

В. В. Ф и л а т о в

**УПРАВЛЯЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ
НА ОСНОВЕ ИСКУССТВЕННЫХ ОПАЛОВ,
ЛЕГИРОВАННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОМ**

Проанализированы условия распространения электромагнитных волн в искусственных опалах, заполненных сегнетоэлектриком. Установлен закон дисперсии света в кристаллах вдоль направления [111]. Определена зонная структура образцов. Рассчитаны спектры отражения с учетом неидеальности кристаллической решетки. Обнаружено согласие теоретических результатов с экспериментальными данными по спектрам отражения. Проанализированы электро- и термооптические эффекты в опалах с титанатом бария. Предложено применение фотонных кристаллов в качестве управляемых оптических вентиляей.

E-mail: filatov-vladimir@yandex.ru

Ключевые слова: фотонный кристалл, опал, глобулы, сегнетоэлектричество, дисперсия, распределение, эффект Погкельса, эффект Керра, закон Кюри – Вейсса, оптический вентиль.

Композиционные материалы уже давно применяются во всех областях науки и техники. Сочетание разнородных веществ в одной структуре формирует свойства, количественно и качественно отличающиеся от свойств каждого из компонентов. Ярчайший пример использования микрокомпозитов – интегральные схемы электронно-вычислительных устройств, содержащие почти 4 млрд транзисторов на кристалле [1].

По аналогии с полупроводниковыми материалами, в которых существуют разрешенные и запрещенные зоны для энергий носителей заряда, разработаны вещества с разрешенными и запрещенными зонами для энергий фотонов – «фотонные кристаллы» [2, 3]. Типичным примером фотонного кристалла является искусственный опал, структура которого представляет собой гранцентрированную кубическую решетку (ГЦК-решетку) глобул (шаров) кремнезема (SiO_2). Присутствующие в образце межглобулярные пустоты – поры – имеют размер ≈ 50 нм, что позволяет ввести в них наночастицы легирующего компонента. Легирование фотонного кристалла различными внедрениями представляет интерес в связи с возможностью управления его нелинейно-оптическими свойствами. Одним из наиболее перспективных легирующих агентов являются материалы сегнетоэлектрического типа, в частности, титанат бария. Кристаллическая модификация

титаната бария со структурой перовскита является сегнетоэлектриком, обладающим фоторефрактивным и пьезоэлектрическим эффектом [4]. Следовательно, соответствующим воздействием на образец можно настроить характеристики фотонного кристалла на требуемый режим работы.

Несмотря на чрезвычайную актуальность задачи (разработка оптоэлектронных устройств нового поколения и в частности оптических вычислительных устройств) до настоящего времени свойства глобулярных фотонных кристаллов (ГФК) еще мало изучены. В связи с этим целью настоящего исследования является теоретический анализ и экспериментальное изучение оптических свойств фотонных кристаллов опалового типа, легированных наночастицами титаната бария BaTiO_3 .

Теоретический анализ. Для построения математической модели распространения электромагнитных волн в фотонном кристалле можно использовать разные подходы. Один из них – рассмотрение группы Ли ГФК с построением соответствующего инфинитезимального оператора – позволяет непосредственно получить искомое дисперсионное уравнение [5]. Другой подход предполагает, что процесс рассеяния фотона на глобулах можно рассматривать с позиций теории случайного блуждания [6] по трехмерной решетке, образованной глобулами опала. В этом случае удастся восстановить вид соответствующей волновой функции в координатном представлении. Переход во взаимный базис в обратном пространстве задает псифункцию в импульсном представлении, т. е. дает решение дисперсионного уравнения. Наконец, наиболее простой с идеологической точки зрения путь заключается в использовании метода оптической матрицы переноса [7]. Этот подход основывается на приближении реального фотонного кристалла моделью слоистой среды. Фундамент теории составляет классическая система уравнений Максвелла, дополненная периодическими граничными условиями. Система линейных дифференциальных уравнений записывается в матричном виде, дисперсионное соотношение выводится как условие разрешимости системы. Собственные функции соответствующей матрицы уравнений (называемой матрицей переноса) являются, по сути, Блоховскими волнами, т. е. задают вид искомого решения.

Ввиду ограниченности объема публикации не представляется возможным изложить подробный вывод дисперсионного уравнения, поэтому приведем лишь конечный результат. В направлении нормали к естественной грани роста (111) кристалла могут распространяться только волны, подчиняющиеся условию

$$\cos k_1 a_1 \cos k_2 a_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \sin k_1 a_1 \sin k_2 a_2 = \cos ka. \quad (1)$$

Величины, входящие в (1), имеют следующий физический смысл: $i = 1$ – индекс, относящийся к SiO_2 (опаловой матрице); $i = 2$ – индекс, соответствующий заполненным порам; $n_1 = n_1(\omega)$ – показатель преломления кремнезема; $n_2 = n_2(\omega)$ – показатель преломления вещества в порах; η – коэффициент пористости образца; D – диаметр глобул

кварца; $a = D\sqrt{\frac{2}{3}}$ – эффективный период ГФК в направлении [111];

$a_1 = (1 - \eta)a$ и $a_2 = \eta a$ – эффективные периоды слоев композита; ω_i – циклическая частота электромагнитной волны; $k_i(\omega) = \omega n_i / c_0$ – волновой вектор в i -й среде; $c_0 = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме.

