Кольцевая картина дальнего поля излучения полупроводникового лазера с резонатором на основе двумерного фотонного кристалла

© А.С. Некрасов, В.В. Золотарев, И.В. Орешко, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nekrasov.74as@gmail.com

Поступила в Редакцию 4 мая 2026 г.
В окончательной редакции 3 сентября 2026 г.
Принята к публикации 3 сентября 2026 г.

Проведены расчеты оптических характеристик полупроводникового поверхностно-излучающего лазера с резонатором на основе двумерного фотонного кристалла квадратной симметрии, сформированного воздушными отверстиями. Эффективность вывода излучения через поверхность устройства определяется размерами и формой отверстий, формирующих фотонный кристалл. Отверстия с симметрией $2(C_2)$ приводят к деструктивной интерференции дифрагирующих на отверстиях волн в центральной области апертуры излучения, что приводит к кольцевой диаграмме направленности. Однако такого же эффекта можно достичь и с отверстиями без симметрии $2(C_2)$.

Ключевые слова: фотонный кристалл, поверхностно-излучающий лазер, полупроводниковый лазер, резонатор, кольцевая диаграмма направленности.

DOI: 10.61011/FTP.2026.10.64210.9670

1. Введение

Полосковые полупроводниковые лазеры обладают сильно асимметричной широкой диаграммой направленности и многомодовым режимом работы [1], что усложняет их применение в оптоэлектронике, так как требуется дорогостоящая коллимирующая оптика. Данную проблему можно решить с помощью вывода излучения через поверхность лазерного чипа, что реализовано в лазерах с вертикальным резонатором (VCSEL) [2]. Однако из-за особенностей конструкции резонатора, такой лазер для реализации одномодового режима работы имеет малый размер апертуры, что приводит к широкой расходимости выходного пучка. Поэтому разрабатываются поверхностно-излучающие лазеры с резонатором, сформированным на основе фотонного кристалла (ФК) [3,4]. Формирование двумерного (2D) ФК в слоях гетероструктуры (ГС) лазера обеспечивает распределенную обратную связь и дифракцию излучения по нормали к поверхности устройства [5]. В данных устройствах возможен вывод одномодового узкого симметричного пучка высокой оптической мощности. Отметим, что резонатор основан не на дефекте в решетке фотонного кристалла, в данной конструкции резонаторные моды формируются на границах разрешенных состояний зонной структуры фотонного кристалла в Г-точке (band edge modes [5]).

Было продемонстрировано, что на оптические характеристики влияют форма и размер отверстий фотонного кристалла. Так, отверстия с симметрией $2(C_2)$ формируют высокодобротные резонаторные моды с низкой эффективностью вывода лазерного излучения по нормали к поверхности [6,7], что не подходит для создания мощных лазерных источников. При этом для ФК с отверстиями в форме круга низкопороговые моды демонстрируют кольцевые диаграммы направленности [7]. Их появление связано с деструктивной интерференцией волн, дифрагирующих на отверстиях ФК в центральной области резонатора.

Отверстия в форме равнобедренного прямоугольного треугольника (РПТ) не обладают симметрией $2(C_2)$, поэтому могут обеспечивать эффективный вывод излучения и одномодовый режим работы при малой расходимости выходного пучка [6,8–10]. Однако нами была обнаружена нехарактерная для фотонного кристалла с отверстиями без симметрии $2(C_2)$ кольцевая диаграмма направленности для некоторых геометрических параметров ФК.

В данной работе проводились теоретические исследования характеристик модового состава резонатора лазера на основе 2D-ФК квадратной симметрии. ФК был сформирован воздушными РПТ отверстиями, протравленными в слоях гетероструктуры GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs, излучающей на длине волны ~ 1005 нм. Были получены распределения интенсивности электрического поля в плоскости ФК, распределения интенсивности излучения в ближнем поле и в дальнем поле для разных размеров отверстий. Проведен анализ влияния размера отверстий на наличие деструктивной интерференции дифрагирующих волн и на диаграмму направленности излучения в дальней зоне.

