8,9]. В то же время структуры на базе межзонных переходов в антимониде индия демонстрируют чувствительность на уровне 0.6–0.8 А/Вт в том же диапазоне длин волн [11]. Если бы удалось существенно повысить эффективность преобразования электромагнитного излучения среднего ИКД в электрический ток в ФПУ на основе КТ Ge/Si, то это дало бы возможность коммерческой реализации матричных детекторов на базе таких структур. Определенные успехи в этом направлении были достигнуты при использовании ближнего поля плазмонной волны, возникающей на границе полупроводниковой матрицы и металлической пленки [12,13]. В то же время для увеличения эффективности ФПУ на основе КТ Ge/Si в ближнем инфракрасном диапазоне был развит подход, при котором для формирования структуры использовались подложки типа кремний-на-изоляторе (КНИ). При использовании таких подложек активная область фотоприемника формировалась в слое кремния, локализованном между захороненным слоем SiO_2 и воздухом над поверхностью структуры. Этот слой представляет собой планарный волновод, в котором могут распространяться различные моды света, направленные вдоль поверхности волновода. Для того

чтобы преобразовать излучение, падающее по нормали к поверхности структуры, в излучение, распространяющееся параллельно поверхности в волноводном слое, используются периодические дифракционные структуры, которые в последнее время получили название фотонных кристаллов (ФК) [14–16]. При расположении КТ в области волноводного слоя происходит увеличение эффективности взаимодействия квантовых точек с полем электромагнитной волны благодаря увеличению интенсивности электрического поля и из-за увеличения оптического пути света при прохождении через активную среду. В видимом и ближнем ИКД периодические решетки отверстий активно используются в качестве фотонных кристаллов для повышения эффективности излучения света квантовыми точками [17–22]. Между тем работ по использованию ФК для увеличения эффективности излучения или поглощения света в среднем ИКД практически не встречается.

Цель данной работы — методами математического моделирования установить потенциальную применимость структур типа фотонный кристалл для локализации и усиления электромагнитного излучения среднего ИКД в волноводных слоях с квантовыми точками Ge/Si, сформированных на подложках КНИ.

2. Модель

Для расчета трехмерного распределения электромагнитного поля был использован метод конечных элементов в частотной области. Этот метод реализован в программном пакете Comsol Multiphysics с использованием модуля „Волновая Оптика“ [23]. Область моделирования представляла собой параллелепипед, ширина и глубина которого определялись периодом фотонного кристалла, а высота параллелепипеда — суммарной толщиной слоев, участвующих в расчете. В основании параллелепипеда располагалась подложка КНИ, с толщиной захороненного слоя SiO_2 2 мкм и поверхностным слоем кремния, составляющем 110 нм. Толщина SiO_2 и поверхностного слоя кремния были выбраны исходя из реально имеющихся коммерчески доступных подложек для роста структур [24]. Основной механизм генерации фототока в КТ Ge/Si в среднем ИК диапазоне связан с переходами дырок из локализованных состояний в КТ в валентную зону Si и дальнейший дрейф дырок к контактным областям. Поэтому активная область типовой структуры, оптимизированной для детектирования излучения, представляет собой пару контактов типа p^+, расположенных сверху и снизу от слоев КТ [8,25,26]. Толщина нижнего слоя p^+-Si была выбрана равной 200 нм, исходя из технологических ограничений по изготовлению реальных структур, толщина верхнего слоя составила 100 нм. Область, занятая квантовыми точками, представляла собой стек из 15 слоев КТ, разделенных прослойками кремния толщиной 40 нм. Общая толщина области, занятая КТ, составила 600 нм. От контактных слоев эта область была отделена двумя нелегированными слоями Si, толщиной 200 нм снизу и 120 нм сверху. Общая толщина слоя кремния, расположенного выше захороненного SiO_2, составила 1330 нм. Простая оценка максимальной длины волны излучения, которое может распространяться в таком волноводе, согласно оценкам, дает значение ~ 8 мкм [27], что выше, чем верхняя граница окна прозрачности атмосферы $3-5$ мкм. Для того чтобы преобразовать излучение, нормально падающее на поверхность структуры, в излучение, распространяющееся в области волновода, используется дифракционная структура, состоящая из периодической решетки воздушных отверстий. Период решетки w изменялся в пределах $1.3-1.8$ мкм, диаметр отверстий d в 1.5 раза меньше периода. Глубина отверстий h варьировалась в пределах от 100 до 1100 нм с шагом 100 нм. Схематическое изображение структуры представлено на рис. 1.