Подстановка параметров исследуемых фотонных кристаллов в уравнение (1) приводит к равенству

$$\begin{aligned} & \cos \left[\frac{\omega n_1(\omega)}{c_0} (1 - \eta) D \sqrt{\frac{2}{3}} \right] \cos \left[\frac{\omega n_2(\omega)}{c_0} \eta D \sqrt{\frac{2}{3}} \right] - \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1(\omega)}{n_2(\omega)} + \frac{n_2(\omega)}{n_1(\omega)} \right) \sin \left[\frac{\omega n_1(\omega)}{c_0} (1 - \eta) D \sqrt{\frac{2}{3}} \right] \sin \left[\frac{\omega n_2(\omega)}{c_0} \eta D \sqrt{\frac{2}{3}} \right] = \\ & = \cos \left[k(\omega) D \sqrt{\frac{2}{3}} \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

В работе [8] приводятся следующие данные по аморфному кварцу, образующему матрицу композита (здесь и далее λ задается в микрометрах):

$$n_1(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{0,6961663 \lambda^2}{\lambda^2 - 0,0684043^2} + \frac{0,4079426 \lambda^2}{\lambda^2 - 0,1162414^2} + \frac{0,8974794 \lambda^2}{\lambda^2 - 9,896161^2}}. \quad (3)$$

В силу технологических ограничений сегнетоэлектрик в поры опала можно ввести лишь в качестве взвеси. Поэтому необходимо рассматривать n_2 не как показатель преломления BaTiO_3 , а как показатель преломления водной взвеси указанного вещества. В соответствии с законом аддитивности диэлектрической проницаемости дисперсия системы, введенной в поры опала, определяется следующим образом:

$$n_2 = \sqrt{C n_{\text{BaTiO}_3}^2 + (1 - C) n_{\text{H}_2\text{O}}^2}. \quad (4)$$

Здесь C – удельная объемная доля титаната бария в порах, n_{BaTiO_3} и $n_{\text{H}_2\text{O}}$ – показатели преломления BaTiO_3 и H_2O соответственно.

Показатель преломления титаната бария, в соответствии с [9], равен

$$n_{\text{BaTiO}_3} = \sqrt{1 + \frac{4,187 \lambda^2}{\lambda^2 - 0,223^2}}. \quad (5)$$

По данным [10], показатель преломления воды определяется следующим образом:

$$n_{\text{H}_2\text{O}} = \left(1 + \frac{5,66695982 \cdot 10^{-1} \lambda^2}{\lambda^2 - 5,084151894 \cdot 10^{-3}} + \frac{1,731900098 \cdot 10^{-1} \lambda^2}{\lambda^2 - 1,818488474 \cdot 10^{-2}} + \frac{2,095951857 \cdot 10^{-2} \lambda^2}{\lambda^2 - 2,625439472 \cdot 10^{-2}} + \frac{1,12522840610^{-1} \lambda^2}{\lambda^2 - 1,073842352 \cdot 10^1} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Подстановка материальных соотношений (3) – (6) в формулу (2) приводит дисперсионное уравнение к окончательному виду, не приводимому здесь по причине его громоздкости. Разрешение полученного равенства относительно $\omega(k)$ не представляется возможным, поэтому используется обратная функция: $k = k(\omega)$.

На основе полученной зависимости можно теоретически вычислить наблюдаемые оптические характеристики изучаемого фотонного кристалла. Так, показатель преломления образца определяется выражением

$$n(\omega) = \frac{ck(\omega)}{\omega}. \quad (7)$$

Теоретический спектр отражения электромагнитных волн кристаллом задается формулами Френеля [11], которые в случае нормального падения излучения записываются следующим образом:

$$R_s(\omega) = R_p(\omega) = R(\omega) = \left| \frac{n(\omega) - 1}{n(\omega) + 1} \right|^2. \quad (8)$$

При этом, естественно, если частота света лежит в запрещенной области (что соответствует мнимому решению уравнения (2)), то $R(\omega) = 1$.

Методика эксперимента. Экспериментальные исследования образцов искусственных опалов проводились при помощи установки, схема которой представлена на рис. 1. Свет от источника опорного излучения 1 (галогенной лампы) по оптоволокну 2 направлялся на фокусирующую систему 3, состоящую из двух двояковыпуклых линз с размещенной между ними диафрагмой, и попадал в кювету

