

ОПТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ЭФФЕКТА БОРМАНА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

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

*Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 18 марта 2009 г.

С помощью численного моделирования слоевым методом Корринга–Кона–Ростокера вычислены спектры отражения и поглощения для s -поляризованной электромагнитной волны, падающей на фотонный кристалл со структурой опала с гранецентрированной решеткой, в узлах которой помещены двухслойные металло-диэлектрические шары. Исследована зависимость коэффициентов отражения и поглощения фотонного кристалла от угла падения электромагнитной волны на поверхность кристалла. Обнаружена область значений длин волн λ и углов наклона к нормали θ , 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. Конечно-разностным методом решения уравнений Максвелла во временной форме найдено пространственное распределение плотности энергии электромагнитного поля внутри каждого из пяти слоев фотонного кристалла для углов падения 23° и 30° на длине волны 455 нм. Показано, что максимуму поглощения соответствуют острые максимумы плотности энергии электромагнитного поля, локализованные на поверхности поглощающих металлических шаров. В то же время, в минимуме поглощения максимумы плотности энергии поля в каждом из пяти слоев локализованы в основном между узлами решетки фотонного кристалла. Проанализирована аналогия рассмотренного эффекта с эффектом Бормана, известным в рентгеновской спектроскопии обычных кристаллов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы [1] представляют собой структуры, как правило, искусственные, с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости на масштабах, сопоставимых с длиной электромагнитной волны в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Распространение излучения внутри фотонного кристалла благодаря периодичности среды становится похожим на движение электрона внутри обычного кристалла под действием периодического потенциала. 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 частности, указанная периодичность обуславливает возникно-

вание 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].

Помимо аналогии между законом дисперсии электронов в периодическом потенциале обычного кристалла и зонной структурой фотонов в среде с периодическим коэффициентом преломления, нужно отметить распространение рентгеновских лучей в обычном кристалле [8]. Этот класс физических

*E-mail: bogdanova@kintech.ru

задач является промежуточным между задачей об электронах в кристалле и о фотонах в фотонном кристалле. С одной стороны, рассеяние на узлах кристаллической решетки является рассеянием на атомах (как и в случае электронов), с другой стороны, рентгеновские лучи являются электромагнитными волнами и описываются уравнением Максвелла (как и в случае фотонного кристалла). Одним из известных эффектов в рентгеновской кристаллографии является эффект аномального пропускания или эффект Бормана (подробное описание см. в разд. 5). Его оптические проявления были замечены в экспериментах и изучались еще до появления понятия фотонного кристалла [9], по сути, являясь проявлением одномерной периодичности плотности кристалла, а значит, и коэффициента преломления при его пластической деформации. В более поздних работах, посвященных исследованию свойств поглощающих (металло-диэлектрических) фотонных кристаллов, аналогия с эффектом Бормана упоминалась [10, 11], хотя детально исследовалась лишь для одномерного и двумерного случаев (см. работу [12] и ссылки в ней, а также работу [13]).

В данной работе детально исследуется наиболее прямой аналог эффекта аномального пропускания для трехмерного металло-диэлектрического фотонного кристалла — резкое изменение поглощения при изменении угла наклона падающей волны и его связь с перераспределением плотности энергии электромагнитного поля внутри фотонного кристалла.

Рассматривается фотонный кристалл, имеющий структуру опала с гранецентрированной решеткой, в узлы которой помещены двухслойные металло-диэлектрические сферы. Выбор такой структуры фотонного кристалла был обусловлен, в основном, тем что подобная геометрия дает хорошо проявленный спектр с характерными пиками поглощения, резко изменяющимися в зависимости от угла падения волны (см. ниже).

Используя слоевой метод Корринги–Кона–Ростокера (Layered Korringa–Kohn–Rostoker method, LKKR), мы вычислили спектры отражения и поглощения для s -поляризованной электромагнитной волны, падающей на фотонный кристалл с указанной структурой, и исследовали их зависимость от угла падения электромагнитной волны на поверхность кристалла. Был обнаружен 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 (Finite Difference

Time Domain method, FDTD), мы нашли распределение плотности энергии электромагнитного поля внутри фотонного кристалла для углов 23° и 30° на длине волны 455 нм и показали, что максимуму поглощения отвечают острые максимумы в пространственном распределении плотности энергии поля, локализованные у поверхности поглощающих металлических шаров. В то же время, в минимуме поглощения максимумы плотности энергии поля локализованы строго между узлами решетки фотонного кристалла. Мы проанализировали аналогию предсказанного эффекта с эффектом Бормана, известным в рентгеновской спектроскопии обычных кристаллов.