В модели использовалась линейная поляризация электромагнитного излучения, при этом вектор электрического поля $\mathbf{E}$ направлен вдоль оси x. Направление распространения падающей электромагнитной волны было по нормали к поверхности структуры (вдоль оси z). Моделирование выполнялось в диапазоне длин волн $\lambda = 2-6$ мкм. В этом диапазоне фотопроводимость гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge обусловлена оптическими переходами с уровней в квантовых точках в состояния валентной зоны [28]. Поскольку квантовые точки занимают малую долю объема структуры ($< 1\,\%$), а оптические константы кремния и германия в этом спектральном диапазонах близки [29], то в рамках моделирования конкретные свойства квантовых точек, такие как форма, размер или плотность, не учитывались. Эффективность поглощения света в полупроводниковых гетероструктурах с КТ пропорциональна квадрату интенсивности электрического поля в области пространства, занятой квантовыми точками [15]. Для определения влияния фотонного кристалла на эффективность поглощения света был использован безразмерный фактор усиления интенсивности электрического поля β:

$$\beta = \frac{\int_{V_{QD}} |E_{PC}|^2\, dV}{\int_{V_{QD}} |E_{\mathrm{ref}}|^2\, dV}. \qquad (1)$$

Здесь E_{PC} и E_{ref} — электрические поля в структуре с фотонным кристаллом и в структуре без воздушных отверстий, интегрирование ведется по области V_{QD}, содержащей квантовые точки Ge.

3. Результаты

На рис. 2 представлены результаты моделирования коэффициента усиления интенсивности электрического поля для глубины отверстия $h = 500$ нм и различных периодов фотонного кристалла (рис. 2, a) и для периода фотонного кристалла $w = 1.8$ мкм при различных глубинах отверстий (рис. 2, b). Видно, что коэффициент