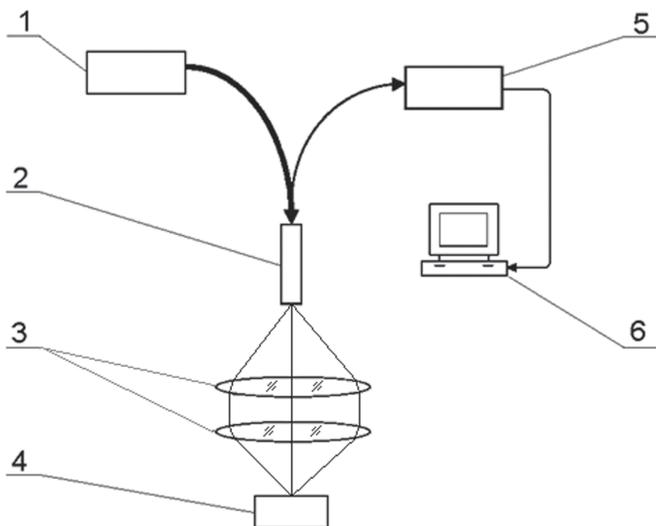


Рис. 1. Установка для регистрации спектров отражения:

1 – источник излучения; 2 – световод; 3 – система фокусировки; 4 – кювета с образцом; 5 – спектрометр; 6 – компьютер

с образцом 4. Отраженное излучение фокусировалось обратно системой 3 и по световоду подавалось на вход спектрометра 5, подключенного к компьютеру 6.

Для устранения паразитного отражения от галогенной лампы, возникающего из-за неоднородностей поверхности образца, вклад паразитного отражения вычитался из наблюдаемого спектра. Погрешности, связанные с возможным различием времен экспозиции, устранялись нормировкой полученных спектров на единицу. В силу высокой чувствительности установки спектры имели зашумленный характер, поэтому для выделения сигнала использовались специальные алгоритмы фильтрации шумов, основанные на нелинейной аппроксимации данных, встроенные в пакет численного анализа данных Origin [12].

Объектом нашего исследования явились искусственные опалы с диаметром глобул $D = 250$ нм и коэффициентом пористости $\eta = 0,26$ (что соответствует ГЦК-решетке). На первом этапе эксперимента был осуществлен спектральный анализ образца, в порах которого находилась дистиллированная вода. Затем кристалл пропитывался водной взвесью наночастиц BaTiO_3 , проникающих в поры опала через каналы размером около 10 нм [13]. Таким образом обеспечивалось введение наночастиц диаметром не более 10 нм. Окончательно, удельная концентрация титаната бария в водной взвеси составила значение $C = 0,9$. В обоих случаях спектры отражения регистрировались в направлении [111] при 180-градусной схеме регистрации отраженного излучения.

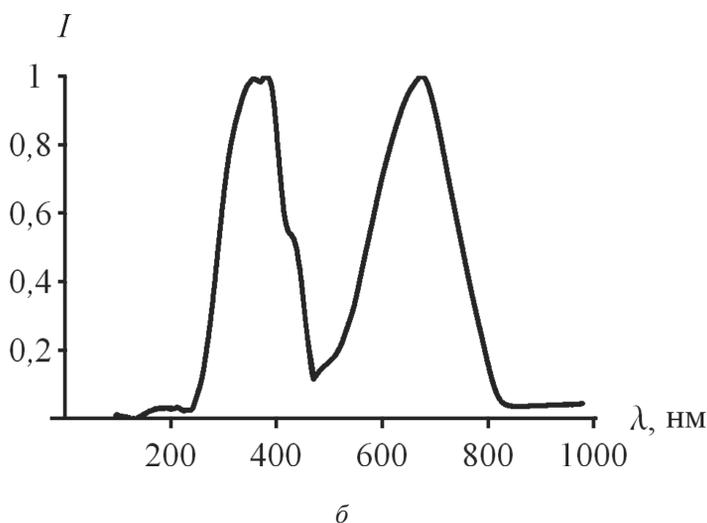
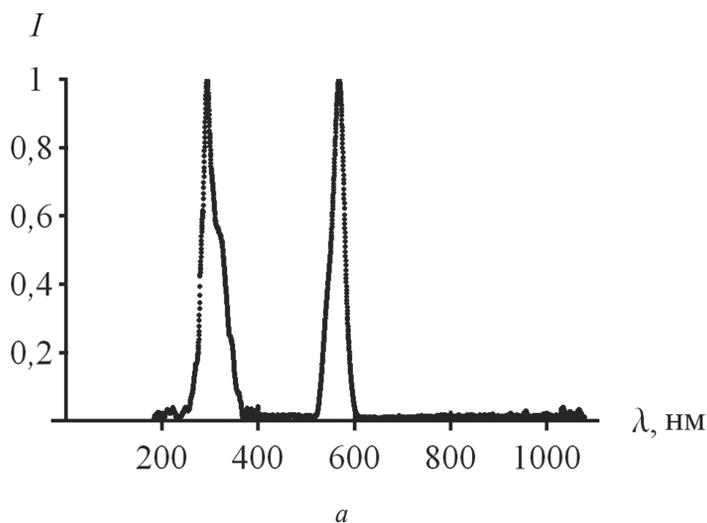
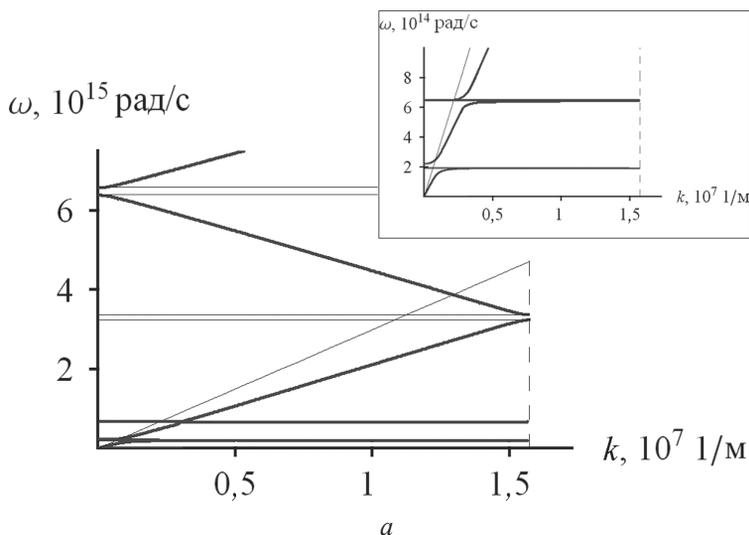


