# С. Е. Козик, И. С. Манак, А. Г. Смирнов ЭФФЕКТ ВЫСОКОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

### 1. Введение

Использование фотонных кристаллов в качестве лазерных резонаторов позволяет добиться миниатюризации и низкой пороговой накачки [1-5]. Интегрированные в фотонный кристалл лазеры служат источниками излучения в оптических интегральных схемах. В настоящее время также активно исследуются лазеры с поверхностным излучением на основе фотонного кристалла. Малые поперечные размеры таких источников, порядка одной-нескольких длин волн излучения, способствуют эффективному вводу излучения в оптические волокна и волноводы на основе фотонного кристалла, а также позволяют использовать такие лазеры как биохимические сенсоры, и достигать высокой интеграции таких устройств в пределах оптической интегральной схемы. Основной проблемой лазеров, излучающих с поверхности фотонного кристалла, является большая угловая расходимость излучения. В работе рассматриваются условия, обеспечивающие высокую направленность лазерного излучения при выходе его из фотонного кристалла в воздух. В последнее время задача оптимизации вывода излучения из фотонного кристалла решалась в связи с необходимостью эффективной передачи энергии из фотонного кристалла в оптоволокно. Существующие методы достижения высокой направленности излучения разрабатывались, как правило, для малых излучающих поверхностей, какими являются, к примеру, участки выхода волновода или вертикально излучающие дефекты [6-8]. Предлагаемый в работе метод позволяет оптимизировать выходящий с поверхности пучок произвольно больших размеров. Рассматриваемая концепция построения лазеров на основе фотонного кристалла может способствовать совершенствованию известных типов планарных полупроводниковых лазеров.

## 2. Теоретический анализ

Эффект высокой селективности направления распространения излучения в фотонном кристалле заключается в том, что угловой диапазон распространения света для частот вблизи краёв разрешённых зон фотонного кристалла может быть достаточно мал.

Рассмотрим двухмерный фотонный кристалл, который представляет собой прямоугольную решётку бесконечных диэлектрических цилиндров в воздухе (рис. 1 а).



Рис. 1. Двухмерный массив диэлектрических цилиндров в воздухе а – общий вид структуры; б – приведённая зона Бриллюэна квадратной решётки; в – зонная диаграмма структуры; г – контуры равных частот в обратном пространстве

Материал цилиндров имеет относительную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon = 12$ , радиус каждого цилиндра равен r = 0.2 а, где а - период решётки. Зонная диаграмма структуры, показанная на рис. 1 в, рассчитывалась с помощью алгоритма разложения по плоским волнам [9]. Структура обладает запрещённой зоной для ТМ-поляризации в интервале частот от 0.28 до 0.42 с/а, где с – скорость света в вакууме, а – период прямой решётки. Как видно из зонной диаграммы, положение и ширина запрещённой зоны в различных направлениях отличается, что является основной причиной возникновения рассматриваемого эффекта. Контуры равных частот в обратном пространстве (рис. 1 г), отражают тот факт, что при приближении к границам разрешённых зон диапазон углов, в котором возможно распространение излучения, сужается.

С помощью алгоритма конечных разностей [10] было промоделировано распространение электромагнитного поля в структуре, изображённой на рис. 1, и получено распределение амплитуды напряжённости электрического поля, возбуждаемого точечным изотропным источником с частотой колебаний 0.27 с/а (рис. 2). Здесь и далее подразумевается, что излучение имеет ТМ поляризацию. Распределение амплитуды электрической компоненты электромагнитного поля показывает преимущественное направление распространения вдоль вектора ( $\pi/a$ ,  $\pi/a$ , 0) приведённой зоны Бриллюэна (направление векторов прямого и обратного пространства для прямоугольной решётки совпадают (рис. 1 б)), что согласуется с графиком на рис. 1 г.



