

ОПТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ЭФФЕКТА БОРМАНА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

М.В. Богданова, Ю.Е. Лозовик, С.Л. Эйдерман

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия
e-mail: bogdanova@kintech.ru

С помощью численного моделирования получены спектры отражения и поглощения для электромагнитной волны, падающей на фотонный кристалл, имеющий структуру опала с гранецентрированной решеткой, в узлах которой помещены двухслойные металло-диэлектрические шары. Исследована зависимость коэффициентов отражения и поглощения фотонного кристалла от угла падения волны на поверхность кристалла. Обнаружена область значений длин волн и углов падения волны, при которых поглощение резко изменяется при небольшом изменении этих параметров. Проведен анализ возникновения пиков в спектре поглощения фотонного кристалла и сравнение с поведением приведенной плотности состояний. Получено пространственное распределение амплитуды энергии электрического поля внутри каждого слоя фотонного кристалла для углов падения 23° и 30° на длине волны 455 нм. Показано, что в максимуме поглощения наблюдаются острые максимумы энергии электромагнитного поля, локализованные на поверхности поглощающих металлических шаров. В то же время, в минимуме поглощения максимумы распределения поля в каждом из пяти слоев локализованы в основном между узлами решетки фотонного кристалла. Проведена аналогия с эффектом Бормана, наблюдаемым в рентгенокопии.

Введение

Фотонные кристаллы [1] представляют собой, как правило, искусственные структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости на масштабах, сопоставимых с длиной электромагнитной волны в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Благодаря периодичности среды, распространение излучения внутри фотонного кристалла становится похожим на движение электрона внутри обычного кристалла под действием периодического потенциала. Поэтому электромагнитные волны в фотонных кристаллах имеют зонный спектр и координатную зависимость, аналогичную блоховским волнам электронов в обычных кристаллах. В частности, указанная периодичность обуславливает возникновение фотонной запрещенной зоны –

спектральной области, зависящей от геометрических параметров фотонного кристалла и от свойств материала [2], внутри которой распространение света в фотонном кристалле подавлено во всех (полная фотонная запрещенная зона) или в некоторых выделенных направлениях.

Фотонные кристаллы интересны как с фундаментальной точки зрения (например, для управления квантово-электродинамическими процессами), так и для многочисленных приложений. На основе фотонных кристаллов могут быть созданы оптические фильтры [3], волноводы [4], устройства, позволяющие осуществлять управление тепловым излучением [5–7].

В настоящей работе рассматривается фотонный кристалл, имеющий структуру опала с гранецентрированной решеткой, в узлах которой помещены двухслойные

металло-диэлектрические сферы. Выбор такой структуры фотонного кристалла был обусловлен в основном тем, что подобная геометрия дает достаточно явно проявленный спектр с характерными пиками поглощения, резко изменяющимися в зависимости от угла падающей волны (см. ниже).

Используя слойный метод Корринга-Кона-Ростокера (LKKR, от англ. Layered Korringa-Kohn-Rostoker method), мы вычислили спектры отражения и поглощения для s-поляризованной электромагнитной волны, падающей на фотонный кристалл с указанной структурой, и исследовали зависимость этих коэффициентов от угла падения электромагнитной волны на поверхность кристалла. Мы обнаружили диапазон длин волн λ , при которых изменение угла падения к нормали θ в узком диапазоне приводит к резкому изменению коэффициента поглощения в фотонном кристалле.

Используя прямое численное решение уравнений Максвелла во временной форме (FDTD), мы нашли распределение интенсивности электрического поля внутри фотонного кристалла для углов 23° и 30° на длине волны 455 нм и показали, что максимуму поглощения отвечают острые максимумы интенсивности в пространственном распределении электрического поля, локализованные у поверхности поглощающих металлических ядер. В то же время, в минимуме поглощения максимумы распределения поля локализованы строго между узлами решетки фотонного кристалла. Мы проанализировали аналогию предсказанного эффекта с эффектом Бормана, известным в рентгеновской спектроскопии обычных кристаллов.

Методы расчета

Метод LKKR [8-10] основан на теории многократного рассеяния электромагнитных волн и предназначен для вычисления спектральных характеристик структур с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницае-

мостью (например, фотонных кристаллов). Рассмотрим трехмерную периодическую структуру, имеющую бесконечные размеры в двух измерениях (напр., X и Y) и обладающую конечной толщиной в третьем измерении (Z). В Z-измерении производится разбиение структуры на слои, каждый из которых представляет собой двумерную решетку. Разложение электрического и магнитного полей, входящих в уравнения Максвелла, проводится следующим образом: на первом этапе решается задача рассеяния плоской электромагнитной волны на одной сфере, при этом производится разложение волны по векторным сферическим функциям с учетом граничных условий на поверхности сферы; на втором этапе учитывается двумерная кристаллическая симметрия слоя. В результате находится матрица перехода, которая преобразует электромагнитное поле до слоя в поле после слоя. Вышеописанная процедура повторяется для каждого следующего слоя и результирующая матрица перехода преобразует электромагнитное поле до структуры в поле после структуры. И, наконец, вычисление потока энергии отраженного (прошедшего) поля до (после) структуры дает коэффициенты прохождения, отражения и поглощения.