Рис. 2. Нормированные спектры отражения искусственных опалов:

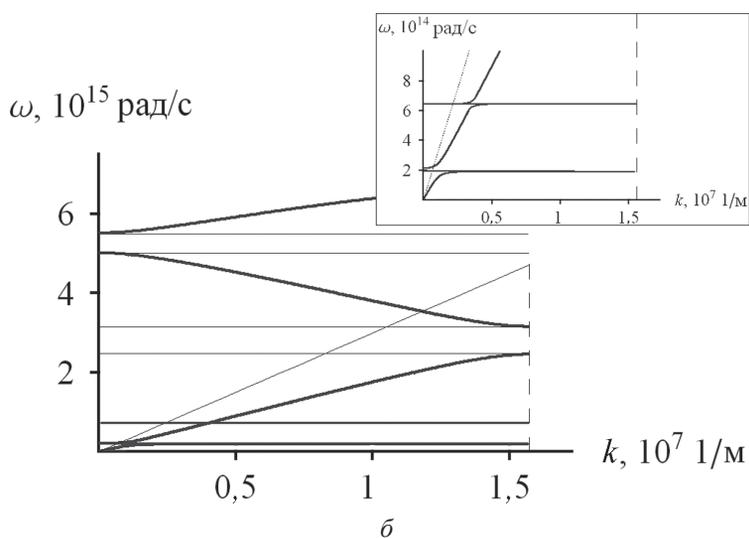
a – спектр исходного опала; *б* – спектр образца, заполненного водной взвесью наночастиц BaTiO_3

Результаты спектрального анализа образцов представлены на рис. 2. При этом полосы, присутствующие в отраженном спектре, отражают положения запрещенных зон в исследуемых фотонных кристаллах.

Сопоставление теории с экспериментом. На рис. 3 изображены рассчитанные в соответствии с предложенной математической моделью зонные структуры как исходного *a*, так и легированного *б* образцов. На врезках приведены увеличенные фрагменты в области низких частот. Прерывистой линией отмечен край первой зоны Бриллюэна. Сплошной линией обозначен график дисперсии электромагнитных волн в вакууме: $\omega = ck$. Отмечены также положения первой и второй



a



б

Рис. 3. Рассчитанная зонная структура образцов:

a – исходный опал; *б* – кристалл, заполненный водной взвесью наночастиц BaTiO₃

энергетических щелей в зонной структуре, которые для удобства сведены в табл. 1. Здесь и далее нумерация краев зон ведется от менее к более высоким частотам (соответственно, энергиям).

Результаты расчетов спектров отражения по предложенной формуле (8) в сопоставлении с экспериментальными данными представлены на рис. 4.

Как видно из приведенных рисунков, предложенная модель позволяет с достаточной степенью точности определить положения запрещенных зон в образце, хотя согласие формы рассчитанных спектров с экспериментально измеренными довольно посредственное. Дело

Положения краев запрещенных зон в исследуемых образцах

Тип образца	Первая запрещенная зона		Вторая запрещенная зона	
	ω_1 , 10^{15} рад/с	ω_2 , 10^{15} рад/с	ω_3 , 10^{15} рад/с	ω_4 , 10^{15} рад/с
Исходный опал	3,17	3,30	6,26	6,43
ГФК с ВаTiO ₃	2,41	3,10	4,93	5,43