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Метод LKKR [14–16] основан на теории многократного рассеяния электромагнитных волн и предназначен для вычисления спектральных характеристик структур с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью (например, фотонных кристаллов). Рассмотрим трехмерную периодическую структуру, имеющую бесконечные размеры в двух измерениях (например, x, y) и обладающую конечной толщиной в третьем измерении (z). В z -измерении проводится 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 проводится 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. Описанная выше процедура повторяется для каждого следующего слоя с учетом сдвига слоев друг относительно друга, и результирующая матрица перехода преобразует электромагнитное поле до рассматриваемой структуры в поле после этой структуры. И, наконец, вычисление потока энергии отраженного (прошедшего) поля до (после) структуры дает коэффициенты прохождения, отражения и поглощения. Описанный метод хорошо подходит для получения спектров отражения и прохождения для структуры, состоящей из конечного числа слоев, при различных углах падения излучения (с относительно небольшими затратами вычислительных и

временных ресурсов). Но, к сожалению, LKKR не дает возможности рассчитывать распределение интенсивности поля внутри структуры [17].

Пространственное распределение поля внутри фотонного кристалла рассчитывалось методом FDTD [18–20], основанным 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 [20], что обеспечивает 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 и при заданных начальных условиях вычислительная процедура дает эволюционные решения во времени от начала отсчета с заданным шагом. В отличие от метода LKKR, справедливого в частотном представлении, FDTD применим во временном представлении. Для получения результата в широком частотном диапазоне в качестве начальных условий задается электромагнитный импульс, имеющий гауссову форму во времени и содержащий полный набор рассматриваемых частот. Записав временную историю сигнала в каждом узле вычислительной сетки и осуществив преобразование Фурье, можно получить пространственное распределение плотности энергии электромагнитного поля на любой выбранной частоте. Для моделирования наклонного падения электромагнитной волны на фотонный кристалл использовался метод, предложенный в работе [21].

Спектры фотонных кристаллов целесообразнее получать описанным выше методом LKKR, а расчеты распределения плотности энергии поля внутри фотонного кристалла для заданного значения частоты 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 работе [17]).

3. ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМОЙ СТРУКТУРЫ

Мы исследовали фотонный кристалл, имеющий структуру опала с гранецентрированной решеткой,

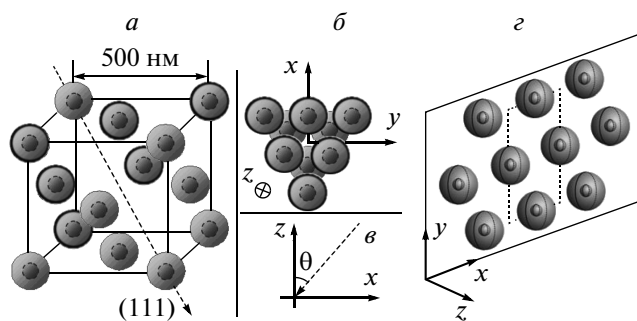


Рис. 1. а) Структура фотонного кристалла и направление падения электромагнитной волны в численном эксперименте. Жирными контурами выделены шарики, относящиеся к одному слою, перпендикулярному направлению (111); б) система координат в одном слое фотонного кристалла и положение шариков из следующего слоя; в) направление падения наклонной волны в плоскости yz ; г) плоскость сечения одного слоя фотонного кристалла и элементарная ячейка первого слоя, используемая в расчетах методом FDTD

в узлах которой помещены шарики из вольфрама, окруженные диэлектрической оболочкой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.1$ (рис. 1). Период гранецентрированной решетки составлял $a = 500$ нм (расстояние между центрами соседних шариков $a/\sqrt{2} \approx 354$ нм), радиус металлических шариков $r_{metal} = 50$ нм, радиус диэлектрических оболочек $r_{diel} = 100$ нм. Падающая волна имеет s -поляризацию, при которой вектор электрического поля \mathbf{E} лежит в плоскости xy (рис. 1б), а вектор магнитного поля \mathbf{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. 1б) с периодом 354 нм, расстояние между соседними слоями вдоль направления z равно $a/\sqrt{3} \approx 289$ нм, каждый следующий слой сдвинут относительно предыдущего в направлении x на $a/\sqrt{6} \approx 204$ нм. Элементарные векторы трансляции такой структуры в единицах периода a и в системе координат, представленной на рис. 1, имеют вид

$$\mathbf{a} = \left(\frac{\sqrt{3}a}{2\sqrt{2}}, -\frac{\sqrt{3}a}{4\sqrt{2}}, 0 \right), \quad \mathbf{b} = \left(\frac{\sqrt{3}a}{2\sqrt{2}}, \frac{\sqrt{3}a}{4\sqrt{2}}, 0 \right),$$