2. Материалы и методика

В данной работе исследовалась ГС GaAs/AlGaAs с тремя напряженными квантовыми ямами InGaAs. Фотонный кристалл квадратной симметрии сформирован в слоях ГС воздушными отверстиями формы РПТ (см.

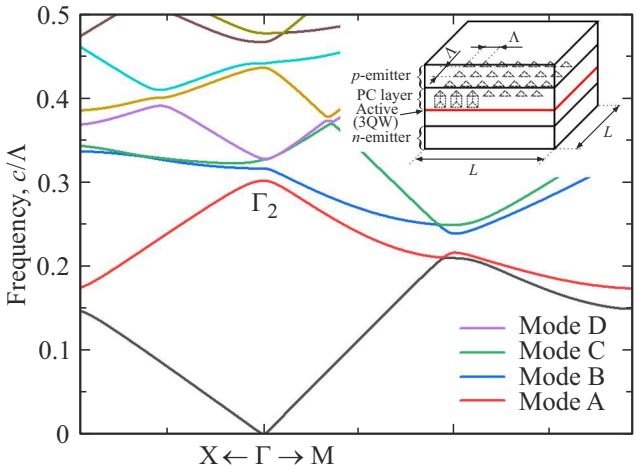

Рис. 1. Зонная структура ФК с РПТ воздушными отверстиями $f = 10.1\,\%$. На вставке — схематически изображена ГС с ФК.

вставку к рис. 1, *a*). Чтобы удовлетворить условие дифракции Брэгга 2-го порядка, был выбран период решетки ФК $\Lambda = 300$ нм. Размер отверстий характеризуется фактором заполнения $f = S_{\text{air-hole}}/S_{\text{u.c.}}$, где $S_{\text{air-hole}}$ — площадь отверстия в элементарной ячейке ФК, $S_{\text{u.c.}}$ — площадь элементарной ячейки. Квадратный резонатор имеет размер 200×200 мкм (соответствует размеру апертуры). На рис. 1 показана типичная зонная структура ФК, сформированного РПТ отверстиями. В Г-точке 2-го порядка возникают четыре моды, которые мы называем A, B, C, D в порядке увеличения частоты.

Для проведения расчетов характеристик резонатора нами использовалась модель связанных волн [5,7]. Мы рассматриваем волну TE-поляризации (характерную для напряженных КЯ InGaAs), для которой волновое уравнение имеет вид

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = k_0^2 \tilde{n}^2(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}), \qquad (1)$$

где $\tilde{n}(\mathbf{r})$ — комплексный показатель преломления, k_0 — волновой вектор света в вакууме. В соответствии с теоремой Блоха поле TE-поляризации $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (E_x(\mathbf{r}), E_y(\mathbf{r}), 0)$ в ФК можно разложить

$$E_i(z) = \Sigma E_{i,m,n}(z) \exp(-im\beta_0 x - in\beta_0 y), \quad i = x, y, \quad (2)$$

где m, n — целые числа, $\beta_0 = 2\pi/\Lambda$ — размер элементарной ячейки обратной решетки ФК. Волны в разложении (2) можно сгруппировать по их волновому числу $\sqrt{m^2 + n^2}\beta_0$ на базовые $(m^2 + n^2 = 1)$, излучательные $(m = 0,\ n = 0)$ и волны высших порядков $(m^2 + n^2 > 1)$ [5]. В приближении данной модели предполагается, что излучательные волны и волны высших порядков возбуждены базовыми волнами. В этой модели периодическая модуляция действительной части показателя преломления раскладывается в ряд Фурье в слое ФК [5–7]:

$$n^2(\vec{r}) = n_0^2(z) + \sum_{m\neq 0, n\neq 0} \xi_{m,n}(z) \exp(-im\beta_0 x - in\beta_0 y), \qquad (3)$$

$$\xi_{m,n} = \frac{1}{\Lambda^2} \iint\limits_{PC} \Delta n^2(x, y) \exp(im\beta_0 x + in\beta_0 y) dx dy. \qquad (4)$$