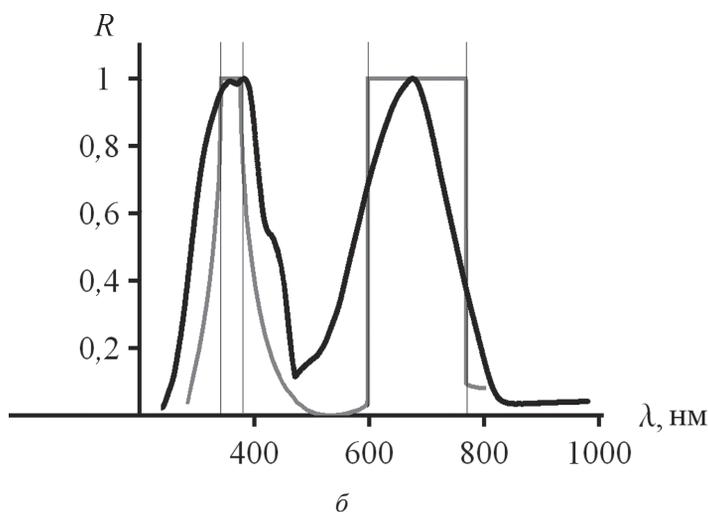
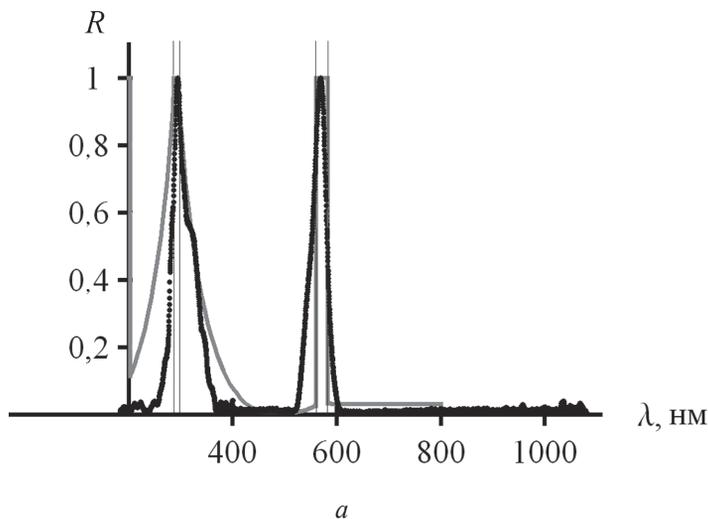


Рис. 4. Рассчитанные спектры фотонных кристаллов в сопоставлении с экспериментальными данными:

a – исходный опал; *б* – ГФК с ВаTiO₃

в том, что наши реальные кристаллы неидеальны, и для устранения несоответствия необходимо учитывать дисперсию размеров глобул в реальном фотонном кристалле.

Пусть a – случайный период решетки (для каждой элементарной ячейки свой), имеющий некоторое распределение, задаваемое функцией плотности вероятности $p(a)$. Тогда, поскольку $k = k(\omega, a)$, то волновое число k также является случайной величиной, а значит, и коэффициент отражения

$$R(\omega) = R(\omega, a) = \left[\frac{ck(\omega, a) / \omega - 1}{ck(\omega, a) / \omega + 1} \right]^2 \quad (9)$$

это случайная функция, поскольку зависит от случайной величины.

Как известно из теории вероятностей [14], если случайная величина ζ имеет плотность распределения $f_\zeta(x)$ и функция g монотонна, то случайная величина $\eta = g(\zeta)$ имеет следующую плотность распределения:

$$f_\eta(x) = (g^{-1}(x))' f_\zeta(g^{-1}(x)). \quad (10)$$

В данной формуле g^{-1} – функция, обратная к g , и $(g^{-1}(x))'$ – ее производная. Исходя из приведенного выше, функция плотности вероятности величины R вычисляется следующим образом:

$$p_R(\omega, a) = \frac{\partial}{\partial a} (R^{-1}(\omega, a)) p_a(R^{-1}(\omega, a)). \quad (11)$$

Следовательно, наблюдаемый спектр можно определить по формуле

$$R(\omega) = \int_{\Omega_R} R(\omega, a) p_R(\omega, a) dR(\omega, a) = \int_{\Omega_a} R(\omega, a) p_a(\omega, a) da. \quad (12)$$

Интегрирование в (12) идет по всем возможным значениям соответствующих случайных величин. Здесь уместна аналогия с квантовой механикой, где среднее значение некоторой физической величины с соответствующим оператором F определяется как $\bar{F} = \langle \Psi | F | \Psi \rangle = \int_{\Omega} \Psi^* F \Psi d\bar{x}$, с учетом того, что $\Psi^*(\bar{x})\Psi(\bar{x}) = p(\bar{x})$ – функция плотности вероятности.

В силу соотношений (2) – (8) взятие интеграла в (12) представляет существенные трудности, поэтому в данной работе его анализировали численно. Необходимо отметить, что область допустимых значений параметра a – вся положительная полуось, т. е. $\Omega_a = (0; \infty)$.

Из-за невозможности численного интегрирования до бесконечности воспользуемся неравенством Чебышева [14], согласно которому, если случайная величина a имеет конечные математическое ожидание m и дисперсию σ^2 , то вероятность отклонения от среднего на величину, большую некоторого наперед заданного $\varepsilon > 0$,

$$P(|a - m| \geq \varepsilon) \leq \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2}. \quad (13)$$

Таким образом, вместо интегрирования (12) по a от нуля до бесконечности можно обойтись конечными пределами ($m - \zeta\sigma$, $m + \zeta\sigma$), причем в общем случае ошибка составит $O(\zeta^{-2})$.