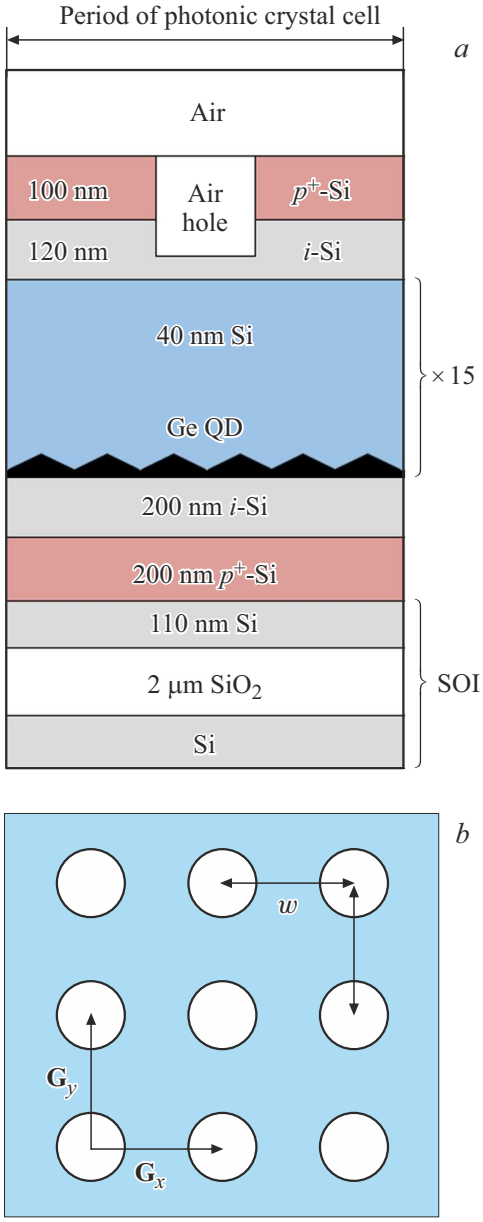

Рис. 1. *a* — схематическое изображение модельной структуры. *b* — вид сверху на модельную решетку отверстий, которая служила фотонным кристаллом. Схематически показаны единичные вектора обратной решетки фотонного кристалла $\mathbf{G}_x$, $\mathbf{G}_y$. Период фотонного кристалла w изменялся в диапазоне от 1.3 до 1.8 мкм, диаметр отверстия составлял 2/3 от периода, глубина изменялась в диапазоне от 100 до 1100 нм.

усиления имеет четко выраженную резонансную структуру, при которой положение основных пиков изменяется при изменении параметров поверхностной решетки отверстий. При увеличении периода фотонного кристалла при неизменной глубине отверстия положение пиков смещается в длинноволновую область спектра. При увеличении глубины отверстий происходит сдвиг положений максимумов в обратную сторону. При глубине отверстий 100 нм кривая коэффициента усиления имеет вид набора узких резонансных пиков, амплитуда которых достигает величины 300. При увеличении глубины отверстий наблюдается уменьшение величины коэффициента усиления и рост ширины линий. Эти эффекты могут быть объяснены с помощью классической теории дифракции. Рассмотрим электромагнитную волну, падающую со стороны воздуха с показателем преломления n_{Air} на границу раздела с кремнием, показатель преломления которого $n_{\mathrm{Si}} > n_{\mathrm{Air}}$. Пусть на поверхности кремния имеется периодическая решетка отверстий, имеющая симметрию квадратной решетки со стороной квадрата w. Тогда для света, который может распространяться по кремнию, должны выполняться условия:

$$\mathbf{k}_{\mathrm{Si}} = \mathbf{k} \pm \mathbf{G}, \tag{2}$$

$$\mathbf{G} = \frac{2\pi m_x}{w}\mathbf{e}_x + \frac{2\pi m_y}{w}\mathbf{e}_y. \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{k}$ — волновой вектор падающей волны, $\mathbf{k}_{\mathrm{Si}}$ — волновой вектор волны, распространяющейся по волноводу, $\mathbf{G}$ — произвольный вектор обратной решетки поверхностной структуры, m_x, m_y — целые числа, обозначающие номер моды, $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ — орты системы координат. Принимая во внимание, что $|k_{\mathrm{Si}}| = 2\pi n_{\mathrm{Si}}/\lambda$ и $|k| = 2\pi/\lambda$, получаем следующие результаты: с ростом периода решетки w вектор обратной решетки уменьшается по абсолютной величине при фиксированных значениях m_x и m_y, поэтому для выполнения условия (2) по абсолютной величине должны уменьшаться волновые вектора $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_{\mathrm{Si}}$. А именно должна расти длина волны излучения, на которой возбуждаются моды волновода.

Необходимо учитывать то, что часть объема занята воздухом с другим показателем преломления. Одной из основных моделей расчета эффективного показателя преломления для двух сред, занимающих сравнимые объемные доли f_1 и f_2, такие, что $f_1 + f_2 = 1$, является модель Бруггемана [30]. В рамках модели эффективной среды с увеличением доли воздуха эффективная диэлектрическая проницаемость, а с ней и эффективный показатель преломления уменьшаются. Поэтому при фиксированном векторе обратной решетки волновой вектор k_{Si}, при котором наблюдается резонанс, растет. Длина волны при этом, соответственно, уменьшается.