$$\mathbf{c} = \left(\frac{a}{\sqrt{6}}, 0, \frac{a}{\sqrt{3}} \right).$$

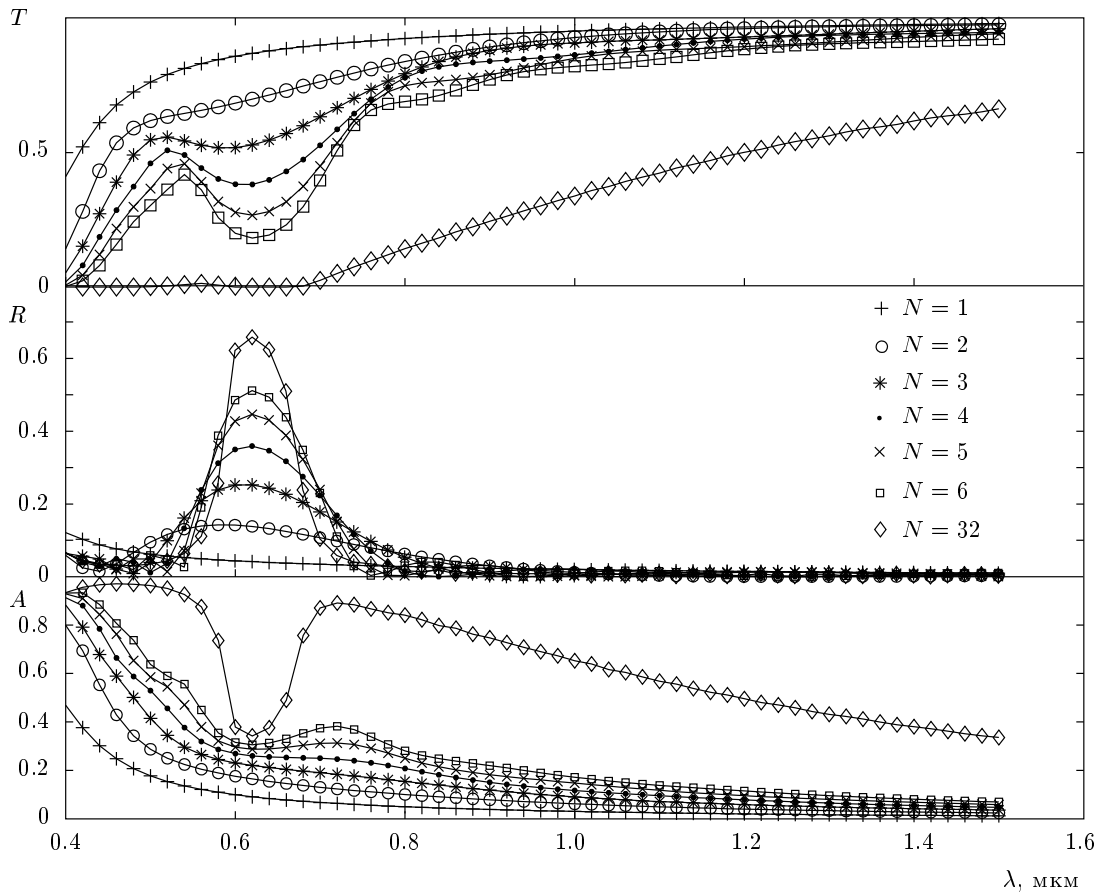


Рис. 2. Спектры прохождения, отражения и поглощения для образцов металло-диэлектрического фотонного кристалла со структурой опала (рис. 1), имеющих разное число слоев в направлении оси z . Нормальное падение

В численных расчетах обоими методами рассматривалась структура, бесконечная вдоль плоскости xy и имеющая пять слоев вдоль направления z . С одной стороны, такой толщины фотонного кристалла уже достаточно для формирования фотонных щелей в спектре отражения и поглощения (чтобы показать это, мы провели ряд расчетов для нормально падающей волны на структуру, состоящую из различного числа слоев — см. рис. 2). С другой стороны, пятислойный металло-диэлектрический фотонный кристалл все еще достаточно прозрачен для падающего излучения с частотами вне фотонной щели, что дает возможность анализировать поглощение по всей толщине образца, а не только в его верхних слоях. Подобные образцы, состоящие всего из нескольких слоев, полученные напылением или осаждением шариков на подложку, активно исследуются экспериментально в последнее время и поэтому представляют практический интерес (см., например, работу [22]).

При расчете распределения плотности энергии электромагнитного поля методом FDTD использовались периодические граничные условия по направлениям x и y . Распределение плотности энергии поля строилось в плоскости, параллельной xy , проходящей через центры шаров в каждом из пяти слоев. Элементарная ячейка для одного слоя фотонного кристалла, оси координат, а также плоскость, в которой строилось распределение полей, показаны на рис. 1г. Из-за сдвига слоев вдоль направления x , описанного выше, конфигурация шаров в элементарной ячейке каждого следующего слоя отличается от предыдущего.