Пространственное распределение полей внутри фотонного кристалла рассчитывалось методом FDTD [11-13], основанном на численной дискретизации уравнений Максвелла, записанных в дифференциальной пространственно-временной формулировке. Сетки для вычисления электрического и магнитного полей смещены по отношению друг к другу во времени и пространстве на половину шага дискретизации по каждой из пространственных переменных [13], что дает точность второго порядка. Конечно-разностные уравнения позволяют определить электрическое и магнитное поля в данный момент времени на основании известных значений полей в предыдущий момент времени, а при заданных начальных условиях вычислительная процедура

дает эволюционные решения во времени от начала отсчета с заданным шагом. Амплитуда прошедшей и отраженной электромагнитной волны “измеряется” (запоминается) на детекторах (в рассматриваемом случае модельного расчета в произвольных узлах вычислительной сетки, расположенных, соответственно, до и после исследуемой структуры) в зависимости от времени. Нормируя амплитуду на падающий импульс, усреднив по положению детекторов и используя преобразование Фурье от этого отношения можно получить спектры прохождения, отражения и поглощения. Наряду с этим метод FDTD предоставляет возможность вычислить пространственное распределение интенсивности электромагнитного поля в каждой точке моделируемой структуры в любой момент времени численного эксперимента. Для моделирования наклонного падения электромагнитной волны на фотонный кристалл нами был использован метод, предложенный в [14].

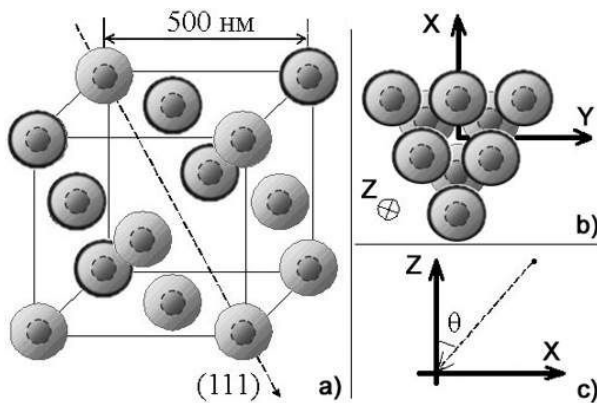


Рис. 1. а) Структура фотонного кристалла и направление падения электромагнитной волны в численном эксперименте (каждой сфере на рисунке соответствует двухслойный шарик фотонного кристалла). Жирными контурами выделены шарики, относящиеся к одному слою, перпендикулярному направлению (111); б) система координат в одном слое фотонного кристалла; в) направление падения наклонной волны в плоскости YZ.

Однако, при расчетах спектров фотонных кристаллов методом FDTD необходимы большие затраты временных и информационных ресурсов. Поэтому

спектры целесообразнее получать описанным выше методом LKKR, а расчеты распределения энергии поля внутри фотонного кристалла для заданного значения длины волны и угла падения проводить методом FDTD. Отметим, что оба метода расчета (FDTD и LKKR) при моделировании спектров дают хорошее согласие друг с другом в исследуемой области длин волн от 400 нм до 1 мкм (более подробное сравнение методов см. в [15]).

Описание исследуемой структуры

Мы исследовали фотонный кристалл, имеющий структуру опала с гранецентрированной решеткой, в узлах которой помещены шарики из вольфрама, окруженные диэлектрической оболочкой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.1$ (Рис.1). Период гранецентрированной решетки составлял 500 нм (расстояние между центрами соседних шариков $500/\sqrt{2} \approx 354$ нм), радиус металлических шариков $r_{\text{metal}} = 50$ нм, радиус диэлектрических оболочек $r_{\text{diel}} = 100$ нм. Падающая волна имеет s-поляризацию, при которой вектор электрического поля E лежит в плоскости XY (Рис. 1b), а вектор магнитного поля H имеет составляющую, параллельную оси Z, совпадающую с кристаллографическим направлением (111) гранецентрированной решетки (Рис.1). Каждый слой такого фотонного кристалла представляет двумерную треугольную решетку (Рис.1b) с периодом 354 нм, расстояние между соседними слоями вдоль направления Z равно 289 нм. Диэлектрическая проницаемость среды, окружающей двухслойные шарики, предполагается равной единице. Зависимость диэлектрической проницаемости вольфрама от частоты подгоняется с помощью формулы, содержащей два друдевских и три лоренцевских члена [16]:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \sum_{i=1,2} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + i\gamma_i)} - \sum_{j=1,2,3} \frac{\epsilon_j \omega_{0j}^2}{\omega^2 + 2i\omega\delta_j - \omega_{0j}^2} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{Здесь } \varepsilon_1 = 10.9, \varepsilon_2 = 13.4, \varepsilon_3 = 12, \\ \omega_{pl1} = 7.64 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}, \omega_{pl2} = 5.22 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}, \\ \gamma_1 = 3.23 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}, \\ \gamma_2 = 3.29 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}, \\ \omega_{01} = 8.45 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}, \delta_1 = 8.45 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}, \\ \omega_{02} = 2.08 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}, \delta_2 = 2.49 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}, \\ \omega_{03} = 4.73 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}, \delta_3 = 5.68 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}. \end{aligned}$$

