

# ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 538.958

## БРЭГГОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ В УСЛОВИЯХ МНОГОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ

© 2012 г. В. Г. Федотов\*; А. В. Селькин\*\*\*, доктор физ.-мат. наук

\* Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

\*\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

E-mail: vladimir.fedotov@gmail.com

В рамках подхода, основанного на динамической теории дифракции, исследованы механизмы формирования спектров брэгговского отражения света от двумерных фотонных кристаллов. Выполнены расчеты спектров для структуры с гексагональной решеткой на основе кремния. Рассчитанные контуры отражения сопоставлены с энергетическими спектрами собственных мод пространственно ограниченного фотонного кристалла. Впервые продемонстрирована возможность наблюдения эффектов многоволновой дифракции в оптических спектрах двумерных фотоннокристаллических структур.

*Ключевые слова:* фотонные кристаллы, брэгговское отражение, многоволновая дифракция.

Коды OCIS: 050.5298, 230.5298, 050.1960, 260.1960, 050.1755

Поступила в редакцию 04.05.2012

В последние два десятилетия повышенный интерес исследователей привлекает новый класс материалов, известных как фотонные кристаллы (ФК). Под ФК подразумевают пространственно периодические твердотельные структуры, диэлектрическая проницаемость которых меняется с периодом, сравнимым с длиной волны света [1, 2]. Среди ярких явлений, связанных с ФК, выделяется многоволновая брэгговская дифракция (МБД) [3], возникающая в условиях, когда резонансная дифракция света происходит одновременно на двух или более системах пересекающихся кристаллических плоскостей.

В настоящей работе нами исследованы спектры брэгговского отражения света от двумерных ФК с гексагональной решеткой цилиндрических пустот в массиве кремния. Разработан аналитический метод, основанный на динамической теории многоволновой дифракции и позволяющий детально изучать механизмы формирования спектров. Предложенный метод базируется на подходе, разработанном нами ранее для расчета спектров брэгговского отражения света от опалоподобных ФК [4, 5], и использован для анализа двумерных ФК-структур. С учетом эффектов, связанных с наличием границ раздела, выполнены расче-

ты оптических спектров и проведено их сопоставление с энергетическими спектрами собственных электромагнитных мод ФК.

Перспективы практического использования ФК-структур на основе кремния [6] связаны, прежде всего, с их использованием в оптоэлектронике в качестве устройств управления распространением света в спектральном диапазоне Telecom Standard ( $\approx 1,5$  мкм). Сильная модификация энергетических спектров собственных мод электромагнитного поля в условиях МБД приводит к новым эффектам в спектрах брэгговского отражения света, что, в свою очередь, открывает новые возможности для эффективного управления светом в устройствах нанофотоники.

В качестве модельного объекта исследования рассматривается полубесконечная ФК-структура, образованная массивом кремния, в котором на расстоянии  $a$  друг от друга расположены цилиндрические поры с радиусом  $R$ , образующие гексагональную решетку (рис. 1а). При этом плоскость падения света перпендикулярна направлению  $[0001]$  гексагональной решетки, что позволяет рассматривать структуру в качестве чисто двумерной. Расчеты выполнены для  $s$ -поляризованного света в геометрии, в которой граница раздела перпенди-

кулярна кристаллографическому направлению типа  $[10\bar{1}0]$ .

В длинноволновой области спектра существенный вклад в энергетический спектр собственных мод и, как следствие, в спектр отражения вносит лишь ограниченное число мод. К их числу относятся собственные моды, связанные с полем прошедшей волны, полем, порожденным дифракцией на системе лате-

ральных плоскостей (параллельных поверхности раздела) и полем, генерируемым дифракцией на системе наклонных (по отношению к поверхности) кристаллических плоскостей. В таком приближении в разложении напряженности электрического поля внутри ФК по векторам обратной решетки сохраняются только члены, содержащие векторы  $\mathbf{G}_0 = 0$ ,  $\mathbf{G}_{\Gamma-M}$  и  $\mathbf{G}_{\Gamma-M'}$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{K}} \left( \mathbf{A}_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}} + \mathbf{A}_{\mathbf{K}-\mathbf{G}_{\Gamma-M}} e^{i(\mathbf{K}-\mathbf{G}_{\Gamma-M})\cdot\mathbf{r}} + \mathbf{A}_{\mathbf{K}-\mathbf{G}_{\Gamma-M'}} e^{i(\mathbf{K}-\mathbf{G}_{\Gamma-M'})\cdot\mathbf{r}} \right), \quad (1)$$

где  $\mathbf{K}$  – волновые векторы блоховских мод,  $\mathbf{G}_{\Gamma-M}$  и  $\mathbf{G}_{\Gamma-M'}$  – минимальные по длине векторы обратной решетки в направлениях  $\Gamma-M$  и  $\Gamma-M'$  первой зоны Бриллюэна (рис. 1б),  $\mathbf{A}$  – координатно-независимые амплитуды плоских волн.