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 [23]:

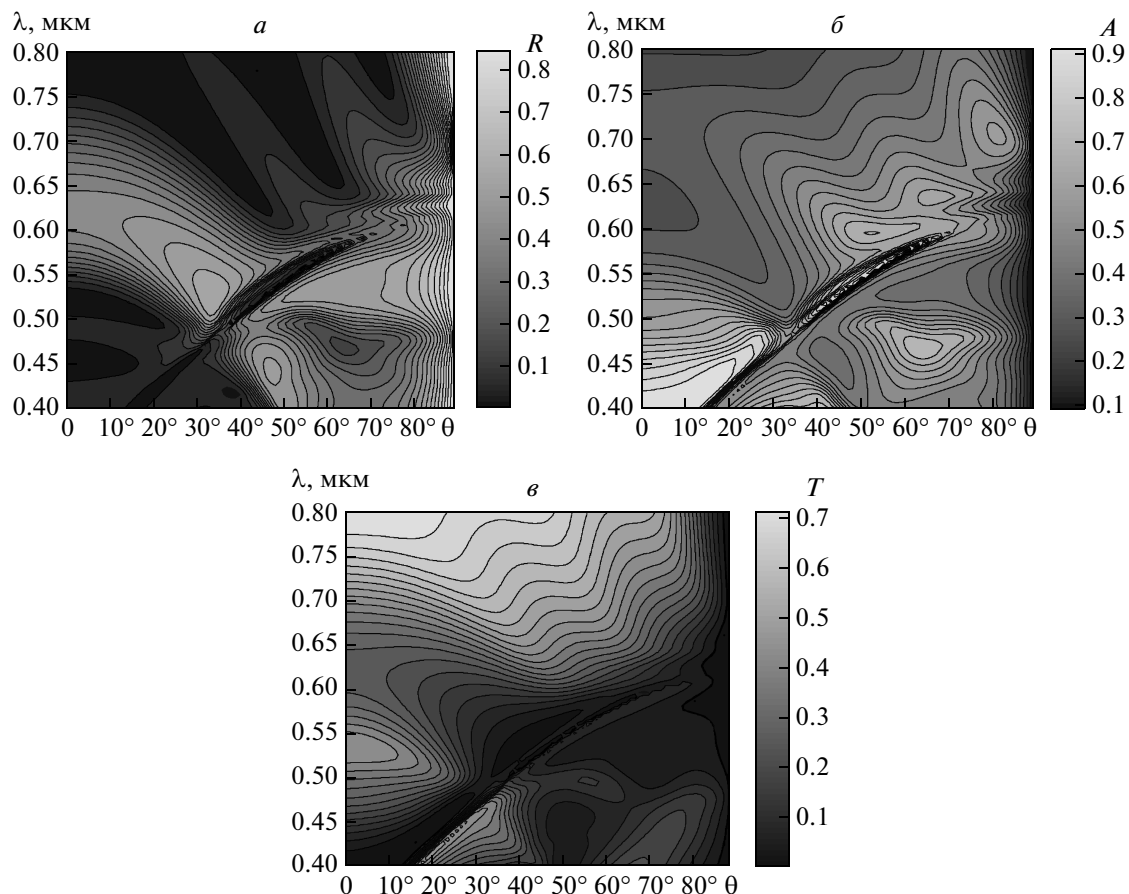


Рис. 3. Коэффициенты отражения (а), поглощения (б) и прохождения (в) в зависимости от угла падения и длины волны падающего света для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла с гранецентрированной решеткой в направлении (111) в случае s-поляризации. Вольфрамовые шарики $r_{metal} = 50$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

$$\epsilon(\omega) = 1 - \sum_{i=1,2} \frac{\omega_{pli}^2}{\omega(\omega + i\gamma_i)} - \sum_{j=1,2,3} \frac{\epsilon_j \omega_{0j}^2}{\omega^2 + 2i\omega\delta_j - \omega_{0j}^2}. \quad (1.1)$$

Здесь $\epsilon_1 = 10.9$, $\epsilon_2 = 13.4$, $\epsilon_3 = 12$,

$$\omega_{pl1} = 7.64 \cdot 10^{16} \text{ рад/с}, \quad \omega_{pl2} = 5.22 \cdot 10^{16} \text{ рад/с},$$

$$\gamma_1 = 3.23 \cdot 10^{15} \text{ рад/с}, \quad \gamma_2 = 3.29 \cdot 10^{16} \text{ рад/с},$$

$$\omega_{01} = 8.45 \cdot 10^{15} \text{ рад/с}, \quad \delta_1 = 8.45 \cdot 10^{15} \text{ рад/с},$$

$$\omega_{02} = 2.08 \cdot 10^{16} \text{ рад/с}, \quad \delta_2 = 2.49 \cdot 10^{16} \text{ рад/с},$$

$$\omega_{03} = 4.73 \cdot 10^{16} \text{ рад/с}, \quad \delta_3 = 5.68 \cdot 10^{16} \text{ рад/с}.$$

4. 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. 1в), что соответствует изменению волнового вектора в плоскости ЛГХ первой зоны Бриллюэна (рис. 5) (нормальное падение волны соответствует направлению ΓL).