Для того чтобы определить оптимальные параметры структуры, было решено использовать интегральный параметр усиления, который определяется выражением

$$\gamma(h, w) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \beta(h, w, \lambda)d\lambda. \tag{4}$$

Здесь $\lambda_1 = 2$, $\lambda_2 = 6$ мкм — границы диапазона длин волн, в котором рассматривается усиление электрического поля. Данный параметр характеризует полную чувствительность фотоприемной структуры. В этом диапазоне длин волн в реальных структурах наблюдается оптический отклик от квантовых точек Ge [28]. На рис. 3

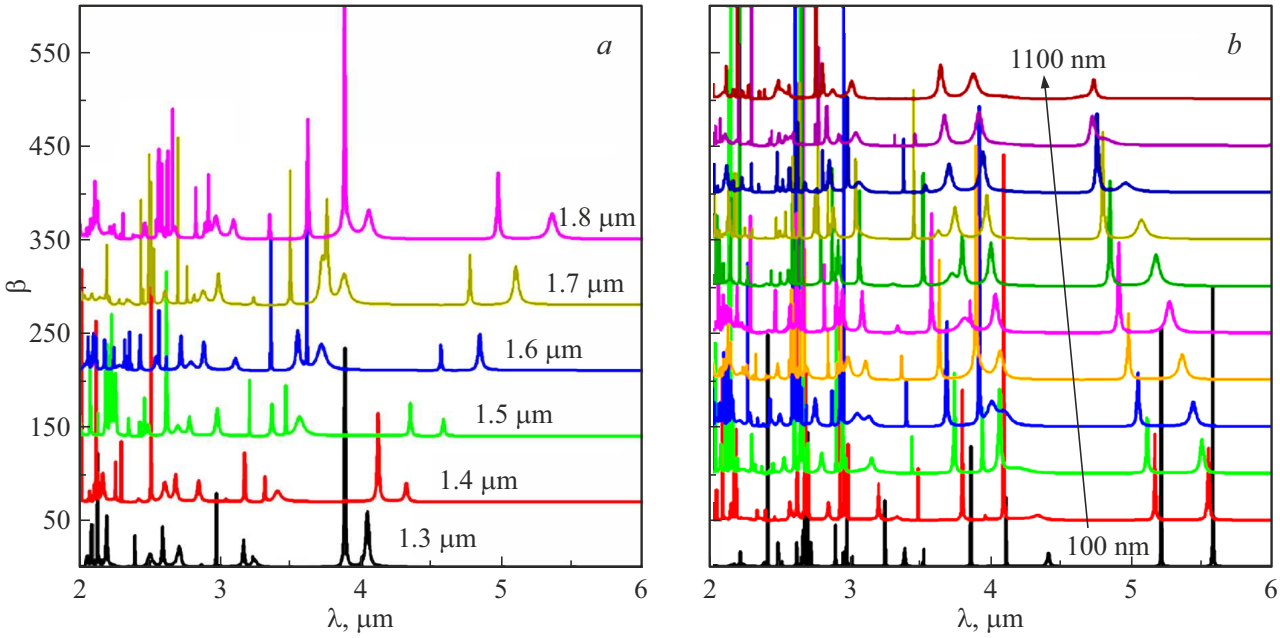

Рис. 2. Интегральный фактор усиления β для глубины отверстий 500 нм и различных периодов структуры (a), а также для фиксированного периода 1.8 мкм и глубинах отверстий 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000 и 110 нм (b).

представлена зависимость интегрального параметра усиления от глубины отверстия при различных периодах фотонного кристалла. Из рисунка видно, что максимальный интегральный параметр усиления реализуется при периодах > 1.6 мкм и в диапазоне глубин отверстий от 0.2 до 0.4 мкм. Кроме того, графики показывают, что с увеличением периода структуры увеличивается интегральный параметр усиления при фиксированной глубине отверстия.

