

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)» (СГАУ)

## **Метаматериалы и фотонные кристаллы**

Научно-образовательный модуль  
в системе дистанционного обучения MOODLE

УДК 681.5

Автор-составитель: **Дьяченко Павел Николаевич**

**Метаматериалы и фотонные кристаллы** [Электронный ресурс] : электрон. научно-образоват. модуль в системе дистанц. обучения MOODLE / Минобрнауки России, Самар. гос. аэрокосм. ун-т им. С. П. Королева (нац. исслед. ун-т); авт.-сост. П. Н. Дьяченко. - Электрон. текстовые и граф. дан. - Самара, 2012. – 1 эл. опт. диск (CD-ROM).

Научно-образовательный модуль предназначен для студентов радиотехнического факультета, обучающихся по направлению подготовки бакалавров 210100.62 «Электроника и нанoeлектроника», изучающих дисциплину «Метаматериалы и фотонные кристаллы» в 8 семестре.

Модуль разработан на кафедре нанoинженерии.

© Самарский государственный  
аэрокосмический университет, 2012

## **Тема 1. Введение. Понятие фотонного кристалла. История возникновения.**

Под фотонным кристаллом понимается трехмерно-периодически структурированный диэлектрик, который создает в пространстве кристалла периодически неоднородное распределение диэлектрической проницаемости. Такая модуляция диэлектрической проницаемости приводит к возникновению зонной структуры энергетических уровней фотонов. Можно проследить аналогию между фотонными кристаллами и обычными кристаллами. В обычном кристалле ионы (ядра) атомов расположены в трехмерной решетке. Такое расположение создает трехмерно-периодическое распределение электрического потенциала. В поле такого потенциала энергетические уровни электронов распределены по зонам, иными словами, энергия электрона может принимать только определенные значения, соответствующие определенному энергетическому уровню, аналогично тому, как это происходит в поле потенциальной ямы. (Потенциал в кристалле бесконечен и периодичен в пространстве, а в потенциальной яме пространственно ограничен, но и то и другое приводит к возникновению уровней энергии). В фотонном кристалле аналогом трехмерно-периодической модуляции потенциала служит модуляция диэлектрической проницаемости или показателя преломления. Такая модуляция приводит к возникновению дискретизации уровней энергии для электромагнитных волн, т.е. возникновению зонной структуры для фотонов. Для электрона в потенциальной яме оптический аналог не настолько близок - это оптический волновод, в котором ограничение в пространстве распространения волны по двум координатам приводит к дискретному спектру волновых векторов, а не энергий. Для дискретного спектра энергий фотонов необходимо трехмерная локализация или трехмерная периодическая модуляция показателя преломления. В таблице на рис.1.1 продемонстрированы основные аналогичные понятия для фотонных и обычных, «электронных».



Рис. 1.1 Сравнение обычного (электронного) кристалла с фотонным кристаллом

Также как электроны в кристалле, электромагнитные волны в фотонном кристалле могут описываться в формализме волн Блоха. Т.е. в фотонном кристалле, аналогично волноводу, свет распространяется в виде набора мод, которые являются собственными модами кристалла. Но, в отличие от волновода, в трехмерном фотонном кристалле моды могут распространяться в произвольном направлении.

Наличие запрещенной зоны в спектре энергетических уровней фотонов должно приводить к подавлению спонтанного испускания атомов, чья энергия перехода соответствует энергии фотона в запрещенной зоне. Таким образом, фотонный кристалл позволяет управлять спонтанным излучением или, иными словами, плотностью состояний электромагнитных колебаний или нулевыми колебаниями вакуума.