Решение волнового уравнения (1) для базовых волн сводится к задаче [7]

$$(\delta + i\alpha) \begin{pmatrix} R_x \\ S_x \\ R_y \\ S_y \end{pmatrix} = C \begin{pmatrix} R_x \\ S_x \\ R_y \\ S_y \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \partial R_x/\partial x \\ -\partial S_x/\partial x \\ \partial R_y/\partial y \\ -\partial S_y/\partial y \end{pmatrix}, \qquad (5)$$

где δ — отклонение волнового вектора от брэгговского, α — оптические потери резонаторной моды, $R_x(x, y)$, $S_x(x, y)$, $R_y(x, y)$, $S_y(x, y)$ — амплитуды базовых волн, распространяющихся в направлениях $+x, -x, +y, -y$ соответственно, $C = C_{1D} + C_{rad} + C_{2D}$, C_{1D}, C_{rad}, C_{2D} — матрицы, соответствующие одномерной связи, связи между излучательными и базовыми волнами, двумерной оптической связи соответственно, подробно описанные в работах [5,7]. Задачу (5) можно решить методом конечных разностей на смещенной сетке [7] с граничными условиями $R_x(0, y) = S_x(L, y) = R_y(x, 0) = S_y(x, L) = 0$, где L — длина квадратного резонатора (и, соответственно, излучательной апертуры). Таким образом, мы находим набор возможных значений оптических потерь резонаторных мод и соответствующие им значения амплитуд базовых волн в узлах сетки. Используя амплитуды базовых волн, можно получить распределение интенсивности электромагнитной волны конкретной моды в слое ФК:

$$I(x, y) = |R_x(x, y)|^2 + |S_x(x, y)|^2 + |R_y(x, y)|^2 + |S_y(x, y)|^2 \qquad (6)$$

и определить эффективность вывода [7].

В случае идеально вертикальных стенок отверстий коэффициенты (4) не зависят от z. В этом приближении излучающие волны можно выразить через найденные амплитуды базовых волн, используя приближение функцией Грина [5]:

$$E_{x,0,0}(x, y, z) = \left[\xi_{0,-1} R_y(x, y) + \xi_{0,1} S_y(x, y)\right] k_0^2 \times \int\limits_{PC} G(z, z') U(z') dz', \qquad (7)$$

$$E_{y,0,0}(x, y, z) = \left[\xi_{-1,0} R_x(x, y) + \xi_{1,0} S_x(x, y)\right] k_0^2 \times \int\limits_{PC} G(z, z') U(z') dz', \qquad (8)$$

где функция Грина $G(z,z') = \left(-i/2\beta_z(z)\right) \times \exp\left(-i\beta_z(z)|z-z'|\right)$, $\beta_z(z) = k_0 n_0(z)$, $U(z)$ — вертикальная оптическая мода плоского диэлектрического волновода в ГС. Тогда распределение интенсивности выходного излучения в ближнем поле определяется:

$$I_{NF}(x,y) = \left|E_{x,0,0}(x,y,z_{PC}^{\text{end}})\right|^2 + \left|E_{y,0,0}(x,y,z_{PC}^{\text{end}})\right|^2, \quad (9)$$

где z_{PC}^{end} — координата поверхности ФК. Для получения диаграммы направленности излучения в дальнем поле нужно совершить фурье-преобразование излучающих волн и умножить его на коэффициент наклона $(\cos\theta_x + \cos\theta_y - 1)$ [7]:

$$F_j(\theta_x,\theta_y,t) \propto (\cos\theta_x + \cos\theta_y - 1) \times \iint_0^L E_{j,0,0}(x,y,z=z_{PC}^{\text{end}}) e^{i\omega t} e^{-ik_0(\tan\theta_x \cdot x + \tan\theta_y \cdot y)} dxdy,$$

$$j = x, y,$$

где θ_x, θ_y — углы отклонения от нормали к поверхности ГС в плоскостях Oxz и Oyz соответственно. Тогда усредненная по времени интенсивность излучающей волны в дальнем поле выражается как

$$I_{FF}^j(\theta_x,\theta_y) = 1/T \cdot \int_0^T \left|Re\left(F_j(\theta_x,\theta_y,t)\right)\right|^2 dt,$$

$$j = x, y, \quad T = 2\pi/\omega.$$

Таким образом, суммарное излучение имеет диаграмму направленности

$$I_{FF}(\theta_x,\theta_y) = I_{FF}^x(\theta_x,\theta_y) + I_{FF}^y(\theta_x,\theta_y). \quad (10)$$