Результаты расчета коэффициентов отражения, поглощения и прохождения 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 GL , возникающей из-за интерференции падающей и когерентно рассеянной волн на семействе кристаллических плоскостей (111) , параллельных поверхности фотонного кристалла. При дальнейшем увеличении угла наклона падающего излучения в спектре поглощения проявляются две фотонные щели.

На контурном графике для коэффициента поглощения (рис. 3б) область фотонной щели первого порядка проявляется в виде небольшого ослабления поглощения. Эта область соответствует случаю Брэгга, когда дифрагировавшая волна проходит через ту же поверхность, на которую падает внешнее излучение. Наибольший интерес представляют области углов и длин волн, при которых коэффициент поглощения велик. Первая область видна для небольших углов падения ($\theta = 0-30^\circ$) 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). Эти области соответствуют случаю Лауэ, при котором дифрагировавшая волна проходит через поверхность, противоположную той, на которую падает внешнее излучение. Наличие этих областей в спектрах металло-диэлектрического фотонного кристалла можно объяснить интерференцией на семействе плоскостей $(\bar{1}\bar{1}1)$, лежащих под углом $\alpha = 70.52^\circ$ к поверхности фотонного кристалла (ср. [24]), а также высокой приведенной плотностью состояний диэлектрического опала в этих областях (подробнее см. разд. 5). Угол α между кристаллическими плоскостями (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ соответствует удвоенному углу ЛГК в первой зоне Бриллюэна (рис. 5).

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

$$\frac{\lambda}{n_{eff}} = 2d \cos(\alpha - \theta'). \quad (1.2)$$

Здесь λ — длина волны падающего излучения, α — угол между поверхностью фотонного кристалла и семейством кристаллических плоскостей, на которых происходит дифракция, θ' — угол распространения волны внутри фотонного кристалла по отношению

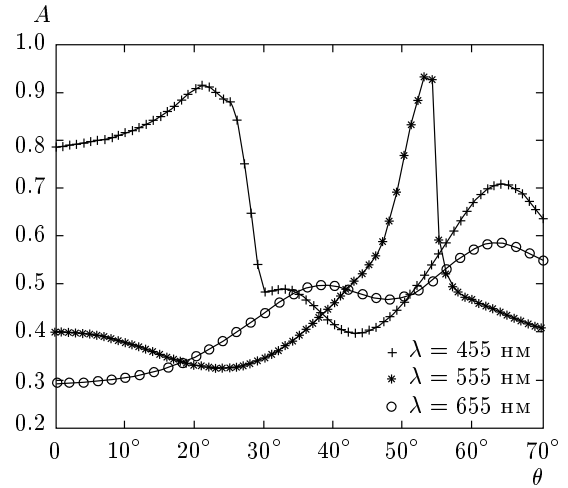


Рис. 4. Коэффициент поглощения в зависимости от угла падения для различных значений длин волн падающего света для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла (параметры решетки как на рис. 3)

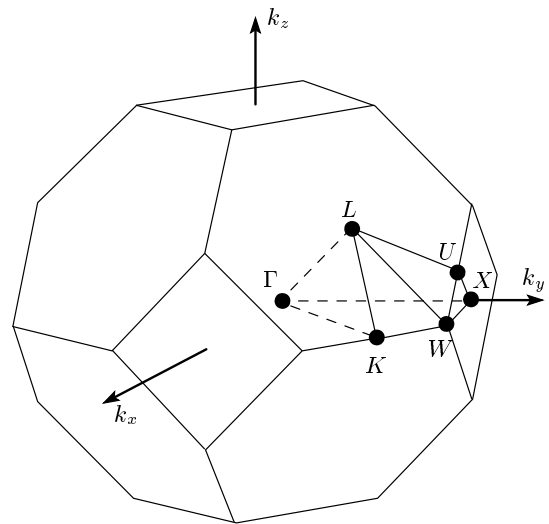


Рис. 5. Первая зона Бриллюэна гранцентрированной решетки и точки высокой симметрии

к нормали к поверхности, определяемый через угол падающей волны по закону Снеллиуса:

$$\sin(\theta') / \sin(\theta) = 1/n_{eff}.$$

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

$$n_{eff} = n_{vac}(1 - f) + \bar{n}_{sphere}f, \quad (1.3)$$

Таблица

Длина волны, нм	Угол падающей волны	Угол между плоскостями
427	23°	70.74°
455	30°	73.4°

где $f = 0.134$ — отношение объема металло-диэлектрических шариков к полному объему фотонного кристалла, $\bar{n}_{sphere} = 1.55$ и $n_{vac} = 1$. Расчет по формуле (1.3) дает значения $n_{eff} \approx 1.074$. Величина d в формуле (1.2) 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 $d = a/\sqrt{3} \approx 289$ нм.