Возникновение фотонных запрещенных зон можно наглядно представить себе следующим образом. Трехмерно-периодическое распределение диэлектрика приводит к тому, что электромагнитная волна,

распространяющаяся в определенном направлении, испытывает отражение на структуре как на брэгговской решетке или многослойном диэлектрическом зеркале. Такое «зеркало» отражает свет только в определенном диапазоне длин волн, называемом стоп-зоной, положение которой в частотном спектре зависит от периода решетки. Если для всех направлений существует область перекрытия частот стоп-зон, то такая область образует фотонную запрещенную зону. Свет с длиной волны, принадлежащей этой области не может распространяться ни в каком направлении. Таким образом, атом внутри фотонного кристалла не может испускать свет на этой длине волны. Отсюда становится понятен пороговый характер возникновения запрещенной зоны по величине контраста диэлектрической проницаемости решетки. Дело в том, что различным направлениям в кристалле соответствует различная периодичность. Таким образом, середины стоп-зон могут быть значительно смещены друг относительно друга для разных направлений – например, для квадратной решетки периодичности вдоль диагонали и стороны куба относятся как 1 к  $\sqrt{2}$ . Чтобы обеспечить перекрытие стоп-зон необходимо сделать их размер достаточно большим, что достигается созданием решеток диэлектрик-воздух из материалов с высоким показателем преломления. С другой стороны, перекрытие стоп-зон легче обеспечить при более изотропной периодичности, т.е. при форме зоны Бриллюэна, близкой к сферической.

Впервые идея управления спонтанным излучением атомов (подавления спонтанного излучения атомов), находящихся в среде с трехмерно-периодической модуляцией показателя преломления, была высказана в работах Быкова В.П. [1] в 1972г. Затем эта возможность была заново осознана в 1987г. Э.Яблоновичем и С.Джоном [2,3] и был предложен термин «фотонный кристалл». В отличие от обычного кристалла, где волна плотности вероятности электрона скалярна, поле электромагнитной волны носит векторный характер. Это потребовало разработки нового математического аппарата для расчета зонной структуры и привело к ряду отличительных свойств, в частности, пороговому характеру возникновения запрещенной

зоны по глубине модуляции показателя преломления. В 1990г. была впервые рассчитана зонная структура фотонного кристалла и была теоретически обнаружена фотонная запрещенная зона [4]. Значительные технологические трудности в изготовлении решеток фотонных кристаллов для оптического диапазона длин волн привели к тому, что только в 2000г. был впервые синтезирован фотонный кристалл, предположительно обладающий запрещенной зоной в ближней инфракрасной области спектра [5].

1. Быков В.П., ЖЭТФ **35**, 269, (1972)
2. Yablonovitch E., Phys. Rev. Lett. **58**, 2059, (1987)
3. John S., Phys. Rev. Lett. **58**, 2486, (1987)
4. K. M. Ho et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 3152, (1990)
5. Blanco et al., Nature **405**, 437, (2000)

## Тема 2. Теоретические основы явлений в структурах с фотонной запрещенной зоной.

### 2.1 Плотность мод электромагнитного поля

В вакууме, соотношение между (угловой) частотой электромагнитного поля  $\omega$  и волновым числом  $k \equiv |k| = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  - длина волны и  $k$  - волновой вектор, называемое законом дисперсии электромагнитного поля, имеет простой вид:

$$\omega = ck \quad (1)$$

где  $c$  - скорость света в вакууме. В однородном веществе, характеризующемся показателем преломления  $n$ , закон дисперсии имеет форму выражения (1) с заменой скорости света на  $v = c/n$  и длины волны на  $\lambda = \lambda/n$ .

Введем понятия плотности мод электромагнитного поля. Рассмотрим электромагнитное излучение внутри куба с ребром длиной  $L \gg \lambda$ . Для компоненты поля, распространяющегося вдоль оси  $z$ , потребуем условия периодичности с периодом  $L$ ,  $E(z+nL) = E(z)$ , где  $n = 0, \pm 1, \dots$ , а также периодических граничных условий,  $E(z=0) = E(z=L) = 0$ . Периодическую функцию  $E(z)$  разложим в ряд Фурье

$$E(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m e^{ik_m z} \quad (2)$$

представляющий собой разложение по плоским волнам с волновыми числами  $k_m$ , принимающими дискретные значения

$$k_m = \frac{2\pi}{L}m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

Для определения значения амплитуды фурье-гармоник  $E_m$ , сделаем обратное преобразование Фурье:

$$\int_{L/2}^{L/2} dz e^{-ik_n z} E(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \int_{L/2}^{L/2} dz e^{-ik_n z} e^{ik_m z} \quad (4)$$