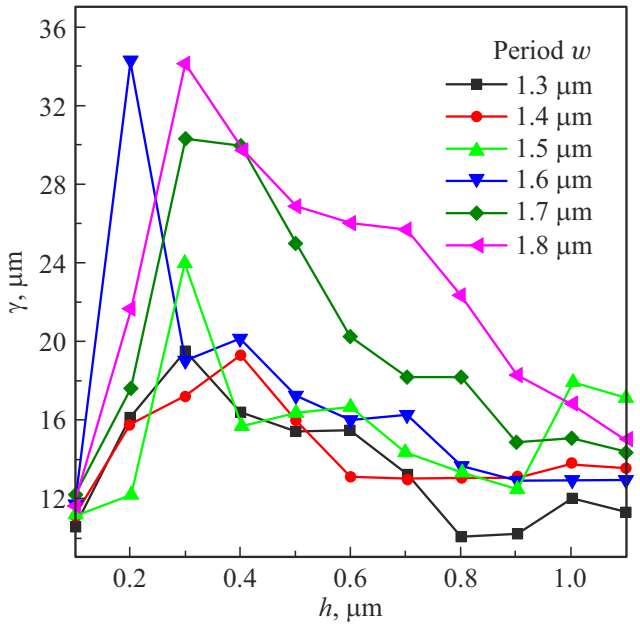

Рис. 3. Зависимость интегрального параметра усиления интенсивности электрического поля в активной области фотоприемной структуры от глубины отверстия.

Причина такого поведения коэффициента усиления может быть понята из следующих соображений. 1) При увеличении периода структуры все больше мод фотонного кристалла попадают в указанный частотный диапазон. При этом дальнейшее увеличение периода уже не должно давать такого эффекта, поскольку самая длинноволновая мода начнет выходить из выбранного диапазона длин волн и попадать в область нечувствительности КТ Ge. 2) При увеличении глубины отверстия увеличивается эффективность преобразования энергии падающей электромагнитной волны в дифракционные моды по сравнению с фундаментальной модой, которая проходит в подложку. Однако если глубина отверстия > 300 нм, то отверстие начинает проникать в активную область структуры, занятую квантовыми точками, чем сокращает объем области, в которой рассчитывается коэффициент усиления поля β. Таким образом, при глубинах > 300 нм начинается конкуренция двух процессов: с одной стороны, увеличение глубины отверстия повышает эффективность преобразования падающего излучения в моды фотонного кристалла, а с другой — оно сокращает объем области, с которой может быть собран полезный сигнал. При глубине отверстия > 0.9 мкм уменьшение объема активной области прекращается, она полностью пройдена и поведение интегрального параметра усиления поля γ с увеличением периода определяется уже другими факторами. В рамках данной работы мы не исследовали эти факторы, поскольку в любом случае эффективность этих глубин отверстий значительно ниже, чем глубины 0.2–0.4 мкм.

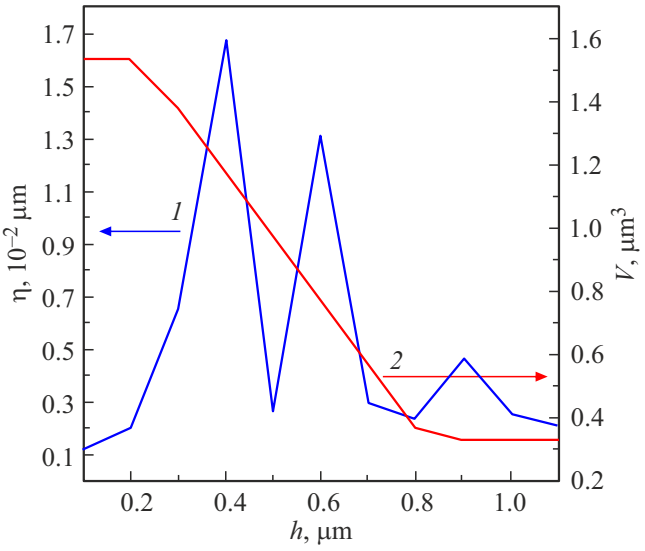

Рис. 4. Зависимость интегральной эффективности преобразования энергии падающего излучения в моды планарного волновода (кривая *1*) для структуры с периодом фотонного кристалла, равным 1.6 мкм, и объема активной области (кривая *2*) от глубины отверстия.