Для углов падения $\theta = 23^\circ$ и $\theta = 30^\circ$ резкое падение коэффициента поглощения происходит соответственно вблизи длин волн $\lambda = 427$ нм и $\lambda = 455$ нм. Значения величины угла α , вычисленные по формуле (1.2), приведены в таблице. 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 $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$.

5. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ. АНАЛОГ ЭФФЕКТА БОРМАНА

На рис. 6 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 [25]:

$$N(\omega) = \sum_{n, \mathbf{k}_z} \delta(\omega_n(\mathbf{k}_\parallel, \mathbf{k}_z) - \omega). \quad (1.4)$$

Здесь составляющая волнового вектора, параллельная поверхности фотонного кристалла, удовлетворя-

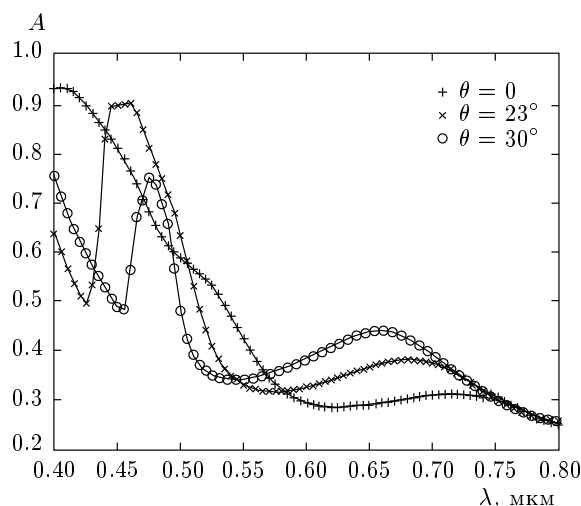


Рис. 6. Спектр поглощения в зависимости от длины волны для разных значений угла падения для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла (параметры решетки как на рис. 3)

ет условию периодичности и зависит от направления падения волны:

$$\mathbf{k}_\parallel + \mathbf{G}_\parallel = \frac{\omega}{c}(\sin \theta, 0, 0)$$

(\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 формуле (1.4) 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 границирированной решетки. Таким образом, приведенная плотность состояний рассчитывалась 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. 7 для двух углов падения 23° (рис. 7a) и 30° (рис. 7б). 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

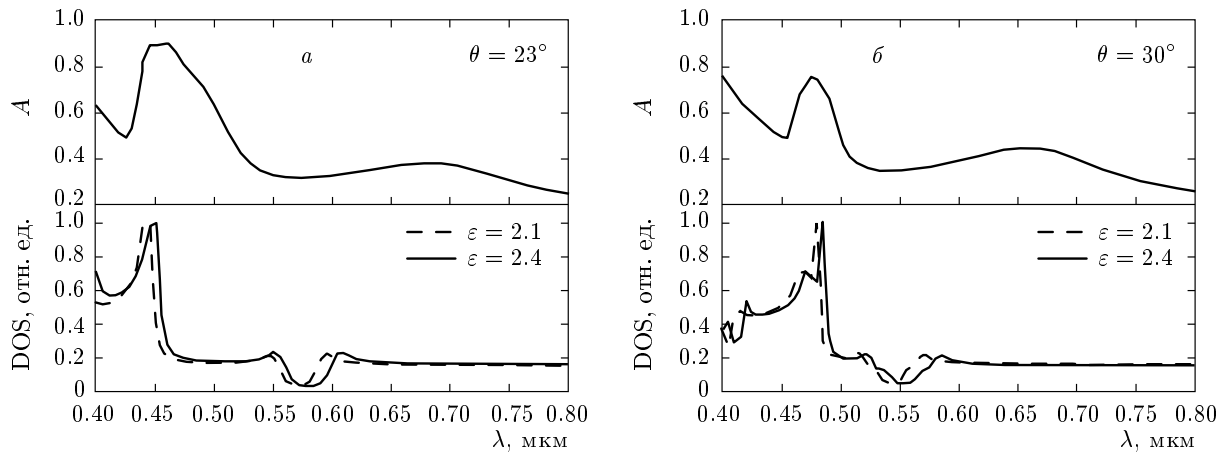


Рис. 7. Вверху: спектр поглощения для пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла для углов падения $\theta = 23^\circ$ (а) и $\theta = 30^\circ$ (б) (параметры решетки как на рис. 3). Внизу: приведенная плотность состояний для диэлектрического фотонного кристалла

объяснить поведение спектра поглощения исследуемой металло-диэлектрической структуры свойствами диэлектрического фотонного кристалла. Коэффициент преломления металла является комплексной величиной, что приводит к поглощению, а также зависит от частоты электромагнитного излучения. На рис. 7 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.