В силу большого количества факторов, влияющих на характерный размер, можно полагать, что локально распределение мало отличается от гауссовского, т. е.

$$p(a) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(a-m)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (14)$$

Окончательно, с учетом «правила трех сигм» [14], снижающего вероятность (13) отклонения от среднего до 0,3 %,

$$R(\omega) \cong \int_{m-3\sigma}^{m+3\sigma} \left[\frac{k(\omega) - \omega/c}{k(\omega) + \omega/c} \right]^2 \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(a-m)^2}{2\sigma^2}\right] da. \quad (15)$$

В приведенном соотношении параметры распределения (m , σ) зависят от конкретного образца, т. е. являются феноменологическими. В силу граничности решетки средний характерный период кристалла $m = \langle D \rangle \sqrt{\frac{2}{3}}$. Величина σ определяет среднеквадратичное отклонение реального периода a от среднего m и заранее не известна. Поэтому была проведена серия расчетов спектров отражения ГФК при различных значениях σ . Оказалось, что наилучшее совпадение с данными спектрального анализа реализуется при $\sigma = 5$ нм. При этом рассчитанные спектры практически совпадают с измеренными экспериментально и потому не приведены.

Электрооптические эффекты в фотонном кристалле с BaTiO_3 . Как известно, титанат бария может существовать в нескольких модификациях. Так, при температуре выше $T_C \approx 120$ °С материал находится в кубической (параэлектрической) фазе с группой симметрии $R\bar{3}m$, при температуре от 5 до 120 °С вещество пребывает в тетрагональной полярной (сегнетоэлектрической) фазе с группой $R4mm$, при температуре от -90 до 5 °С фаза вещества орторомбическая полярная

(Атм2) и, наконец, при криогенных температурах решетка титаната бария ромбоэдрическая полярная (R3m) [15].

Таким образом, при температурах ниже точки Кюри в титанате бария проявляется линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса), а выше T_c в силу центральной симметричности среды постоянные Поккельса обращаются в нуль и главную роль начинает играть квадратичный эффект (Керра) [16].

Математически электрооптические эффекты описываются изменением оптической индикатрисы кристалла – эллипсоида показателей преломления, который в главной кристаллографической системе координат имеет вид

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1. \quad (16)$$

Здесь x , y и z – главные оси кристалла,

$$a_{10} = 1/n_x^2, a_{20} = 1/n_y^2, a_{30} = 1/n_z^2. \quad (17)$$

Внешнее электрическое поле приводит к перераспределению связанных зарядов и деформации ионной решетки, что сопровождается изменением положения индикатрисы. Опуская выкладки [7], окончательно получаем, что в случае линейного эффекта

$$a_k - a_k^{(0)} = r_{k1}E_x + r_{k2}E_y + r_{k3}E_z, \quad k = 1 \dots 6. \quad (18)$$

Коэффициенты r_{ki} называют постоянными Поккельса, для $\lambda = 515$ нм [9]

$$r_{13} = (19,5 \pm 1) \cdot 10^{-12} \text{ м/В}, r_{33} = (97 \pm 7) \cdot 10^{-12} \text{ м/В}, r_c = (76 \pm 7) \cdot 10^{-12} \text{ м/В}.$$

Аналогично в случае квадратичного электрооптического эффекта

$$a_k - a_k^{(0)} = s_{k1}E_x^2 + s_{k2}E_y^2 + s_{k3}E_z^2, \quad k = 1 \dots 6. \quad (19)$$

При этом постоянные Керра, $\text{м}^2/\text{В}$, следующие [7]:

$$s_{11} - s_{12} = 2 \, 290 \cdot 10^{-18},$$

$$n_0^3 (s_{11} - s_{12}) = 72 \, 000 \cdot 10^{-18}, n_0^3 s_{44} = 44 \, 000 \cdot 10^{-18}.$$

В рассматриваемом одномерном приближении слоистой среды с учетом (16) равенства (18) и (19) можно преобразовать следующим образом. Линейный эффект описывается выражением

$$n = n^{(0)} - \frac{1}{2} \left(n^{(0)} \right)^3 r_{33} E. \quad (20)$$

Формула для квадратичного эффекта принимает вид

$$n = n^{(0)} - \frac{1}{2} \left(n^{(0)} \right)^3 s_{12} E^2. \quad (21)$$

Итак, установим, как изменятся спектры образцов опалов с титаном бария под влиянием внешних электрических полей. Чтобы не слишком загромождать работу, приведем только окончательные результаты, сведенные в табл. 2

Таблица 2

Влияние электрического поля на положение запрещенных зон в образцах ГФК

Сингония BaTiO ₃	Напряженность внешнего поля E , кВ/м	Первая запрещенная зона		Вторая запрещенная зона	
		λ_1 , нм	λ_2 , нм	λ_3 , нм	λ_4 , нм
тетрагональная	1	782,129	608,349	382,095	346,751
	10	782,128	608,349	382,095	346,750
	100	782,115	608,348	382,091	346,747
	1 000	781,988	608,336	382,053	346,707
	10 000	780,715	608,223	381,668	346,315
	100 000	768,015	607,109	377,713	342,397
кубическая	1	782,129	608,349	382,096	346,751
	10	782,129	608,349	382,095	346,751
	100	782,096	608,346	382,085	346,741
	1 000	778,792	608,052	381,083	345,722
	10 000	589,672	487,491	284,124	294,315

На основе результатов, представленных в табл. 2, можно констатировать, что в фотонном кристалле с титаном бария, помещенном в сильные электрические поля, происходит изменение зонной структуры. Это проявляется прежде всего в сдвиге положения энергетических щелей зонной структуры образцов в коротковолновую область с одновременным изменением протяженности самих запрещенных зон.