Зависимость спектров отражения и поглощения от угла падения волны

С помощью метода LKKR были рассчитаны спектры отражения и поглощения для различных углов падения θ (при фиксированном значении азимутального угла $\varphi = 0$) электромагнитной волны на фотонный кристалл (Рис. 1с), что соответствует изменению волнового вектора в плоскости ЛГХ первой зоны Бриллюэна (Рис. 2) (нормальное падение волны соответствует направлению ГЛ).

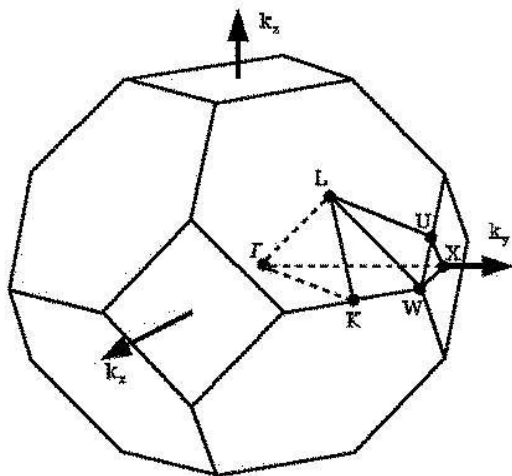


Рис. 2. Первая зона Бриллюэна гранецентрированной решетки и точки высокой симметрии.

Результаты расчета коэффициентов отражения и поглощения для фотонного кристалла в оптическом диапазоне длин волн (400 – 800 нм) и углов наклона падающей волны θ от 0° до 89° представлены на Рис. 3. На контурном графике Рис. 3а видна область высокого значения коэффициента отражения, центр которой лежит на 620 нм для нормально падающей волны и

сдвигается в область коротких длин волн при увеличении угла наклона. Эта область соответствует фотонной щели по направлению ГЛ, возникающей из-за интерференции падающей и когерентно рассеянной волн на семействе кристаллических плоскостей (111), расположенных параллельно поверхности фотонного кристалла. При дальнейшем увеличении угла наклона падающего излучения возникают две фотонные щели.

На контурном графике для коэффициента поглощения (Рис. 3б) область фотонной щели первого порядка проявляется в виде небольшого ослабления поглощения. Наибольший интерес представляют области углов и длин волн, при которых коэффициент поглощения велик. Первая область видна для небольших углов падения ($\theta = 0^\circ - 30^\circ$) при значениях $\lambda = 400 - 460$ нм. В этой области при изменении угла на фиксированной длине волны при некотором его значении наблюдается резкое уменьшение поглощения (см. Рис.4, $\lambda = 455$ нм). Вторая область имеет вид узкого пика в спектре при больших углах падения $\theta = 38^\circ - 70^\circ$ (см. Рис. 4, $\lambda = 555$ нм). Наличие этих областей в спектрах металло-диэлектрического фотонного кристалла можно объяснить интерференцией на семействе плоскостей ($\bar{1}11$), лежащих под углом $\alpha = 70.52^\circ$ к поверхности фотонного кристалла (ср. [17]), а также высокой приведенной плотностью состояний диэлектрического опала в этих областях (подробнее см. п.5). Угол α между кристаллическими плоскостями соответствует удвоенному углу ЛГК в первой зоне Бриллюэна (Рис. 2).

Условие Брэгга для дифракции на некотором семействе кристаллических плоскостей запишем в виде:

$$\frac{\lambda}{n_{eff}} = 2d \cos(\alpha - \theta') \quad (2)$$

Здесь λ – длина волны падающего излучения, α – угол между поверхностью фотонного кристалла и семейством кристаллических плоскостей, на которых происходит дифракция, θ' – угол распро-