Эффективность преобразования энергии падающего излучения в латеральные моды волновода может быть описана с помощью отношения потока энергии через боковую поверхность волновода к мощности световой волны W, падающей на структуру. Поток энергии Φ через боковую поверхность S_{side} определялся с помощью выражения

$$\Phi = \int\limits_{S_{\text{side}}} \mathbf{P}\, d\mathbf{S}. \qquad (5)$$

Здесь $\mathbf{P}$ — вектор Пойнтинга, $d\mathbf{S}$ — внешняя нормаль к боковой поверхности элементарной ячейки волновода.

Интегральная эффективность преобразования падающего излучения в волноводные моды во всем диапазоне длин волн вычислялась с помощью выражения

$$\eta(h, w) = \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\Phi(h, w, \lambda)}{W}\, d\lambda. \qquad (6)$$

На рис. 4 представлена зависимость фактора $\eta(h)$ для периода структуры 1.6 мкм (черная кривая, левая ось ординат) и объема активной области V (красная кривая, правая ось ординат) от глубины отверстия. Из графика видно, что при глубинах отверстия < 0.4 мкм эффективность преобразования монотонно увеличивается с увеличением глубины отверстия. При дальнейшем росте глубины отверстия наблюдается осциллирующий характер зависимости $\eta(h)$, но максимум эффективности при этом уменьшается. Объем активной области между тем монотонно падает с повышением глубины отверстия. Таким образом, максимум интегрального параметра усиления поля $\gamma(h)$ должен располагаться в диапазоне глубин от 0.2 до 0.4 мкм. Для периода 1.6 мкм максимум наблюдается для $h = 0.2$ мкм.

Для того чтобы лучше проиллюстрировать нашу гипотезу об изменении эффективности преобразования энергии падающего излучения в моды фотонного кристалла с изменением глубины отверстия, мы построили пространственное распределение электрического поля в основной наблюдаемой моде фотонного кристалла. На рис. 5 представлено распределение компоненты E_y для фотонного кристалла с периодом 1.6 мкм и тремя различными глубинами отверстий: 100, 200 и 600 нм. Длина волны, для которой строились распределения составляла 5.018, 4.997 и 4.989 мкм соответственно. Из распределения электромагнитных полей видно, что сначала происходит рост амплитуды электрического поля при увеличении глубины отверстия от 100 до 200 нм,