Интеграл в правой части уравнения (4) для целочисленного аргумента  $k_m = k_n$  выразится через символ Кронекера:

$$f(k_m - k_n) = \int_{L/2}^{L/2} dz e^{i(k_m - k_n)z} = L \delta_{mn} \quad (5)$$

Функция  $f(k_m - k_n)$  отлична от нуля только в точке  $m = n$ . Подставляя (5) в (4), получим:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \delta_{mn} = E_n = \frac{1}{L} \int_{L/2}^{L/2} dz e^{-ik_n z} E(z) \quad (6)$$

Повторяя такое разложение для двух других компонент поля,  $E_x$  и  $E_y$ , полное поле в кубе квантования может быть представлено в виде трехмерного ряда Фурье:

$$E(r) = \sum_{lmn} E_{lmn} e^{i2\pi(lx+my+nz)/L} \quad (7)$$

Введя волновой вектор  $k$  с компонентами

$$k = \frac{2\pi}{L} \{l, m, n\} \quad (8)$$

выражение (7) запишем в виде:

$$E(r, t) = \sum_k E_k(t) e^{ikr} \quad (9)$$

где вектор напряженности электромагнитного поля моды с данным значением  $k$  задается в виде:

$$E_k(r, t) = \frac{1}{V} \int_V E_k(t) e^{-ikr} \quad (10)$$

Зависимость  $E$  и  $E_k$  от времени  $t$  в выражениях (9,10) описывается стандартном для плоских волн множителем вида  $\exp(-i\omega_k t)$ , где частота

каждой моды  $\omega_k = ck$ . Представление (9) произвольного поля  $E$  в виде бесконечной суммы плоских волн, называемых модами электромагнитного поля, позволяет задать пространственное распределение поля  $E(r,t)$  множеством в общем случае комплексных чисел  $E_k$  - амплитуд мод. Из-за вещественности поля  $E$  амплитуды мод связаны соотношением  $E_{-k} = E_k^*$ . Волновые векторы  $k$  образуют решетку в трехмерном  $k$ -пространстве волновых чисел. Условие дискретности значений волновых векторов (8) определяет расстояние между соседними модами в фазовом пространстве ( $k$ -пространстве), равное  $\frac{2\pi}{L}$ . Тогда объем фазового пространства волновых чисел, приходящийся на одну моду, равен  $\frac{(2\pi)^3}{V}$ .

При увеличении размера куба квантования моды электромагнитного поля в фазовом пространстве сгущаются и в пределе  $L \rightarrow \infty$  ряд Фурье (9) переходит в интеграл Фурье:

$$E(r,t) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} E(k,t) e^{ikr} dk \quad (11)$$

с амплитудой моды с волновым вектором  $k$  в виде

$$E(k,t) = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} E(r,t) e^{-ikr} dr \quad (12)$$

Формальное правило перехода от суммирования к интегрированию, может быть получено из выражений (2-5) и интегрального представления  $\delta$ -функции,

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz e^{-ikr} = 2\pi\delta(k) \quad (13)$$

Число мод  $N$  электромагнитного поля, имеющие частоты, меньшие  $\omega$ , в кубе квантования  $V$  определяется суммой (интегралом) вида:

$$N(\omega) = 2 \times \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{k=0}^{k=\omega/c} dk = \frac{\omega^3 V}{3\pi^2 c^3} \quad (14)$$

где множитель “2” перед интегралом учитывает два возможных ортогональных состояния поляризации каждой моды. Выражение (14) можно получить из следующих простых соображений. Моды электромагнитного поля, занимающие диапазон частот от 0 до  $\omega$ , в пространстве волновых векторов заполняют шар с центром в точке  $k = 0$  и радиусом  $k = \omega/c$ . Объем такого шара равен:

$$W(\omega) = \frac{4}{3} \pi k^3 = \frac{4\pi\omega^3}{3c^2} \quad (15)$$

Поскольку объем фазового пространства волновых чисел, приходящийся на одну моду, равен  $v = \frac{(2\pi)^3}{V}$ , то полное число мод с частотами, меньшими  $\omega$ , равно

$$N(\omega) = 2 \times \frac{W(\omega)}{v} = \frac{\omega^3 V}{3\pi^2 c^3} \quad (16)$$