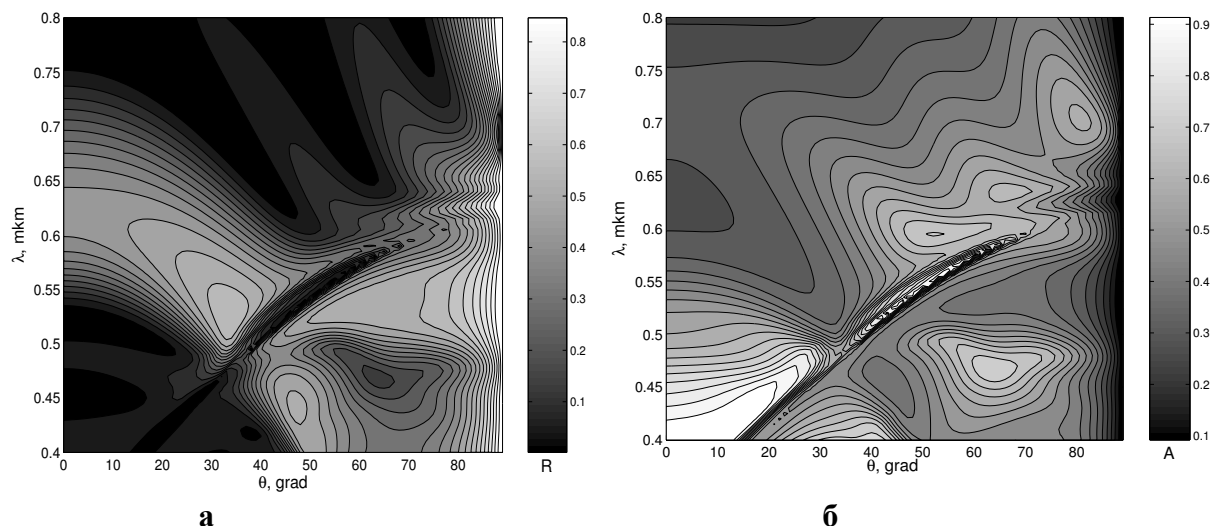


Рис. 3. Коэффициент отражения (а) и поглощения (б) в зависимости от угла падения и длины волны падающего света для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла с гранецентрированной решеткой в направлении (111) в случае s-поляризации. Вольфрамовые шарики $r_{\text{metal}} = 50$ нм окружены диэлектрическими оболочками радиуса $r_{\text{diel}} = 100$ нм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.1$. Постоянная решетки $a = 500$ нм.

странения волны внутри фотонного кристалла по отношению к нормали к поверхности, определяемый через угол па-

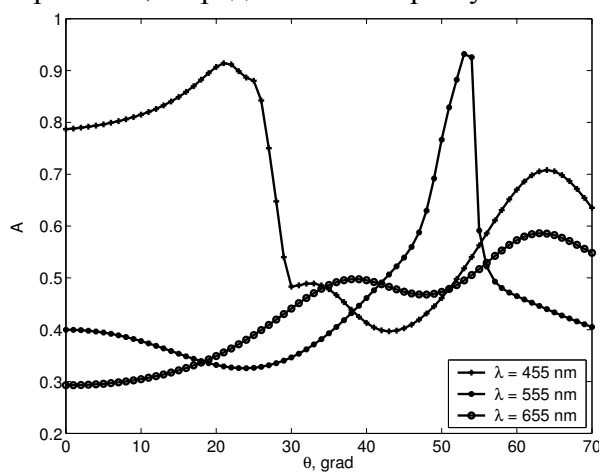


Рис. 4. Коэффициент поглощения в зависимости от угла падения для различных значений длин волн падающего света для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла (параметры решетки как на Рис.3).

Эффективный показатель преломления n_{eff} может быть рассчитан по формуле эффективной среды, пренебрегая наличием мнимой части в диэлектрической функции металла:

дающей волны по закону Снеллиуса: $\sin(\theta') / \sin(\theta) = 1/n_{\text{eff}}$.

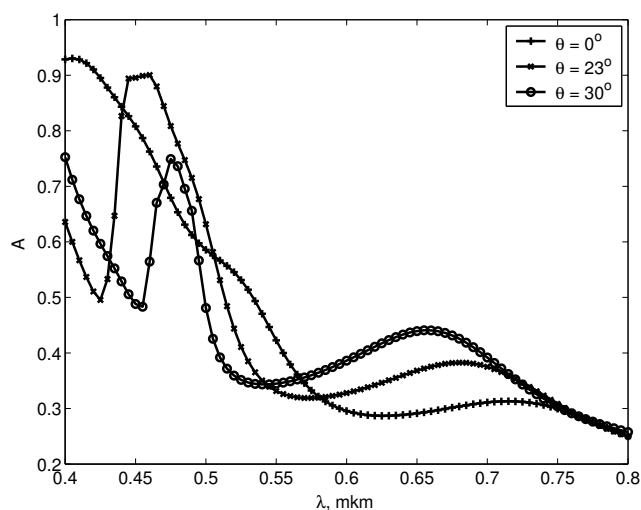


Рис. 5. Спектр поглощения в зависимости от длины волны для разных значений угла падения для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла (параметры решетки как на Рис.3).

$$n_{\text{eff}} = n_{\text{vac}}(1-f) + \bar{n}_{\text{sphere}}f, \quad (3)$$

где $f = 0.134$ – отношение объема металло-диэлектрических шариков к полному объему фотонного кристалла, $\bar{n}_{\text{sphere}} = 1.55$

и $n_{vac} = 1$. Расчет по формуле (3) дает значения $n_{eff} \approx 1.074$. Величина d в (2) является расстоянием между параллельными кристаллографическими плоскостями в кристаллической решетке, принадлежащими одному семейству. Для плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ это расстояние равно $d = a / \sqrt{3} \approx 289 \text{ нм}$.