Следовательно, направив на такой фотонный кристалл луч лазера, можно добиться требуемого положения энергетических щелей. Тем самым открываются возможности управления спектром пропускания

фотонного кристалла, что позволяет использовать искусственные опалы в качестве управляемых оптических фильтров.

Необходимо отметить, что в реальных образцах электрооптический сдвиг отличается от рассчитанного. По-видимому, дело в том, что представленная теория описывает «чистые» электрооптические феномены, в то время как на практике существенную роль играет обратный пьезоэлектрический эффект, вызывающий электро- и магнитострикцию. При этом происходит дополнительное изменение эллипсоида показателя преломления, что усиливает влияние внешнего поля. Анализ этих факторов остается за рамками данной работы.

Термооптический эффект. Еще одним перспективным способом управления положением запрещенных зон в фотонных кристаллах с сегнетоэлектриком является воздействие температурным полем. Температурная зависимость поляризуемости сегнетоэлектрика, как известно, задается законом Кюри – Вейсса. В книге [17] приводятся экспериментальные данные, в соответствии с которыми температурное поведение показателя преломления титаната бария ниже точки Кюри хорошо аппроксимируется следующей формулой (T , °C):

$$n_{\text{BaTiO}_3}(T) = 2,36 - \frac{0,13}{T - 120}. \quad (22)$$

Таблица 3

Влияние температуры на зонную структуру ГФК с BaTiO₃

T , °C	Первая запрещенная зона		Вторая запрещенная зона	
	λ_1 , нм	λ_2 , нм	λ_3 , нм	λ_4 , нм
20	803,36	609,32	367,85	329,33
40	803,44	609,33	367,87	329,34
60	803,58	609,33	367,91	329,36
80	803,85	609,36	367,97	329,41
100	804,67	609,42	368,17	329,54
110	806,32	609,56	368,57	329,80
118	819,51	610,62	371,71	331,97
119	836,13	612,01	375,53	334,79

Результаты расчетов зонной структуры образцов с использованием приведенной формулы представлены в табл. 3. Видно, что при

температурах порядка 120 °С происходит резкое расширение запрещенных зон. Данный эффект может быть использован для искусственного регулирования спектральной ширины запрещенных зон, что является особенно актуальным при разработке управляемых оптических вентилях на базе фотонных кристаллов.

Влияние концентрации сегнетоэлектрика на зонную структуру фотонного кристалла. Как выяснилось в процессе математического моделирования, введение в поры опала взвесей различной концентрации предоставляет уникальную возможность для управления зонной структурой фотонных кристаллов с сегнетоэлектриком (табл. 4). Так, при концентрации $C = 10\%$ титаната бария ширина запрещенных зон становится очень узкой (несколько нанометров). Полученные результаты могут быть использованы при разработке узкополосных зеркал с управляемой областью отражения.

Таблица 4

Влияние концентрации C BaTiO_3 на положение запрещенных зон ГФК

C	Первая запрещенная зона		Вторая запрещенная зона	
	λ_1 , нм	λ_2 , нм	λ_3 , нм	λ_4 , нм
0	593,96	571,22	301,13	293,04
0,1	599,27	595,54	313,82	306,46
0,2	625,73	597,13	328,33	311,75
0,3	650,88	598,74	339,82	317,00
0,4	674,91	600,36	349,41	322,19
0,5	697,98	602,01	357,65	327,30
0,6	720,2	603,67	364,89	332,34
0,7	741,68	605,35	371,32	337,30
0,8	762,48	607,05	377,11	342,18
0,9	782,67	608,77	382,36	346,99
1,0	802,31	610,5	387,16	351,72

Выводы. При введении сегнетоэлектрика в поры опалового фотонного кристалла происходит значительная модификация спектра отражения полученного композитного материала, во-первых, за счет сдвига положений энергетических щелей в зонной структуре образцов; во-вторых, вследствие расширения запрещенных зон (см. рис. 2).

Проведено сопоставление предсказаний предложенной теории с данными спектрального анализа и установлено соответствие теории и эксперимента. На базе предложенной модели для изучаемых фотонных кристаллов определены зонная структура образцов, дисперсионные зависимости показателя преломления и коэффициента отражения электромагнитного излучения от поверхности кристаллов. Рассчитаны электрооптические и термооптические эффекты в искусственных опалах, легированных титанатом бария.