Плотность состояний  $D(\omega)$  электромагнитного поля, определяемая как  $D(\omega) = \partial N(\omega) / \partial \omega$ , записывается в виде

$$D(\omega) = \frac{\omega^2 V}{\pi^2 c^3} \quad (17)$$

и имеет смысл числа мод электромагнитного поля с частотами в спектральном диапазоне от  $\omega$  до  $\omega + d\omega$ . Обратим внимание, что плотность состояний зависит от частоты как  $\omega^2$ .

## 2.2. Вероятность спонтанного излучения

В задаче о спонтанном излучении диполя с моментом  $d$ , осциллирующего на частоте  $\omega$ , энергия излучения за единицу времени определяется как

$$U = \frac{4\pi^2 \omega^2}{3V} |d|^2 D(\omega) \quad (18)$$

Вероятность  $P$  излучения фотона энергией  $\hbar\omega$  в единицу времени (скорость излучения),  $P = U / \hbar\omega$ , примет вид

$$P = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} |d|^2 \rho(\omega) \quad (19)$$

Таким образом, спонтанное излучение атома или молекулы определяется не только свойствами излучателя (величиной дипольного момента), но и свойствами поля вокруг него, описываемыми плотностью состояний мод. Фотонные кристаллы являются структурами, изменяющими плотность состояний мод электромагнитного поля и оптические свойства находящихся в них атомов и молекул.

### Тема 3. Закон дисперсии и зонная структура фотонных кристаллов

Рассмотрим задачу о законе дисперсии и зонной структуре одномерных фотонных кристаллов. Полагая фотонный кристалл линейной средой, запишем волновое уравнение для распространения электромагнитной волны  $E(z, t)$  вдоль направления периодичности фотонного кристалла в виде:

$$\frac{4\pi^2 \omega^2}{\varepsilon(z)} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (20)$$

Поскольку диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(z)$  - периодическая функция с периодом фотонного кристалла  $a$ ,  $\varepsilon(z + a) = \varepsilon(z)$ ,

$$\varepsilon^{-1}(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \kappa_m \exp(i \frac{2\pi m}{a} z) \quad (21)$$

где амплитуды фурье-гармоник  $\kappa_{-m} = \kappa_m^*$ . По теореме Блоха, собственные решения волнового уравнения в периодическом потенциале (диэлектрической проницаемости) представимы в виде плоских волн,

$$E_k(z, t) = u_k(z) \exp(i(kz - \omega_k t)) \quad (22)$$

с амплитудой  $u_k$ , являющейся периодической функцией с периодом фотонного кристалла  $a$ ,

$$u_k(z + a) = u_k(z) \quad (23)$$

Волновое число  $k$  нумерует моды  $E_k(z, t)$ , а частота моды поля  $\omega_k$  является собственным значением волнового уравнения (20). Периодичность функции  $E_k(z, t)$  позволяет разложить ее в ряд Фурье

$$E_k(z, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \exp(i(k + \frac{2\pi m}{a})z - i\omega_k t) \quad (24)$$

Используя первые три члена ряда (21),

$$\varepsilon^{-1}(z) = \kappa_0 + \kappa_1 \exp(i \frac{2\pi}{a} z) + \kappa_{-1} \exp(-i \frac{2\pi}{a} z) \quad (25)$$

волновое уравнение (20) запишется в виде

$$\kappa_1 (k + \frac{2\pi(m-1)}{a})^2 E_{m-1} + \kappa_{-1} (k + \frac{2\pi(m+1)}{a})^2 E_{m+1} \approx (\omega_k^2 / c^2 - \kappa_0 (k + \frac{2\pi m}{a})^2) E_m \quad (26)$$