*Рис. 2.* Распределение амплитуды напряжённости электрического поля а –распределение диэлектрической проницаемости; б – распределение амплитуды напряжённости электрического поля в структуре (ТМ поляризация)

Для применения вышеописанного эффекта к лазерам на основе фотонного кристалла необходимо учесть наличие дефектов, которые формируют в фотонном кристалле лазерный резонатор. Если дефекты образуют сверхрешётку, то в запрещённой зоне фотонного кристалла может возникнуть непрерывный диапазон разрешённых частот – дефектная зона. У границ дефектной зоны также может наблюдаться эффект высокой селективности направления распространения излучения.

На рис. 3 представлен пример прямоугольной сверхрешётки дефектов отсутствия в фотонном кристалле, приведённом на рис. 1.



*Рис. 3.* Сверхрешётка дефектов отсутствия в фотонном кристалле: а – распределение диэлектрической проницаемости; б – зонная диаграмма структуры; в – контуры равных частот в обратном пространстве

Сравнивая зонные диаграммы рис. 1 в и рис. 3 б, можно отметить появление дефектной зоны, расположенной в диапазоне частот приблизительно от 0.34 до 0.41 с/а. На рис. 3 в изображены эквичастотные контуры для частот света в пределах дефектной зоны, которые иллюстрируют аналогичный случай сужения углового диапазона распространения излучения при приближении к краю зоны, как и для бездефектного фотонного кристалла, правда, этим качеством обладает только верхняя граница дефектной зоны.

# 3. Применение эффекта высокой селективности направления распространения излучения в фотонном кристалле для лазеров с поверхностным излучением

Анализируя выход излучения из фотонного кристалла, необходимо учитывать закон сохранения тангенциальной проекции волнового вектора на границе фотонного кристалла с воздухом. Для обеспечения малой расходимости выходного пучка необходимо расположить срез поверхности в таком направлении, чтобы обеспечить наименьшую тангенциальную составляющую волнового вектора. Таким образом, определив в фотонном кристалле преимущественные направления распространения света, целесообразно ориентировать границу фотонного кристалла перпендикулярно этому направлению.

В качестве примера на рис. 4 представлена структура, содержащая рассмотренную выше сверхрешётку дефектов отсутствия. Параметры фотонного кристалла на рис. 4 такие же, как и в предыдущих примерах.



*Рис. 4.* Формирование узконаправленного пучка излучения с помощью сверхрешётки дефектов

а – картина диэлектрической проницаемости моделируемой структуры, где положение точечного изотропного источника отмечено звёздочкой; б – картина электромагнитного поля, рамкой отмечена область, изображённая на рис. 4 г; в – распределение электромагнитной энергии поля на нижней границе моделируемой области; г - картина электромагнитного поля в воздухе у границы с фотонным кристаллом. Серый цвет соответствует нулевым значениям.

Наименьшая расходимость излучения будет наблюдаться в направлении ( $\pi/a$ ,  $\pi/a$ , 0) приведённой зоны Бриллюэна. Электромагнитное поле возбуждается изотропным точечным источником, расположенным в одном из дефектов, частота колебаний равна 0.338 с/а, что соответствует верхней границе дефектной зоны. Результаты моделирования с помощь алгоритма конечных разностей представлены на рис. 4 б. В месте выхода сверхрешётки дефектов к границе фотонного кристалла в воздух излучается слабо расходящийся световой пучок. Распределение амплитуды световых колебаний в поперечнике пучка имеет колоколообразную форму. Рис. 4 иллюстрирует возможный приём совершенствования характеристик планарных полупроводниковых лазеров, который пока не получил детального теоретического и экспериментального освещения в литературе. Отличительная особенность формирования поверхностно излучающего лазера на основе фотонного кристалла в данном методе – это вывод излучения в плоскости периодичности двухмерной решётки фотонного кристалла.

Двухмерный фотонный кристалл можно сформировать, например, добавляя цилиндрические поры, перпендикулярные активной области планарного лазера, как показано на рис. 5.