Таблица 1

Длина волны, нм	Угол падающей волны, град	Угол между плоскостями, град
27	23	70,74
55	30	73,40

Для углов падения $\theta = 23^\circ$ и $\theta = 30^\circ$ резкое падение коэффициента поглощения происходит вблизи длин волн $\lambda = 427 \text{ нм}$ и $\lambda = 427 \text{ нм}$, соответственно. Значения величины угла α , вычисленные по формуле (2) приведены в Таб. 1. Видно, что значение угла α близко к параметрам семейства плоскостей $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, для которых $\alpha = 70.52^\circ$. Наблюдаемое различие может быть объяснено наличием мнимой части диэлектрической функции металла, а также зависимостью комплексной ϵ_{met} от длины волны излучения. Таким образом, указанный резонанс является следствием дифракции второго порядка на семействе плоскостей $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$.

Пространственное распределение энергии электромагнитного поля в фотонном кристалле. Аналог эффекта Бормана

На Рис.5 приведены спектры поглощения для двух значений угла падения волны в сравнении со спектром для нормально падающей волны. Два значения угла (23° и 30°), выбранные для построения спектров, соответствуют минимуму и максимуму коэффициента поглощения на длине волны 455 нм (Рис.4). Мы провели сравнение этих спектров с приведенной плотностью состояний $N(\omega)$ для диэлектрического опала [18]:

$$N(\omega) = \sum_{n, \mathbf{k}_z} \delta(\omega_n(\mathbf{k}_\parallel, \mathbf{k}_z) - \omega). \quad (4)$$

Здесь составляющая волнового вектора, параллельная поверхности фотонного кристалла, удовлетворяет условию периодичности и зависит от направления паде-

ния волны $\mathbf{k}_\parallel + \mathbf{G}_\parallel = \frac{\omega}{c}(\sin \theta, 0, 0)$, где $(\mathbf{G}_\parallel -$ составляющая вектора обратной решетки, лежащая в плоскости XY). Собственные

частоты $\omega_n(\mathbf{k}_\parallel, \mathbf{k}_z)$ для диэлектрического опала вычислялись численно с помощью метода разложения по плоским волнам. Суммирование в (4) велось по всем собственным частотам для данного значения волнового вектора (с учетом обрезания, определяемого точностью разложения по плоским волнам) и по значениям проекции волнового вектора \mathbf{k}_z на ось Z, лежащим в первой зоне Бриллюэна границентрированной решетки. Таким образом, приведенная плотность состояний рассчитывается для заданного угла падения волны на фотонный кристалл с учетом сохранения параллельной составляющей волнового вектора \mathbf{k}_\parallel и энергии.

Результаты расчета приведенной плотности состояний и сравнения со спектрами поглощения представлены на Рис.6 для двух углов падения 23° (Рис.6а) и 30° (Рис.6б). При расчете плотности состояний мы предполагали, что шарики, образующие фотонный кристалл, являются диэлектрическими ($\epsilon = 2.1$). Так как при добавлении металлических сердцевин, контраст диэлектрической проницаемости фотонного кристалла, определяющий ширину фотонных щелей, меняется, невозможно полностью объяснить поведение спектра поглощения исследуемой металло-диэлектрической структуры свойствами диэлектрического фотонного кристалла. Коэффициент преломления металла является комплексной величиной, что обеспечивает поглощение, а также зависит от частоты электромагнитного излучения. На Рис. 6 (а-б) показано, как меняется приведенная плотность состояний,

если учитывать среднее значение вещественной части диэлектрической проницаемости вольфрама $\tilde{\epsilon}_w = 4,5$ в оптическом диапазоне. Хотя пики кривых для плотности состояний и не повторяют форму

спектра поглощения, их положение хорошо согласуется с максимумами поглощения металло-диэлектрического фотонного кристалла.