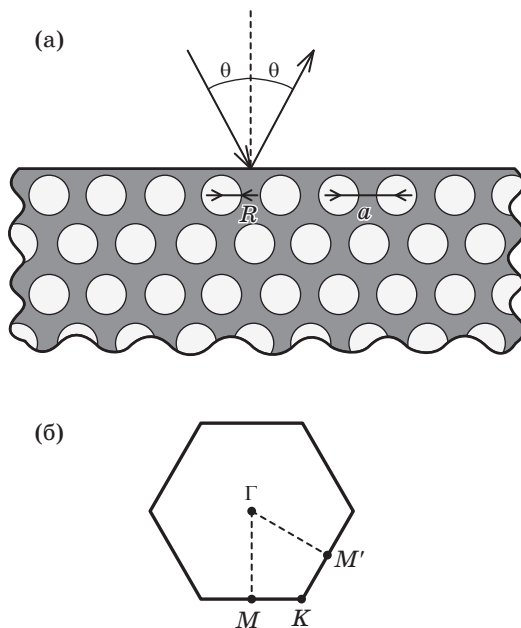
Значения коэффициентов модуляции диэлектрической проницаемости (фурье-коэффициентов в разложении диэлектрической функции по векторам  $\mathbf{G}$ ) определяются путем обратного фурье-преобразования диэлектрической функции, где интегрирование проводится по объему ячейки Вигнера–Зейтца прямой решетки. Для рассматриваемой двумерной структуры такие коэффициенты не могут быть выражены в явном виде через элементарные функции и выражаются через функции Бесселя первого рода

$$\varepsilon_{\mathbf{G}} = (\varepsilon_{\text{Si}} - \varepsilon_{\text{pore}}) 2f_0 J_1(GR)/(GR), \quad (2)$$

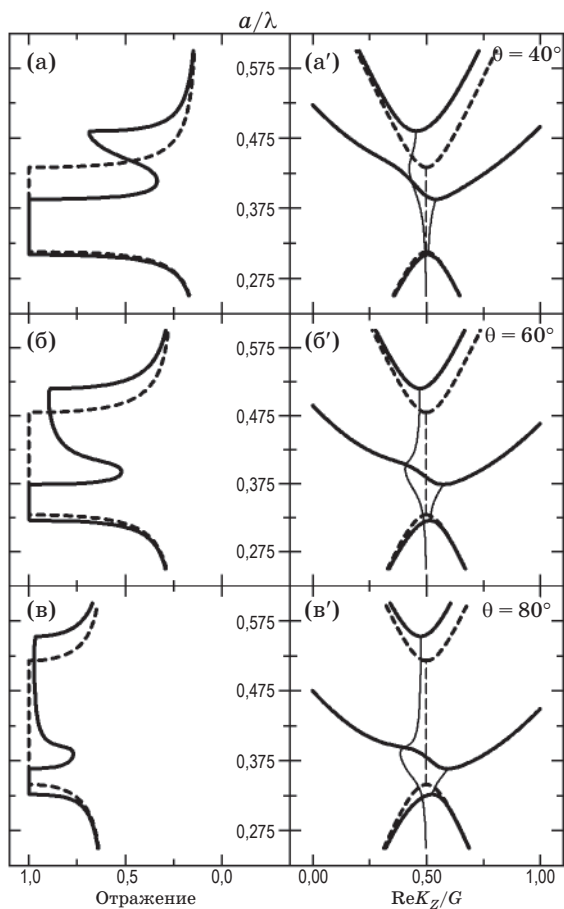
где  $\varepsilon_{\text{Si}}$  – диэлектрическая проницаемость кремния,  $\varepsilon_{\text{pore}}$  – диэлектрическая проницаемость материала пор,  $f_0$  – коэффициент заполнения ФК кремнием,  $G = 4\pi/\sqrt{3}a$  – длина вектора обратной решетки (отметим, что  $\mathbf{G}_{\Gamma-M} = \mathbf{G}_{\Gamma-M'}$ ). Численные расчеты выполнялись с учетом частотной дисперсии диэлектрической проницаемости кремния ( $\varepsilon_{\text{Si}} = \varepsilon_{\text{Si}}(\omega)$ ) [7]. Предполагалось, что поры структуры не заполнены каким-либо материалом ( $\varepsilon_{\text{pore}} = 1$ ). Расстояние между центрами пор  $a = 600$  нм, радиус пор  $R = 285$  нм.

Рассчитанные спектры брэгговского отражения от полубесконечного двумерного ФК с гексагональной решеткой представлены на рис. 2 сплошными кривыми (левая колонка) для трех углов падения  $\theta = 40^\circ$  (а),  $\theta = 60^\circ$  (б) и  $\theta = 80^\circ$  (в). Эти спектры сопоставляются с дисперсионными кривыми собственных мод (правая колонка – (а'), (б'), (в')), построенными для тех же значений углов  $\theta$ . По вертикальной оси на рис. 2 отложено безразмерное отношение  $a/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны света в вакууме. Вдоль горизонтальной оси правой колонки на рис. 2 отложено безразмерное отношение  $\text{Re}K_z/G$ , где  $\text{Re}K_z$  – проекция вещественной части волнового вектора моды на нормаль к поверхности.