*Рис.* 5. Предлагаемая модификация планарного полупроводникового лазера Цифры на рисунке обозначают слои: 1 – эмиттер, 2 – активный слой, 3 – коллектор

Наличие фотонного кристалла может существенно увеличить добротность лазерного резонатора благодаря локализации света вблизи дефектов в фотонном кристалле. Если частота лазерного излучения лежит в пределах дефектной зоны фотонного кристалла, то излучение и распространение света будет происходить только в области сверхрешётки дефектов. Площадь излучающей поверхности кристалла также будет ограничиваться областью выхода сверхрешётки дефектов к поверхности. Как это было показано выше, для обеспечения малой расходимости лазерного излучения необходимо выбрать рабочую частоту лазера близкой к границе дефектной зоны фотонного кристалла. Этого можно добиться, сужая спектр коэффициента усиления активной области лазера, применив размерное квантование. Предсказать поведение конкретного лазера можно, проведя анализ скоростных уравнений. Однако, в пользу генерации лазерных мод вблизи границы дефектной зоны говорит тот факт, что у границ разрешённых зон в фотонном кристалле наблюдаются низкая групповая скорость и высокая плотность оптических состояний [11, 12], благодаря чему существует целый класс лазеров на основе фотонного кристалла – краезонные лазеры (band-edge lasers) [13]. Высокое оптическое ограничение и добротность системы может существенно снизить пороговый ток лазера.

### 4. Заключение

В работе проанализирован эффект высокой селективности направления распространения излучения в фотонных кристаллах. Показано, что этот эффект проявляется в фотонных кристаллах, где положение запрещённой зоны изменяется в различных направлениях, и может быть использован для достижения малой расходимости светового пучка, выходящего из фотонного кристалла. На основе этого эффекта предложен новый способ построения планарных полупроводниковых лазеров с использованием двухмерного фотонного кристалла, что может обусловить низкий пороговый ток этих устройств.

### Литература

- 1. Lončar M., Yoshie T., Scherer A. et al. Low-threshold photonic crystal laser // Applied Physics Letters. 2002. Vol. 81, No 15. P. 2680-2682.
- 2. *Altug H. and Vučković J.* Photonic crystal nanocavity array laser // Optics Express. 2005. Vol. 13, No 22. P. 8819-8828.
- 3. Colombelli R., Srinivasan K., Troccoli M et al. Quantum cascade surface-emitting photonic crystal laser // Science. 2003. Vol. 302 (5649). P. 1374-1377.
- 4. Forberich K., Diem M, Crewett J. et al. Lasing action in two-dimensional organic photonic crystal lasers // Applied Physics Ser. B. 2006. Vol. 82. P. 539-541.
- 5. Acki K., Hirayama H., and Aoyagi Y. A novel three-dimensional photonic laser and fabrication of three-dimensional photonic crystals // RIKEN Review. 2000. No 33. P. 24-27.
- 6. Chen C., Pertsch T., Iliew R., Lederer F et al. Directional emission from photonic crystal waveguides // Optics Express. 2006. Vol. 14, No. 6. P. 2423-2428.
- 7. Bulu I., Caglayan H., and Ozbay E. Beaming of light and enhanced transmission via surface modes of photonic crystals // Optics Letters. 2005. Vol. 30, No. 22. P. 3078-3080.
- Kramper P., Agio M, Soukoulis C.M et al. Highly Directional Emission from Photonic Crystal Waveguides of Subwavelength Width // Physical Review Letters. 2004. Vol. 92, No. 11. P. 113903(1)-113903(4).
- Johnson S. G. and Joannopoulos J. D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis // Optics Express. 2001. Vol. 8, No. 3. P. 173-190.
- 10. *Taflove A.* Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Norwood: Artech House, 1995. 599 p.
- 11. Joannopoulos J. D, Villeneuve P. R., and Fan S. Photonic Crystals // Solid State Communications. 1997. Vol. 102, No. 2-3. P. 165-173.
- 12. *Florescu L., Busch K., and Sajeev J.* Semiclassical theory of lasing in photonic crystals // Journal of Optical Society of America, Ser. B. 2002. Vol. 19, No. 9. P. 2215-2223.
- Meier M., Mekis A., Dodabalapur A. et al. Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals // Applied Physics Letters. 1999. Vol. 74, N. 1. P. 7-9.