3. Результаты и обсуждение

Используя выражения (6), (9) и (10), были получены распределения интенсивности электрической волны (рис. 2, *a* и *b*) и диаграммы направленности (рис. 2, *e* и *f*) фундаментальной моды B_1 для $f = 5-30\,\%$. В рассмотренном случае конечно-размерного фотонного кристалла появляется возможность формирования семейства мод на основе каждой моды из A, B, C, D; для определенности, фундаментальные моды, для которых распределения интенсивности электрической волны представляют собой единственный купол в центре фотонного кристалла [11], мы будем обозначать индексом 1. Нами было получено, что при $f = 5-22\,\%$ мода B_1 является самой низкопороговой, что обусловливает приоритетную генерацию лазерного излучения именно на данной моде. Отметим, что для следующей по величине порогового условия моды (моды A_1) кольцевая диаграмма направленности не наблюдается в данной гетероструктуре, но может проявляться в других. Чтобы понять причины возникновения кольцевой диаграммы направленности, были рассчитаны интенсивности излучения в ближнем поле (рис. 2, *c* и *d*). Важно отметить, что интенсивность электрического поля в плоскости ФК описывает количество генерируемого в слое ФК света (6), а интенсивность излучения в ближнем поле, определяемая интерференцией дифрагированных волн (9), характеризует свет, выходящий по нормали к поверхности ФК.

При увеличении фактора заполнения распределение интенсивности электрического поля в плоскости ФК меняется незначительно и имеет вид одиночного колокола. При этом картины ближнего и дальнего поля сильно отличаются. Так, при $f \sim 5-15\,\%$ теоретические расчеты показывают возникновение кольцевой диаграммы направленности в дальнем поле, а при бóльших значениях f диаграмма направленности принимает вид с максимумом в центре пучка. Это также сопровождается резким повышением эффективности вывода излучения через поверхность лазера (с 55 % при $f = 14.2\,\%$ до 86 % при $f = 22.2\,\%$). При этом расходимость лазерного луча в дальней зоне для обеих картин не превышает 1°.

Такие картины ближнего поля происходят в результате интерференции дифрагирующих базовых волн, которые описываются в (7) и (8) выражениями в квадратных скобках. Для наглядности рассмотрим это явление на примере $E_{x,0,0}$ (для $E_{y,0,0}$ наблюдается аналогичная ситуация). Так как интеграл в (7) вносит одинаковый сдвиг фазы в слагаемые $\xi_{0,-1}R_y(x,y)$ и $\xi_{0,1}S_y(x,y)$, мы рассмотрим аргументы только слагаемых. На рис. 3 представлены зависимости разницы аргументов $\Phi = \arg(\xi_{0,-1}R_y(x,y)) - \arg(\xi_{0,1}S_y(x,y))$ вдоль прямой $x = y$ при разных факторах заполнения f. Отметим, что для $E_{x,0,0}$ в направлении $y = \text{const}$ разница фаз Ф постоянная, а в направлении $x = \text{const}$ картина Ф аналогична зависимости на рис. 3.

В координатах $x = y$, соответствующих разнице фаз π, наблюдается минимум излучения в ближнем поле, что определяет деструктивную интерференцию дифрагирующих волн. Такая картина получается в результате сдвига фазы после дифракции базовых волн на РПТ отверстиях. Важно отметить, что на границах ФК (на краях апертуры излучения) причиной минимального значения интенсивности излучения в ближнем поле является малая интенсивность световой волны, а не деструктивная интерференция.