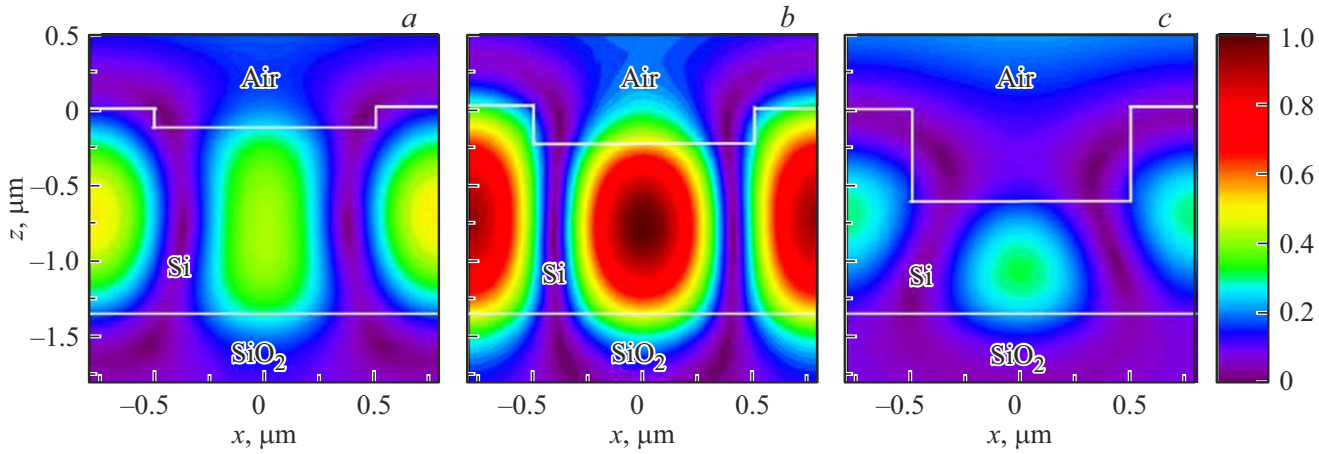

Рис. 5. Пространственное распределение электрического поля в основной волноводной моде для фотонного кристалла с периодом 1.6 мкм и глубиной отверстий 100 (*a*), 200 (*b*), 600 (*c*) нм. Длина волны, для которой строились распределения, составляла 5.018, 4.997 и 4.989 мкм соответственно.

а затем амплитуда компоненты E_y постепенно уменьшается.

4. Заключение

Методами математического моделирования показана возможность значительного увеличения интенсивности электромагнитной волны среднего ИКД в слоях квантовых точек Ge/Si модами фотонного кристалла, сформированного на поверхности гетероструктуры. Фотонный кристалл представляет собой периодическую решетку субволновых воздушных отверстий. Установлено, что рост интенсивности отдельных мод фотонного кристалла может достигать значений 300 раз. Предложен метод характеризации интегральной эффективности фотоприемных структур в выбранном диапазоне длин волн. Показано, что для всех периодов фотонного кристалла зависимость интегрального параметра усиления от глубины отверстий имеет максимум, расположенный вблизи 0.2–0.4 мкм. Установлено, что для максимальной эффективности усиления света в диапазоне длин волн 2–6 мкм следует использовать структуры с периодом фотонного кристалла 1.6–1.8 мкм и глубинами отверстий 0.2–0.4 мкм.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023 „Управление функциональными характеристиками компонент нанофотоники и наноэлектроники на основе полупроводниковых наноструктур“).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] C. Clerbaux, A. Boynard, L. Clarisse, M. George, J. Hadji-Lazaro, H. Herbin, D. Hurtmans, M. Pommier, A. Razavi, S. Turquety, C. Wespes, P.-F. Atmos. Chem. Phys., **9**, 6041 (2009).
[2] E.F.J. Ring, K. Ammer. Physiol. Meas., **33**, R33 (2012).
[3] H. Menon, H. Jeddi, N.P. Morgan, A. Fontcuberta i Morral, H. Pettersson, M. Borg. Nanoscale Adv., **5**, 1152 (2023).
[4] I. Kimukin, N. Biyikli, T. Kartaloğlu, O. Aytür, E. Ozbay. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **10**, 766 (2004).
[5] B.W. Jia, K.H. Tan, W.K. Loke, S. Wicaksono, K.H. Lee, S.F. Yoon. ACS Photonics, **5**, 1512 (2018).
[6] F.D.P. Alves, J. Amorim, M. Byloos, H.C. Liu, A. Bezinger, M. Buchanan, N. Hanson, G. Karunasiri. J. Appl. Phys., **103**, 114515 (2008).
[7] N. Rappaport E. Finkman, T. Brunhes, P. Boucaud, S. Sauvage, N. Yam, V. Le Thanh, D. Bouchier. Appl. Phys. Lett., **77**, 3224 (2000).
[8] A.I. Yakimov, V.A. Timofeev, A.A. Bloshkin, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. Nanoscale Res. Lett., **7**, 494 (2012).
[9] A.I. Yakimov, A.A. Bloshkin, V.A. Timofeev, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. Appl. Phys. Lett., **100**, 10 (2012).
[10] L.K. Wu, H.L. Hao, W.Z. Shen. J. Appl. Phys., **103**, 044507 (2008).
[11] A. Dehzangi, D. Wu, R. McClintock, J. Li, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **116**, 221103 (2020).
[12] A.I. Yakimov, V.V Kirienko, A.A. Bloshkin, V.A. Armbrister, A.V. Dvurechenskii. J. Appl. Phys., **122**, 133101 (2017).
[13] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin, V.A. Armbrister, A.V. Dvurechenskii, J.-M. Hartmann. Opt. Express, **25**, 25602 (2017).