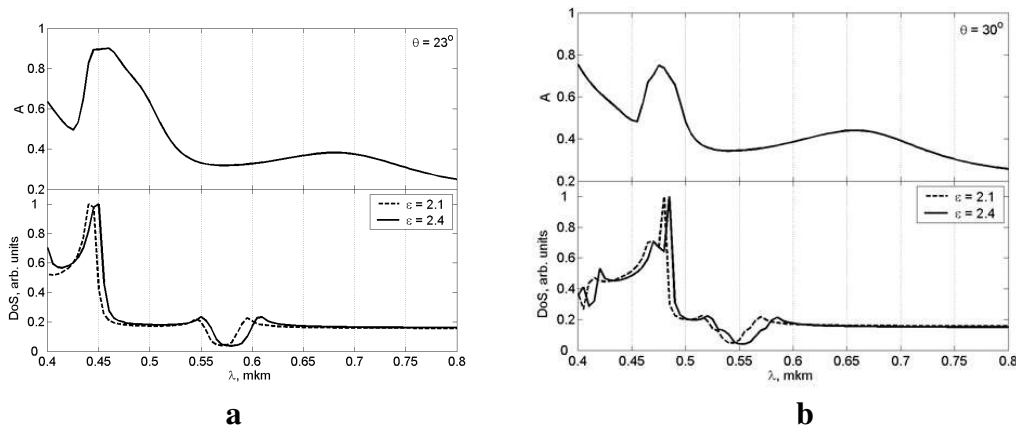


Рис. 6. Вверху: спектр поглощения для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла для углов падения $\theta = 23^\circ$ (a) и $\theta = 30^\circ$ (b) (параметры решетки как на Рис. 3). Внизу: приведенная плотность состояний для диэлектрического фотонного кристалла.

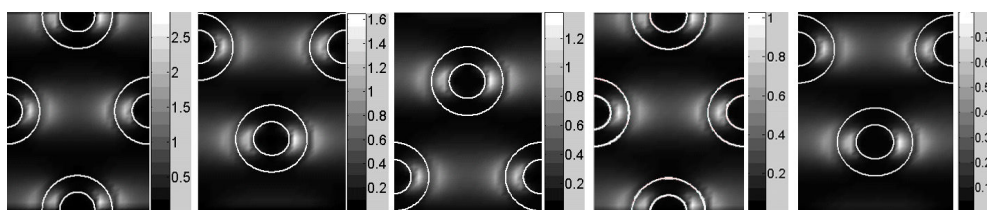


Рис. 7. Пространственное распределение амплитуды энергии электромагнитного поля в каждом из пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла для максимального значения поглощения на длине волны 455 нм и угла падения $\theta = 23^\circ$.

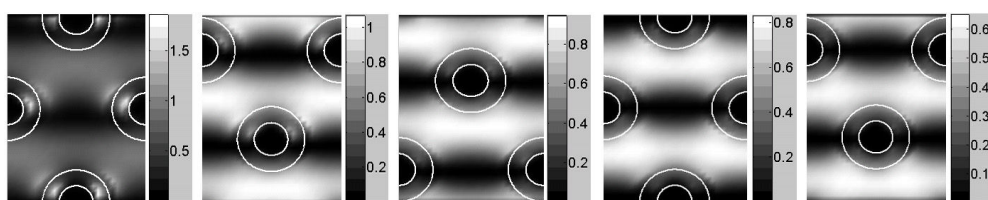


Рис. 8. Пространственное распределение амплитуды энергии электромагнитного поля в каждом из пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла для минимального значения поглощения на длине волны 455 нм и угла падения $\theta = 30^\circ$.

Обратимся теперь к результатам исследования распространения монохроматической электромагнитной волны внутри фотонного кристалла и ее связи с коэффициентом поглощения для наклонного угла падения. С помощью метода FDTD для длины волны 455 нм были построены пространственные распределения ампли-

туды энергии электромагнитного поля внутри фотонного кристалла для углов падения, соответствующих максимуму ($\theta = 23^\circ$) и минимуму ($\theta = 30^\circ$) поглощения (Рис. 5). Результаты расчетов распределения поля для этих углов приведены на Рис.7-8, соответственно (положение границ вольфрамовых шариков и диэлек-

трических оболочек показаны белыми контурами). Из картин распределения поля в фотонном кристалле видно, что в максимуме поглощения, соответствующем углу падения $\theta = 23^\circ$, на длине волны $\lambda = 455$ нм наблюдаются острые максимумы энергии электромагнитного поля, локализованные у поверхности поглощающих металлических шариков. В то же время, при угле падения $\theta = 30^\circ$ на той же длине волны в минимуме поглощения максимумы распределения поля в каждом слое, начиная с третьего, локализованы строго между узлами решетки фотонного кристалла.

Данный эффект можно рассматривать как некоторый аналог эффекта Бормана [19], известного в рентгеновской кристаллографии обычных кристаллов. Эффектом Бормана называют резкое возрастание поглощения части потока рентгеновского излучения в толстом идеальном кристалле при лауэвском пропускании, соответствующем дифракционным максимумам на рентгенограмме. Этот эффект впервые наблюдался Х.Борманом в 1941 году для рентгеновских лучей [20] и был интерпретирован М.фон Лауэ в 1949 году [21]. При динамической дифракции в условиях лауэвского пропускания значительная часть излучения проходит через толстые кристаллы ($d \gg \mu_0^{-1}$, μ_0 - линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения среды) практически не ослабляясь, при этом в кристалле устанавливается пространственно-неоднородная структура поля с масштабом неоднородности порядка размеров элементарной ячейки. В результате фотоэлектрическое поглощение резко возрастает для такого пространственного распределения интенсивности поля, максимумы которого лежат на атомных плоскостях, и падает в противоположном случае.