Коэффициенты ξ в разложении (3), отражающие результат дифракции на отверстиях исследуемой геометрической формы, имеют комплексные значения, аргумент которых и определяет фазовый сдвиг. В случае круглых отверстий коэффициенты ξ имеют действительное значение, поэтому при дифракции свет не испытывает фазовый сдвиг. Однако, как показано в работе [7], сами базовые волны имеют разницу фаз π, что определяет деструктивную интерференцию излучающих волн. В нашем случае РПТ отверстий базовые волны R_y и S_y имеют малую разницу фаз, но после дифракции света на отверстиях происходит сдвиг фазы, определяемый

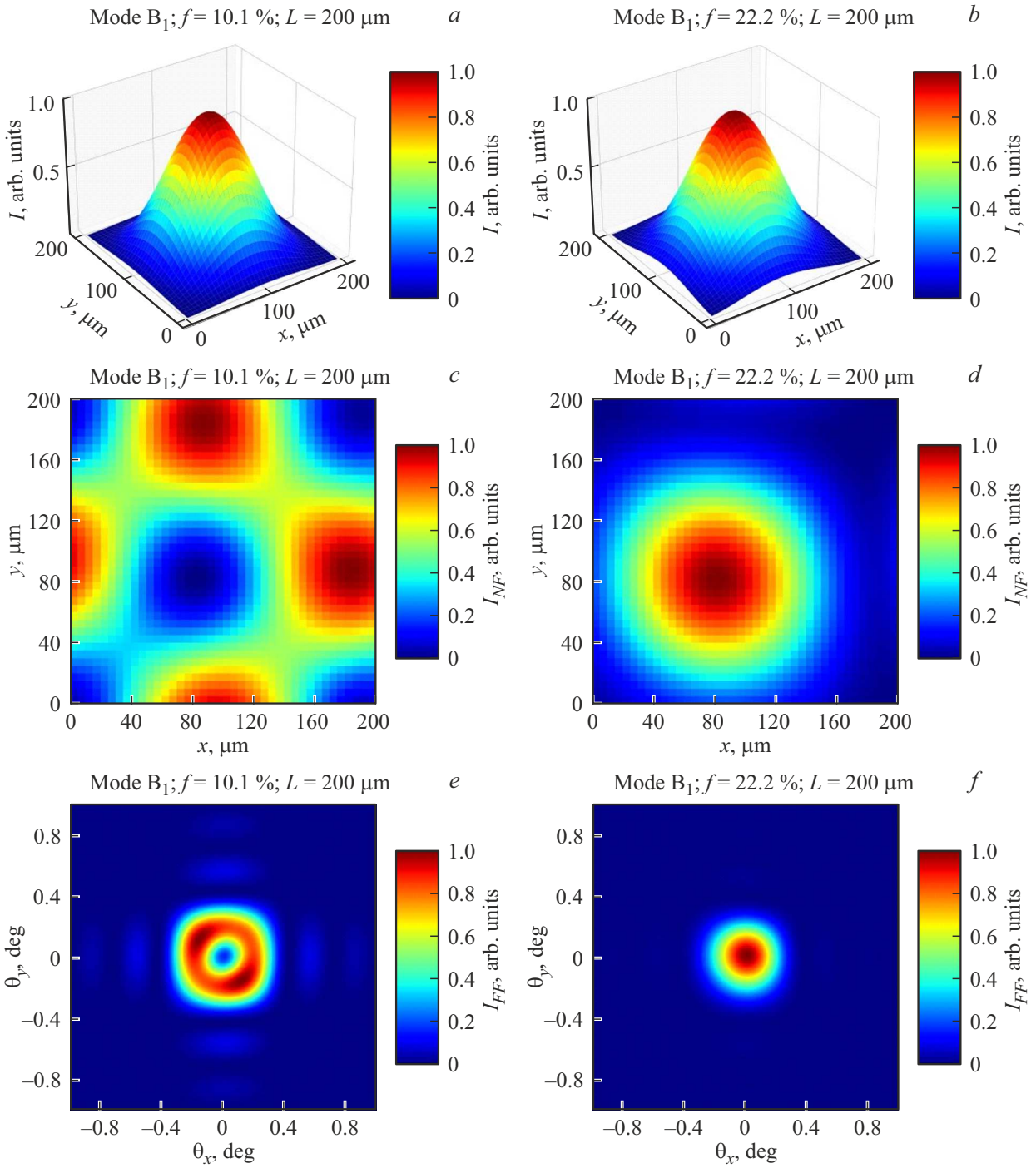

Рис. 2. Распределения интенсивности электрического поля в плоскости ФК при $f = 10.1\%$ (*a*) и $f = 22.2\%$ (*b*) и распределения интенсивности излучения в ближнем поле при $f = 10.1\%$ (*c*) и $f = 22.2\%$ (*d*) и в дальнем поле при $f = 10.1\%$ (*e*) и $f = 22.2\%$ (*f*).

коэффициентами ξ. Аналогичная ситуация наблюдается и для $E_{y,0,0}$.

При увеличении размера отверстий центр деструктивной интерференции сдвигается к углу резонатора (см. вставку к рис. 3), где меньше интенсивность электрического поля. При больших размерах треугольных отверстий ($f > 20\%$) разница фаз интерферирующих волн в центральной области резонатора достаточно сильно отличается от π, вследствие чего пропадает деструктивная интерференция и волны имеют бóльшую интенсивность в этой области.