При  $m = 0$ , выражение (26) запишется в виде:

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2} \left( \kappa_1 (k - \frac{2\pi}{a})^2 E_{-1} + \kappa_{-1} (k + \frac{2\pi}{a})^2 E_1 \right) \quad (27)$$

а при  $m=-1$ :

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 (k - \frac{2\pi}{a})^2} \left( \kappa_1 (k - \frac{4\pi}{a})^2 E_{-2} + \kappa_{-1} k^2 E_0 \right) \quad (28)$$

Выделенными являются частоты  $\omega_k \approx \kappa_0^{1/2} c k$  и волновые числа  $k \approx k - \frac{2\pi}{a}$ , поскольку в их окрестности  $E_0$  и  $E_{-1}$  сингулярно возрастают и являются определяющими в фурье-разложении (24). В этом случае, всеми остальными членами ряда можно пренебречь, и выражения (27) и (28) примут вид системы двух связанных уравнений для амплитуд  $E_0$  и  $E_{-1}$ :

$$(\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2) E_0 - \kappa_1 c^2 (k - \frac{2\pi}{a})^2 E_{-1} = 0 \quad (29)$$

$$\kappa_{-1} c^2 k^2 E_0 + (\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 (k - \frac{2\pi}{a})^2) E_{-1} = 0$$

Существование решения системы (29) определяется характеристическим уравнением, получаемым из равенства нулю детерминанта:

$$\begin{pmatrix} (\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 k^2) & -\kappa_1 c^2 (k - \frac{2\pi}{a})^2 \\ \kappa_{-1} c^2 k^2 & (\omega_k^2 - \kappa_0 c^2 (k - \frac{2\pi}{a})^2) \end{pmatrix} = 0 \quad (30)$$

Решение характеристического уравнения определяет закон дисперсии в окрестности волновых чисел  $k \approx k - \frac{2\pi}{a}$  в виде:

$$\omega_{\pm k} = \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 \pm \kappa_{-1}} \pm \frac{ac}{\pi k_1} (\kappa_0^2 - \kappa_1^2 / 2) (k - \frac{\pi}{a}) \quad (31)$$

При  $k = \frac{\pi}{a}$ , закон дисперсии имеет разрыв и в диапазоне частот:

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 - \kappa_{-1}} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 + \kappa_{-1}} \quad (32)$$

система (29) не имеет решений, т.е. мод электромагнитного поля с такими частотами не существует, что соответствует фотонной запрещенной зоне.

Продемонстрируем явление аномальной групповой скорости на краях фотонной запрещенной зоны. Групповая скорость  $v_g$  определяется из закона дисперсии как

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (33)$$

В случае одномерных фотонных кристаллов групповая скорость при  $k \approx \frac{\pi}{a}$  задается в виде:

$$v_{g\pm} = \pm \frac{ac}{\pi k_1} (\kappa_0^2 - \kappa_1^2 / 2) (k - \frac{\pi}{a}) \quad (34)$$

где знаки  $\pm$  соответствуют разным краям фотонной запрещенной зоны. При  $k \rightarrow \frac{\pi}{a}$  групповая скорость  $v_g \rightarrow 0$ . Явление малой групповой скорости края фотонной запрещенной зоны носит название аномальной групповой скорости. Поскольку групповая скорость определяет скорость распространения волнового пакета, то ее малость эквивалентна аномально большому времени взаимодействия моды электромагнитного поля с

веществом (фотонным кристаллом). Обратим внимание, что на противоположных краях фотонной запрещенной зоны групповая скорость  $v_{g+}$  и  $v_{g-}$  имеет разные знаки.

### 3.1 Фотонная зона Бриллюэна

Закон дисперсии (1) электромагнитной волны в однородной среде определяется для любых значений волновых векторов (волновых чисел). В фотонных кристаллах, обладающих периодической модуляцией диэлектрической проницаемости, волновые вектора, отличающиеся друг от друга на  $2\pi m/a$ , где  $m$  - любое целое число, рассматриваются как эквивалентные. В случае одномерных фотонных кристаллов с периодом модуляции диэлектрической проницаемости  $a$  волновые векторы задаются в интервале  $[-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}]$ , называемой первой зоной Бриллюэна фотонного кристалла.