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 было построено пространственное распределение плотности энергии электромагнитного поля внутри фотонного кристалла для углов падения, соответствующих максимуму ($\theta = 23^\circ$) и минимуму ($\theta = 30^\circ$) поглощения (рис. 6). Результаты этих расчетов приведены соответственно на рис. 8, 9 (положение границ вольфрамовых шариков и диэлектрических оболочек показаны белыми контурами). На картинах распределения плотности энергии поля в фотонном кристалле видно, что в максимуме поглощения, соответствующем углу падения $\theta = 23^\circ$, на длине волны $\lambda = 455$ нм наблюдаются острые максимумы плотности 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 плотности энергии поля в каждом слое, начиная с третьего, локализованы строго между узлами решетки фотонного кристалла.

Данный эффект можно рассматривать как некоторый аналог эффекта Бормана [26], известного в рентгеновской кристаллографии обычных кристаллов. Эффектом Бормана называют резкое уменьшение поглощения части потока рентгеновского излучения в толстом идеальном кристалле при лауэвском пропускании, соответствующем дифракционным максимумам на рентгенограмме. Этот эффект впервые наблюдался Борманом в 1941 г. для рентгеновских лучей [27] и был интерпретирован Лауэ в 1949 г. [28]. 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 [8].

В случае фотонного кристалла резкое уменьшение поглощения при изменении угла падения све-

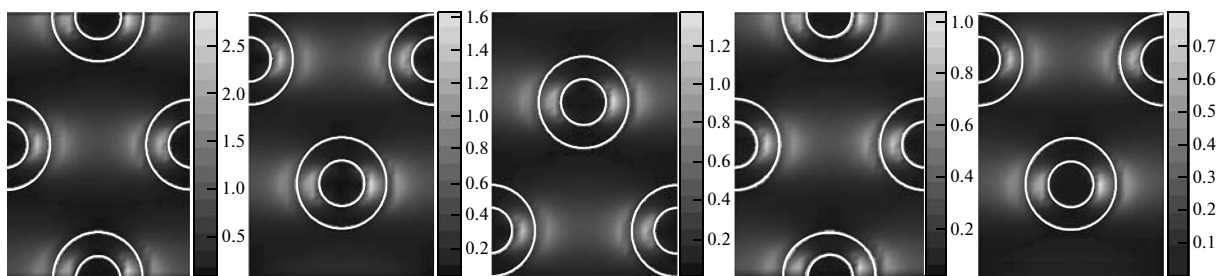


Рис. 8. Пространственное распределение амплитуды энергии электромагнитного поля в каждом из пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла для максимального значения поглощения на длине волны 455 нм и угла падения $\theta = 23^\circ$

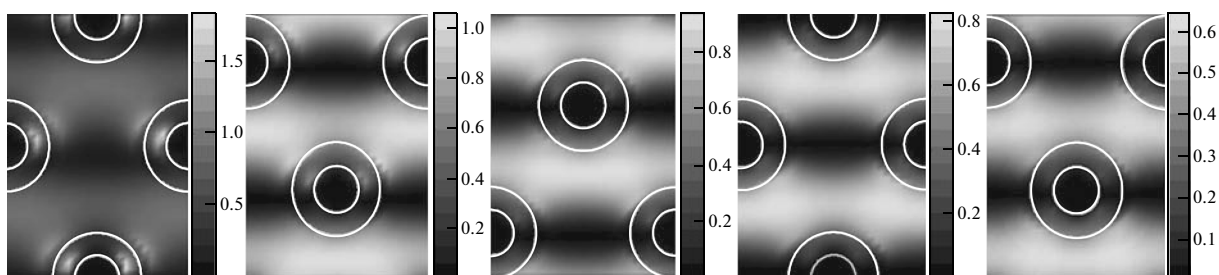


Рис. 9. Пространственное распределение амплитуды энергии электромагнитного поля в каждом из пяти слоев металло-диэлектрического фотонного кристалла для минимального значения поглощения на длине волны 455 нм и угла падения $\theta = 30^\circ$

та может быть вызвано аналогичным эффектом. Максимумы плотности энергии поля должны попадать на поглощающие (металлические) узлы решетки при некоторых резонансных значениях длины волны и углах падения, отвечающих максимумам 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. 8, 9. Хорошо видно, как такая картина распределения поля формируется при продвижении в глубину фотонного кристалла: на рис. 9 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, как и в случае эффекта Бормана для рентгеновского излучения, уменьшение поглощения в случае фотонного кристалла наблюдается во втором порядке дифракции на семействе кристаллических плоскостей $(\bar{1}11)$, лежащих