Спектры отражения демонстрируют дублетную структуру, обусловленную многоволновым характером дифракции. Как и в случае опалоподобных ФК [4, 5], такая структура формируется за счет провала, который с увеличением угла  $\theta$  смещается в длинноволновую область спектра, в то время как основная полоса брэгговского отражения сдвигается в область коротких длин волн. Из сопоставления спектров отражения (рис. 2а, б, в) с соответствующими дисперсионными кривыми собственных мод



**Рис. 1.** Геометрия двумерной фотоннокристаллической структуры – (а).  $R$  – радиус цилиндрических пор в структуре,  $a$  – расстояние между ближайшими порами. Первая зона Бриллюэна гексагональной решетки – (б).



**Рис. 2.** Рассчитанные спектры брэгговского отражения (а), (б), (в) и соответствующие дисперсионные кривые (а'), (б'), (в') для собственных электромагнитных мод полубесконечного двумерного фотонного кристалла с гексагональной решеткой при трех углах падения  $\theta$ . Сплошные кривые описывают случай одновременной дифракции на двух системах кристаллических плоскостей: латеральных (параллельных поверхности) и наклонных по отношению к ним. Штриховые кривые соответствуют дифракции только на системе латеральных плоскостей.  $a$  – расстояние между ближайшими цилиндрическими порами в структуре,  $\lambda$  – длина волны света в вакууме,  $\text{Re}K_z$  – проекция вещественной части волнового вектора моды на нормаль к поверхности,  $G$  – минимальная длина вектора обратной решетки в направлении  $\Gamma$ - $M$  первой зоны Бриллюэна.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. Photonic crystals: molding the flow of light. Princeton: Princeton University Press, 2008. 286 p.
2. Sakoda K. Optical properties of photonic crystals. Berlin–Heidelberg–N.Y.: Springer, 2005. 253 p.

(рис. 2а', б', в') видно, что провал в контуре отражения возникает, когда возбуждаются дополнительные собственные моды, связанные с дифракцией электромагнитного поля на наклонных кристаллических плоскостях. В том случае, когда учитывается дифракция только на системе латеральных кристаллических плоскостей, дублетная структура не наблюдается, а контур отражения в пределах фотонной стоп-зоны представляет собой 100% плато (рис. 2, штриховые кривые).

Несмотря на общее качественное сходство обсуждаемой ситуации с той, которая имеет место в случае трехмерных опалоподобных ФК-структур (обладающих кубической гранцентрированной решеткой), энергетический спектр собственных мод двумерной структуры имеет свои специфические черты. Это связано как с различием в симметрии сравниваемых структур, так и с тем, что интересующий нас двумерный ФК на основе кремния обладает довольно высоким значением средней диэлектрической проницаемости  $\epsilon_0 = \epsilon_{\text{Si}}f_0 + \epsilon_{\text{pore}}(1 - f_0)$  и характеризуется очень сильным диэлектрическим контрастом. В частности, большое значение  $\epsilon_0$  приводит к тому, что угловые зависимости спектральных положений особенностей оказываются слабыми, а резонансная МБД наблюдается в существенно более широком диапазоне углов падения света.

Необходимо отметить, что существует максимальное значение  $\epsilon_0$ , ограничивающее возможность наблюдения эффектов резонансной МБД света. Как следствие, для наблюдения таких эффектов в оптических спектрах ФК-структур на основе кремния, обладающего высоким значением диэлектрической проницаемости, диаметр пор должен быть близок к расстоянию между ними ( $2R/a \approx 1$ ). Тем самым можно уменьшить коэффициент заполнения  $f_0$  структуры кремнием и, следовательно, значение средней диэлектрической проницаемости.

Работа выполнена при поддержке Программы развития Санкт-Петербургского государственного университета (НИР 11.37.23.2011).

3. *Van Driel H.M., Vos W.L.* Multiple Bragg wave coupling in photonic band-gap crystals // *Physical Review B*. 2000. V. 62. № 15. P. 9872–9875.
  4. *Sel'kin A.V.* Structural characterization of photonic crystals by Bragg reflection spectroscopy // *Proc. of 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*. St. Petersburg, 2004. P. 111–112.
  5. *Fedotov V.G., Sel'kin A.V., Ukleev T.A., Men'shikova A.Yu., Shevchenko N.N.* Resonant multiple diffraction of light in 3D opal-like photonic crystals // *Physica Status Solidi B*. 2011. V. 248. № 9. P. 2175-2179.
  6. *Жарова А.Ю., Федулова Г.В., Астрова Е.В., Балдычева А.В., Толмачев В.А., Перова Т.С.* Технология получения гетеропереходов в решетке двумерного фотонного кристалла на основе макропористого кремния // *Физика и техника полупроводников*. 2011. Т. 45. № 8. С. 1136-1143.
  7. *Hull R.* *Properties of Crystalline Silicon*. London: The Institution of Electrical Engineers. 1999. 1016 p.
-