В случае фотонного кристалла резкое увеличение поглощения при изменении угла падения света может быть вызвано аналогичным эффектом. Максимумы энергии поля должны попадать на поглощающие (металлические) узлы решетки

при некоторых резонансных значениях длины волны и углах падения, отвечающих максимуму поглощения, и, соответственно, лежать между поглощающими узлами для минимальных значений коэффициента поглощения.

Именно такое поведение поля внутри фотонного кристалла мы наблюдаем в численном эксперименте на рис.7-8. Хорошо видно, как такая картина распределения поля формируется при продвижении в глубину фотонного кристалла: на Рис.8 видно, что в первых двух слоях часть энергии электромагнитного поля все еще локализована у поверхности металлических шариков, однако, к третьему слою, картина стабилизируется, и поле практически полностью вытесняется из диэлектрических оболочек.

Необходимо отметить, что в случае эффекта Бормана для рентгеновского излучения, усиление поглощения наблюдается в первом порядке дифракции на семействе кристаллических плоскостей, параллельных поверхности кристалла, что в случае исследованной нами структуры опала соответствует дифракции на поверхностях (111). В рассматриваемом здесь металло-диэлектрическом фотонном кристалле подобный эффект дифракции первого порядка для поглощения подавлен высоким отражением от поверхности фотонного кристалла (см. обсуждение в п.4). Неглубокий минимум поглощения, соответствующий дифракции первого порядка, виден на Рис. 5 в районе $\lambda = 630$ нм и сдвигается в область коротких длин волн при увеличении угла падения. Гораздо более резкое изменение поглощения видно на Рис. 5 для наклонно падающей волны в районе $\lambda = 425$ нм для $\theta = 23^\circ$ и $\lambda = 455$ нм для $\theta = 30^\circ$. Этот минимум соответствует второму порядку дифракции, для которого условие Брэгга внутри фотонного кристалла выполняется для семейства кристаллических плоскостей (111), лежащих под углом 70.52° к поверхности. Именно в этой области углов падения и длин волн наблюдается резкая перестройка распределения энергии поля падающей волны при небольшом изменении этих параметров в нашем численном

експерименте. Таким образом, аналог эффекта Бормана в фотонном кристалле наблюдается во втором порядке дифракции в отличие от эффекта для рентгеновского излучения.

Помимо описанной в данной работе структуры фотонного кристалла, нами проводились расчеты и для других типов решеток с другими материалами (см. например [15]). Выбор такой структуры и материалов для фотонного кристалла был обусловлен несколькими требованиями. Во-первых, вольфрам обладает высокой поглощающей способностью в видимом и ближнем ИК-диапазоне, что позволяет получить выраженный спектр поглощения для фотонного кристалла. Во-вторых, многослойная структура шариков (два слоя в описанном случае) обеспечивает многократное переотражение излучения внутри каждого шарика, за счет чего поглощение фотонного кристалла возрастает. В-третьих, пяти слоев фотонного кристалла, с одной стороны, достаточно для проявления запрещенных зон в его спектрах, а с другой стороны, большее количество слоев сделает время численного моделирования (методом FDTD) слишком большим. Нужно отметить, что эффект резкого изменения коэффициента поглощения при небольшом изменении угла падения волны на фотонный кристалл, описанный в данной статье, наблюдался и для другого типа структур (с однослойными металлическими шариками), и для других материалов (например, для шариков, сделанных из серебра). В данной работе мы выбрали для рассмотрения структуру, в которой изменение поглощения оказалось наиболее резким, за счет чего перестройка интенсивности электромагнитного поля в элементарной ячейке фотонного кристалла стала более явной.

Выводы

Наличие в фотонных кристаллах трансляционной симметрии приводит к тому, что нормальными модами электромагнитного поля, существующими в кристалле, являются блоховские функции. Таким образом, электромагнитные волны

в фотонных кристаллах имеют зонный спектр и координатную зависимость, аналогичную блоховским волнам электронов в обычных кристаллах.

В работе показано, что изменение угла падения электромагнитного поля на поверхность фотонного кристалла в узком диапазоне на определенной длине волны, приводит к глобальной перестройке пространственного распределения амплитуды энергии электромагнитного поля внутри одной элементарной ячейки фотонного кристалла. Вследствие этого происходит резкое изменение поглощения электромагнитного поля внутри кристалла в зависимости от угла падения электромагнитной волны. Максимуму поглощения поля соответствует такое пространственное распределение энергии, при котором энергия поля локализована у поверхности поглощающих металлических шариков. Напротив, в минимуме поглощения наблюдается локализация амплитуды энергии поля строго между узлами решетки фотонного кристалла. Указанное явление является некоторым аналогом эффекта Бормана, известного в рентгеновской физике.