под углом 70.52° к поверхности. Резкое изменение поглощения видно на рис. 6 для наклонно падающей волны в районе $\lambda = 425$ нм для $\theta = 23^\circ$ и $\lambda = 455$ нм для $\theta = 30^\circ$. В этом случае реализуется геометрия Лауэ, при которой отражение почти нулевое, а коэффициент прохождения T возрастает от $T = 0$ до $T = 0.46$. Более детально этот эффект можно увидеть при сравнении областей падения поглощения на рис. 3б и возрастания прохождения на рис. 3в. Таким образом, и в случае поглощающего фотонного кристалла наблюдается аномальное прохождение, связанное с возникновением стоячей волны электромагнитного поля в структуре фотонной решетки и перераспределением ее пучностей и узлов при небольшом изменении угла падения волны (рис. 7, 8).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что изменение угла падения электромагнитного поля на поверхность фотонного кристалла в узком диапазоне на определенной длине волны, приводит к глобальной перестройке про-

странственного 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 соответствует такое пространственное распределение плотности энергии поля, при котором энергия локализована у поверхности поглощающих металлических шариков. Напротив, в минимуме поглощения наблюдается локализация плотности энергии поля строго между узлами решетки фотонного кристалла. Указанное явление является прямым аналогом эффекта Бормана, известного в рентгенокопии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
2. He Sailing, Xiao Sanshui, Shen Linfang, He Jianping, and Fu Jian, *J. Phys. A: Math. Gen.* **34**, 9713 (2001).
3. Paulo de Tarso Neves, Jr. and Alexandre A. P. Pohl, *J. Comm. Inf. Systems* **20**, 3 (2005).
4. A. Barbara, P. Quemerais, E. Bustarret, and T. Lopez-Rios, *Phys. Rev. B* **66**, 161403 (2002).
5. S. Y. Lin, J. Moreno, and J. G. Fleming, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 380 (2003).
6. S. Y. Lin, J. G. Fleming, and I. El-Kady, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5933 (2003).
7. J. G. Fleming, S. Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas, and K. M. Ho, *Nature* **417**, 52 (2002).
8. B. W. Batterman and H. Cole, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 681 (1964).
9. В. Я. Емелин, Н. В. Классен, Ю. А. Осипьян, Письма в ЖЭТФ **33**, 329 (1981).
10. A. Moroz, *Phys. Rev. B* **66**, 115109 (2002).
11. Wei Wang and Sanford A. Asher, *J. Amer. Chem. Soc.* **123**, 12528 (2001).
12. A. P. Vinogradov, Yu. E. Lozovik, A. M. Merzlikin, A. V. Dorofeenko, I. Vitebskiy, A. Figotin, A. B. Granovsky, and A. A. Lisyansky, *Inverse Borrmann Effect in Photonic Crystals*, arXiv:0903.1073.
13. И. Э. Раздольский, Т. В. Мурзина, О. А. Акципетров, М. Иноуэ, Письма в ЖЭТФ **87**, 461 (2008).
14. N. Stefanou, V. Yannopoulos, and A. Modinos, *Comp. Phys. Comm.* **113**, 49 (1998).
15. A. Modinos, *Physica A* **141**, 575 (1987).
16. J. B. Pendry, *Low Energy Electron Diffraction*, Academic Press, London (1974).
17. С. Л. Эйдерман, М. В. Богданова, Ю. Е. Лозовик, С. А. Белоусов, А. В. Дейнега, И. А. Валуев, Матем. моделир. **21**, 21 (2009).
18. A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics*, Artech House, Boston (2000).
19. K. S. Kunz and R. J. Luebbers, *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*, FL, CRC Press, Boca Raton (1993).
20. K. S. Yee, *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **AP-14**, 302 (1966).
21. I. Valuev, A. Deinega, and S. Belousov, *Opt. Lett.* **33**, 1491 (2008).
22. Jiang, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 5871 (2003).
23. S. Roberts, *Phys. Rev.* **114**, 1 (1959).
24. С. Г. Романов, ФТТ **49**, 512 (2007).
25. E. Pavarini, L. C. Andreani, C. Soci, M. Galli, F. Marabelli, and D. Comoretto, *Phys. Rev. B* **72**, 045102 (2005).
26. М. В. Ковальчук, В. Г. Кон, УФН **149**, 69 (1986).
27. G. Borrmann, *Phys. Zs.* **42**, 157 (1941); *Zs. Phys.* **127**, 297 (1950).
28. M. von Laue, *Acta Crystallogr* **2**, 106 (1949).