В двумерном фотонном кристалле с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в двух направлениях с периодами  $a_1$  и  $a_2$  (прямоугольная или квадратная решетка), элементарная (кристаллическая) ячейка образована двумя векторами  $a_1 = (a_1, 0)$  и  $a_2 = (0, a_2)$ . Элементарные вектора обратной решетки задаются в виде

$$b_1 = \left(\frac{2\pi}{a_1}, 0\right), \quad b_2 = \left(0, \frac{2\pi}{a_2}\right) \quad (35)$$

а первая зона Бриллюэна представляет собой множество точек в пространстве волновых векторов, построенном на базисе векторов  $b_1$  и  $b_2$ .

#### Тема 4. Метод разложения по плоским волнам для расчета закона дисперсии фотонных кристаллов

Анализ оптических свойств фотонных кристаллов органически разбивается на три части. Первой является задача о собственных значениях волнового уравнения внутри фотонных кристаллов той или иной размерности. Решение этой задачи составляет зонная структура фотонных кристаллов, т.е. энергетический спектр мод с волновыми векторами внутри первой зоны Бриллюэна. Рассчитанная зонная структура, или модовый состав поля внутри фотонного кристалла позволяет сделать вывод о наличии запрещенной фотонной зоны для определенных направлений волнового вектора или о существовании полной запрещенной фотонной зоны. Второй задачей, базирующейся на зонной структуре фотонного кристалла, является задача о собственных функциях волнового уравнения. Найденные собственные функции определяют спектры коэффициентов отражения и пропускания фотонных кристаллов для фиксированного волнового вектора. Третий класс задач составляют задачи об оптическом отклике фотонных кристаллов и включающие в себя задачи о спонтанном и вынужденном излучении фотонных кристаллов, нелинейно-оптическом отклике фотонных кристаллов и т.д. Первую задачу эффективнее всего решать методом разложения по плоским волнам.

Электромагнитное поле внутри фотонного кристалла подчиняется уравнениям Максвелла в виде:

$$\nabla \times E(r,t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial B(r,t)}{\partial t} \quad (36)$$

$$\nabla \times H(r,t) = \frac{1}{c} \frac{\partial D(r,t)}{\partial t} \quad (37)$$

$$\nabla \cdot D(r,t) = 0 \quad (38)$$

$$\nabla \cdot B(r,t) = 0 \quad (39)$$

где используются стандартные обозначения для векторов напряженности электрического поля  $E$ , напряженности магнитного поля  $H$ , электрического

смещения  $D$  и магнитной индукции  $B$ . В уравнениях (39) плотности токов  $j$  и связанных зарядов  $\rho$  исключены. Материальные уравнения запишутся в виде:

$$B(r,t) = \mu H(r,t), \quad D(r,t) = \varepsilon(r)E(r,t) \quad (40)$$

Магнитная проницаемость  $\mu$ , полагается постоянной внутри фотонного кристалла, а диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(r)$  является периодической функцией:

$$\varepsilon(r + a_i) = \varepsilon(r) \quad (41)$$

период которой определяется элементарными векторами решетки фотонного кристалла  $a_i$ . Уравнения Максвелла в совокупности с материальными уравнениями могут быть переписаны в виде двух дифференциальных уравнений вида:

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times (\nabla \times E(r,t)) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(r,t)}{\partial t^2} \quad (42)$$

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r,t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 H(r,t)}{\partial t^2} \quad (43)$$

Уравнения (42) представляют собой волновые уравнения в среде для  $E(r,t)$  и  $H(r,t)$ . Ищем их решения в виде:

$$E(r,t) = E(r)e^{i\omega t}, \quad H(r,t) = H(r)e^{i\omega t} \quad (44)$$

Частота  $\omega$  является собственной частотой (значением), а  $E(r)$  и  $H(r)$  - собственными функциями волновых уравнений (42) и (43), соответственно. Введем дифференциальные операторы  $\Lambda_E$  и  $\Lambda_H$  по правилу

$$\Lambda_E E(r) \equiv \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times (\nabla \times E(r)) \quad (45)$$

$$\Lambda_H H(r) \equiv \nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r) \right) \quad (46)$$