Для прикладного применения излучения с кольцевой диаграммой (например, в качестве лазерного пинцета [12]) требуется достичь хотя бы $2(C_2)$-симметрии

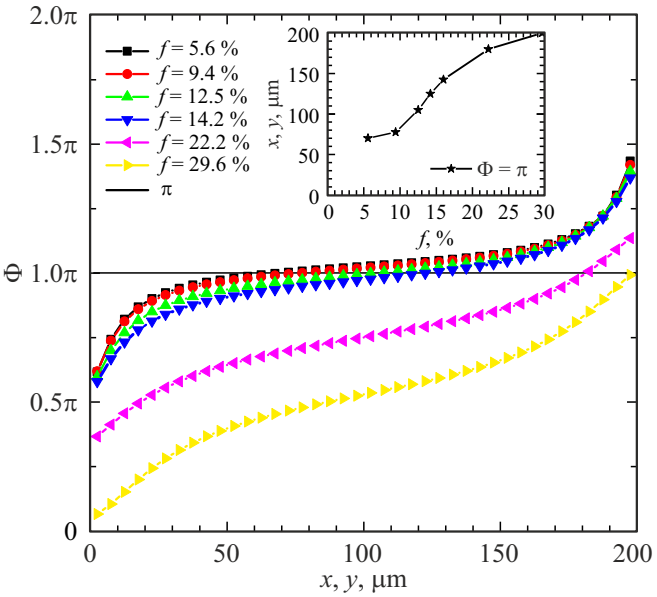

Рис. 3. Разница фаз дифрагирующих волн в зависимости от координаты в плоскости ФК по направлению $x = y$. На вставке — зависимость координаты, соответствующей $\Phi = \pi$, от фактора заполнения.

распределения интенсивности излучения в дальнем поле относительно центра кольца на диаграмме направленности. Относительно прямой $\theta_x = \theta_y$ картина дальнего поля является симметричной вследствие симметрии РПТ отверстий. Поэтому важно получить симметрию в распределении относительно прямой $\theta_x = -\theta_y$. Для этой цели следует выбрать $f = 10.1\,\%$, распределение интенсивности излучения для которого показано на рис. 2, *e*. При этом важно отметить, что модовая дискриминация между двумя самыми низкопороговыми модами существенно выше для резонатора на основе РПТ отверстий по сравнению с круглыми отверстиями, что определяет преимущества данной конструкции за счет более стабильного одномодового режима.