Однако следует отметить, что найденное соответствие является неполным. Во-первых, механизм поглощения рентгеновского излучения в электронных кристаллах отличается от механизма поглощения электромагнитного излучения в фотонных кристаллах. В случае обычных кристаллов за поглощение рентгеновского излучения отвечают возбуждения электронов из нижних электронных оболочек. В случае же рассматриваемых фотонных кристаллов поглощение происходит внутри зоны проводимости металла. Во-вторых, в случае эффекта Бормана для рентгеновского излучения, усиление поглощения наблюдается в первом порядке дифракции на семействе кристаллических плоскостей, параллельных поверхности кристалла; в исследованном нами металлodieлектрическом фотонном кристалле подобный эффект дифракции первого порядка для поглощения подавлен высоким значением отражения и наблюдается только во втором порядке.

Работа поддержана грантом РФФИ.

Литература

1. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett., 58, 2059 (1987).
2. He Sailing, Xiao Sanshui, Shen Linfang, He Jianping, Fu Jian, J. Phys. A: Math. Gen., 34, 9713 (2001).
3. Paulo de Tarso Neves, Jr. and Alexandre A. P. Pohl, J. of Communication and Information Systems, 20, 3 (2005).
4. Barbara, P. Quemerais, E. Bustarret, and T. Lopez-Rios, Phys. Rev. B 66, 161403 (2002).
5. S.Y. Lin, J. Moreno, J.G. Fleming, Phys. Rev. Lett. 83, 380 (2003).
6. S.Y. Lin, J.G. Fleming, I. El-Kady, Phys. Rev. Lett., 83, 5933 (2003).
7. J. G. Fleming, S. Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas, K. M. Ho, Nature 417, 52–55 (2002).
8. N. Stefanou, V. Yannopoulos, A. Modinos, Comp. Phys. Comm., 113, 49 (1998),.
9. A. Modinos, Physica A 141, 575 (1987).
10. J.B. Pendry, “Low Energy Electron Diffraction”, Academic Press, London (1974).
11. A. Taflove, S. C. Hagness, “Computational Electrodynamics”, Boston, MA: Artech House (2000).
12. K. S. Kunz, R. J. Luebbers, “Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics”, Boca Raton, FL, CRC Press (1993).
13. K.S. Yee. IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-14, 302 (1966).
14. Valuev, A. Deinega, S. Belousov, Opt. Lett. 33, 1491-1493 (2008).
15. С.Л. Эйдерман, М.В. Богданова, Ю.Е. Лозовик, С.А. Белоусов, А.В. Дейнега, И.А. Валуев, Математическое моделирование, т. 21, 5, с. 21-40 (2009); М. V. Bogdanova, S. L. Eiderman, Yu. E. Lozovik, and M. Willander, Laser Physics, 18, 417 (2008).
16. S. Roberts, Phys. Rev. 114, 1 (1959).
17. С.Г. Романов, ФТТ 49, вып.3, 512 (2007).
18. E. Pavarini, L.C. Andreani, C. Soci, M. Galli, F. Marabelli, D. Comoretto, Phys. Rev. B 72, 045102 (2005).
19. М.В.Ковальчук, В.Г.Кон, УФН 149, вып.1, 69 (1986).
20. G. Borrmann, Phys. Zs. 42, 157 (1941); Zs. Phys. 127, 297 (1950).
21. M.von Laue, Acta Crystallogr 2, 106 (1949).

OPTICAL ANALOGUE OF BORMMANN EFFECT FOR THE PHOTONIC CRYSTALS

M.Bogdanova, Yu.Loosovik, S.Eiderman

Institute of Spectroscopy RAS, 142190, Russia, Moscow area, Troitsk,

e-mail: bogdanova@kintech.ru

We introduce a new optical effect in photonic crystals (PCs) - a direct analogue of the Borrmann effect being observed for conventional crystals in X-ray spectroscopy. Photonic crystal having a FCC opal-like structure with two-layered metal-dielectric balls placed in the nodes is considered. Using computer simulation by the layered Korringa-Kohn-Rostoker method (LKKR) dependence the PC absorption coefficient dependence on wavelength and incidence angle is obtained. A wavelength region where the absorption changes sharply at minor variations of the incidence angle is found. The distribution of the spatial energy of an electromagnetic wave inside each layer of the PC for two angles of incidence 23° and 30° corresponding to the minimum and the maximum of the absorption coefficient at the wavelength 455 nm is analyzed using the finite-difference time-domain (FDTD) method. It is shown that in the absorption maximum, sharp maxima of the energy of the electromagnetic field are localized near the surface of absorbing metal cores. Furthermore in the absorption minimum, the maxima of the energy distribution of the electromagnetic field are localized basically between the nodes of PC lattice. This effect can be considered as a direct analogue of the Borrmann effect in X-ray spectroscopy.