Впервые произведен расчет первых двух энергетических щелей в зонной структуре глобулярного фотонного кристалла, заполненного наночастицами сегнетоэлектрика. Развита теория с учетом дисперсионных свойств как самой опаловой матрицы, так и остальных компонентов системы (воды, титаната бария). Предложенная модель позволила объяснить наблюдаемые особенности спектров отражения исследуемых фотонных кристаллов.

Необходимо отметить, что фотонные кристаллы на основе искусственных опалов предоставляют уникальные возможности для квантовой электроники и фотоники. На их основе возможна реализация антиотражающих покрытий, оптических химических сенсоров, селективных источников узкополосного излучения и т. п. [18].

Значительным практическим потенциалом обладают опалы, поры которых заполнены сегнетоэлектриком. В этом случае, воздействуя на кристалл внешними электромагнитными или тепловыми полями, возможна регулировка положения запрещенных фотонных зон в образце путем изменения интенсивности воздействия. Это позволяет создать регулируемый оптический вентиль, являющийся сердцем оптического компьютера [19].

Благодаря этим уникальным свойствам, с фотонными кристаллами связывают возможные революционные события в технике оптической связи, физике лазеров и оптической компьютерной технологии.

Автор благодарит своего научного руководителя – доктора физико-математических наук, профессора В.С. Горелика – за помощь в подготовке материалов данной работы.

Исследование проведено при поддержке Минобрнауки РФ (гос. контракт № 16.513.11.3116), Программы президиума РАН № 22, а также РФФИ (гранты № 10-02-00293, 10-02-90042, 10-02-90404, 11-02-00164 и 11-02-12092).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stratix V FPGAs: Built for Bandwidth [Electronic resource]. URL: <http://www.altera.com/devices/fpga/stratix-fpgas/stratix-v/stxv-index.jsp> (date of access: 23.02.2012).

2. Y a b l o n o v i t c h E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // Physical Review Letters. – 1987. – Vol. 58 (20). – P. 2059–2062.
3. J o h n S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices // Physical Review Letters. – 1987. – Vol. 58 (23). P. 2486–2489.
4. Желудев И. С. Основы сегнетоэлектричества. – М.: Атомиздат, 1973. – 471 с.
5. Б о с с В. Лекции по математике. Т. 8. Теория групп. – М.: КомКнига, 2007. – 216 с.
6. D o y l e P., S n e l l J. Random walks and electric networks // arXiv:math/0001057v1 [Electronic resource]. URL: <http://arxiv.org/abs/math/0001057> (date of access: 27.02.2012).
7. Y a r i v A., Y e h P. Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation. Hoboken, New Jersey: John Wiley and Sons, 2003. – 604 p.
8. M a l i t s o n I. H. Interspecimen Comparison of the Refractive index of Fused Silica // Journal of the Optical Society of America. – 1965. – Vol. 55 (10). – P. 1205–1209.
9. B a s s M., D e C u s a t i s C., E n o c h J., L a k s h m i n a r a y a n a n V., L i G., M a c D o n a l d C., M a h a j a n V., V a n S t r y l a n d E. Handbook of Optics, Third Edition. Volume IV: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics (set). New York et al.: McGraw-Hill Professional, 2009. – 1152 p.
10. D a i m o n M., M a s u m u r a A. Measurement of the refractive index of distilled water from the near-infrared region to the ultraviolet region// Applied Optics. – 2007. – Vol. 46 (18). – P. 3811–3820.
11. F r e s n e l M. A. Mémoire sur la diffraction de la lumière // Mémoires de l'Académie des Sciences. 1819. – Vol. 5. – P. 339–476.
12. OriginLab – Origin and Origin Pro – Data Analysis and Graphing Software [Electronic resource]. URL: <http://www.originlab.com/> (date of access: 22.02.2012).
13. G o r e l i k V. S. et al. Laser implantation of sodium nitrite ferroelectric into pores of synthetic opal // Journal of Russian Laser Research. – 2010. – Vol. 31 (1). – P. 80–91.
14. К о л м о г о р о в А. Н. Теория вероятностей и математическая статистика. – М.: Наука, 1986. – 535 с.
15. В е н е в ц е в Ю. Н., П о л и т о в а Е. Д., И в а н о в С. А. Сегнето- и антисегнетоэлектрики семейства титаната бария. – М.: Химия, 1985. – 256 с.
16. С о н и н А. С., В а с и л е в с к а я А. С. Электрооптические кристаллы. – М.: Атомиздат, 1971. – 326 с.
17. И о н а Ф., Ш и р а н е Д. Сегнетоэлектрические кристаллы; Пер. с англ. – М.: Мир, 1965. – 555 с.
18. Г о р е л и к В. С. Оптика глобулярных фотонных кристаллов // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 5. – С. 409–432.
19. A s a k a w a K. et al. Photonic crystal and quantum dot technologies for all-optical switch and logic device // New Journal of Physics. 2006. – Vol. 8. – P. 208. doi:10.1088/1367-2630/8/9/208

Статья поступила в редакцию 30.05.2012