4. Заключение

Кольцевые картины дальнего поля излучения вызваны деструктивной интерференцией, возникающей вследствие фазового сдвига базовых волн после дифракции на отверстиях. Эффект возможен в резонаторах на основе 2D ФК не только с круглыми отверстиями (или отверстиями с симметрией $2(C_2)$), но и с другими отверстиями, когда в распределении интенсивности электрического поля в слое ФК есть область с разницей фаз дифрагирующих волн π. Такая разница может быть достигнута даже при слабом отличии фаз базовых волн, если сдвиг фазы после дифракции будет достаточно сильным. Анализ влияния размера РПТ отверстий показал, что область деструктивной интерференции сдвигается с ростом фактора заполнения по прямой $x = y$. При больших факторах заполнения у дифрагирующих волн разница фаз π находится на границе резонатора (как при $f > 22.2\,\%$), где интенсивность дифрагирующих волн мала, и деструктивная интерференция практически не вносит вклада в излучающие волны. Расчет показал, что диаграмма направленности при факторе заполнения $f = 10.1\,\%$ имеет симметричный вид, и лазер с таким ФК можно использовать в качестве лазерного пинцета.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] И.С. Шашкин, А.Ю. Лешко, Д.Н. Николаев, В.В. Шамахов, Н.А. Рудова, К.В. Бахвалов, А.В. Лютецкий, В.А. Капитонов, В.В. Золотарев, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, П.С. Копьев. ФТП, **54** (4), 408 (2020). DOI: 10.21883/FTP.2020.04.49149.9333
[2] C.Y. Peng, K. Tsao, H.T. Cheng, M. Feng, C.H. Wu. Opt. Express, **28**, 30748 (2020). DOI: 10.1364/OE.397878
[3] T. Inoue, Y. Seki, S. Tanaka, N. Togawa, K. Ishizaki, S. Noda. Opt. Express, **30** (24), 43503 (2022). DOI: 10.1364/OE.476839
[4] K. Hirose, Y. Liang, Y. Kurosaka, A. Watanabe, T. Sugiyama, S. Noda. Nature Photonics, **8**, 406 (2014). DOI: 10.1038/nphoton.2014.75
[5] Y. Liang, C. Peng, K. Sakai, S. Iwahashi, S. Noda. Phys. Rev., **84**, 195119 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.195119
[6] И.В. Орешко, В.В. Золотарев, С.О. Слипченко, А.Е. Казакова, Н.А. Пихтин. ФТП, **59** (2), 109 (2025). DOI: 10.61011/FTP.2025.02.60986.7665
[7] Y. Liang, C. Peng, K. Sakai, S. Iwahashi, S. Noda. Opt. Express, **20** (14), 15945 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.015945
[8] И.В. Орешко, А.Е. Казакова, Д.П. Марков, В.В. Золотарев, А.С. Некрасов, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин. Письма ЖТФ, **19** (51), 36 (2025). DOI: 10.61011/PJTF.2025.19.61149.20337
[9] И.В. Орешко, С.О. Слипченко, В.В. Золотарев, А.Е. Казакова, Н.А. Пихтин. IEEE J. Quant. Electron., **3** (61), 1 (2025). DOI: 10.1109/JQE.2025.3562814
[10] Z.-X. Yang, C.-Y. Kuo, G. Lin. Photonics, **6** (8), 189 (2021). DOI: 10.3390/photonics8060189
[11] A.S. Nekrasov, V.V. Zolotarev, I.V. Oreshko, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin. St. Petersburg State Polytech. Univ. J. Phys. and Math., **19** (1.1), 86 (2026). DOI: 10.18721/JPM.191.114
[12] П.Б. Ермолинский, А.Е. Луговцов, А.Н. Семенов, А.В. Приезжев. Квант. электрон., **52** (1), 22 (2022). DOI: 10.1070/QEL17962

Редактор А.Н. Смирнов

Annular pattern of the far-field of radiation of the semiconductor laser with resonator based on two-dimensional photonic crystal

A.S. Nekrasov, V.V. Zolotarev, I.V. Oreshko, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Calculations of the optical characteristics of a semiconductor surface-emitting laser with a resonator based on a two-dimensional square-lattice photonic crystal formed by air holes are carried out. Efficiency of radiation output through the surface of the device is determined by the size and shape of the holes forming the photonic crystal. Holes with $2(C_2)$ symmetry lead to destructive interference of waves diffracting on the holes in the central region of the radiation aperture, which leads to an annular radiation pattern. However, this effect can be achieved with holes without $2(C_2)$ symmetry.