[14] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin, D.E. Utkin, A.V. Dvurechenskii. Photonics, **10**, 764 (2023).
[15] А.И. Якимов, А.А. Блошкин, В.В. Кириенко, А.В. Двуреченский, Д.Е. Уткин. Письма ЖЭТФ, **113**, 501 (2021).
[16] А.И. Якимов, В.В. Кириенко, А.В. Двуреченский, Д.Е. Уткин. Письма ЖЭТФ, **118**, 240 (2023).
[17] M. Calic, C. Jarlov, P. Gallo, B. Dwir, A. Rudra, E. Kapon. Sci. Rep., **7**, 1 (2017).
[18] I. Söllner, S. Mahmoodian, S.L. Hansen, L. Midolo, A. Javadi, G. Kiršanskė, T. Pregnolato, H. El-Ella, E. H. Lee, J. D. Song, S. Stobbe, P. Lodahl. Nature Nanotechnol., **10**, 775 (2015).
[19] M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, P. Rauter, M. Brehm, L. Spindlberger, A. Simbula, M. Galli, T. Fromherz, F. Schäffler. ACS Photonics, **4**, 665 (2017).
[20] X. Xu, N. Usami, T. Maruizumi, Y. Shiraki. J. Cryst. Growth, **378**, 636 (2013).
[21] Z.V. Smagina, V.A. Zinoviev, A.F. Zinovieva, M.V. Stepikhova, A.V. Peretokin, E.E. Rodyakina, S.A. Dyakov, A.V. Novikov, A.V. Dvurechenskii. J. Luminesc., **249**, 119033 (2022).
[22] R. Shankar, R. Leijssen, I. Bulu, M. Lončar. Opt. Express, **19**, 5579 (2011).
[23] Comsol Multiphysics software. http://comsol.com
[24] V.A. Zinovyev, M.V. Stepikhova, Zh.V. Smagina, A.A. Bloshkin, E.E. Rodyakina, M.S. Mikhailovskii, A.V. Novikov. J. Appl. Phys., **136**, 153103 (2024).
[25] A.I. Yakimov, V.A. Timofeev, A.A. Bloshkin, V.V. Kirienko, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. J. Appl. Phys., **112**, 034511 (2012).
[26] A.I. Yakimov, A.A. Bloshkin, V.A. Timofeev, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. Appl. Phys. Lett., **100**, 053507 (2012).
[27] Н.В. Никоноров, С.М. Шандаров. *Волноводная фотоника* (СПб., СПбГУ ИТМО, 2008).
[28] A.I. Yakimov, V.A. Timofeev, A.A. Bloshkin, V.V. Kirienko, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. J. Appl. Phys., **112**, 034511 (2012).
[29] H.H. Li. J. Phys. Chem. Ref. Data, **9 (3)**, 561 (1980). DOI: 10.1063/1.555624
[30] D.A.G. Bruggeman. Ann. Phys., **421**, 160 (1937).

Редактор Г.А. Оганесян

Improving the efficiency of photodetector structures based on Ge/Si quantum dots by photonic crystal modes in the mid-infrared range

A.A. Bloshkin[1,2], *A.I. Yakimov*[1]

[1] Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia
[2] Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The spatial distribution of the electromagnetic field of a light wave in Ge/Si heterostructures with Ge quantum dots on a silicon-on-insulator substrate coupled to a photonic crystal has been studied using mathematical modeling methods. The array of air holes served to convert the radiation incident along the normal to the surface into planar waveguide modes. The period of the photonic crystal ranged from 1.3 to 1.8 microns, the hole depth ranged from 100 to 1100 nm, and the hole diameter was 2/3 of the period of the structure. A series of optical resonances with multiple (up to 300 times) amplification of the intensity of the light wave field in the quantum dot layers in the wavelength range of 2−6 microns compared with the structure without holes has been detected. The optimal parameters of the structure (the period of the photonic crystal and the depth of the holes) have been determined, ensuring maximum amplification of the photo response