Вычисляя вторые производные по времени в выражениях (44), волновые уравнения (42-43) примут вид

$$\Lambda_E E(r) = \frac{\omega^2}{c^2} E(r) \quad (47)$$

$$\Lambda_H H(r) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (48)$$

Вследствие пространственной периодичности диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(r)$ , по теореме Блоха решения уравнений (47-48) записываются в виде периодических функций вида

$$E_{kn}(r) = u_{kn}(r)e^{ikr}, \quad H_{kn}(r) = v_{kn}(r)e^{ikr} \quad (49)$$

характеризующихся волновым вектором  $k$  в первой зоне Бриллюэна и номером зоны  $n$ . Амплитуды электрической и магнитной компонент поля  $u_{kn}$  и  $v_{kn}$ , являются периодическими функциями с периодом в каждом из пространственных направлений  $x_i$ , равным элементарному вектору решетки фотонного кристалла  $a_i$ :

$$u_{kn}(r + a_i) = u_{kn}(r), \quad v_{kn}(r + a_i) = v_{kn}(r) \quad (50)$$

Введем элементарные вектора обратной решетки  $b_i$ , фотонного кристалла, задаваемого по правилу:

$$a_i b_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (51)$$

где  $\delta_{ij}$  - символ Кронекера. Определим фазовое пространство, состоящее из множества векторов обратной решетки

$$G = \sum_{j=1}^3 l_j b_j \quad (52)$$

с произвольными целыми коэффициентами  $l_i$ . Периодичность диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(r)$  позволяет разложить обратную ей функцию в ряд Фурье по векторам обратной решетки,

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \sum_G \kappa(G) e^{iGr} \quad (53)$$

Если  $\varepsilon(r)$  является действительной функцией, то фурье-коэффициенты  $\kappa(G)$  связаны между собой как  $\kappa(-G) = \kappa^*(G)$ . Поскольку пространственные амплитуды электрической и магнитной компонент поля,  $u_{kn}(r)$  и  $v_{kn}(r)$ , являются периодическими функциями, то аналогичное разложение в ряд Фурье может быть проведено и для величин  $E_{kn}(r)$  и  $H_{kn}(r)$ . Выражения (49) в этом случае примут вид:

$$E_{kn}(r) = \sum_G E_{kn}(G) e^{i(k+G)r} \quad (54)$$

$$H_{kn}(r) = \sum_G H_{kn}(G) e^{i(k+G)r} \quad (55)$$

Решение волновых уравнений (42-43), с учетом выражений (44) и (54), оказалось записано в виде бесконечной суммы плоских волн, характеризующихся частотой  $\omega$  и множеством волновых векторов  $k + G$ . Такой метод решения волнового уравнения называется методом разложения по плоским волнам (plane-wave expansion method).

Используя разложения (53) и (54), волновые уравнения (47-48) могут быть переписаны в виде:

$$-\sum_G \kappa(G - G')(k + G') \times ((k + G') \times E_{kn}(G')) = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} E_{kn}(r) \quad (56)$$

$$-\sum_G \kappa(G - G')(k + G') \times ((k + G') \times H_{kn}(G')) = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} H_{kn}(r) \quad (57)$$

Численное решение задачи о собственных значениях системы уравнений (56-57) при заданном наборе коэффициентов  $\kappa(G - G')$ , определяющим структуру

фотонного кристалла, дает закон дисперсии  $\omega_{kn}^2$ , т.е. зонную структуру фотонного кристалла. Метод разложения по плоским волнам часто не является оптимальным в смысле численной процедуры и использования вычислительных мощностей. Для хорошей точности решения задачи о собственных значениях, в уравнениях (56-57) необходимо брать большое число членов в суммировании по  $G'$ . Число этих членов  $N$  определяется малостью фурье-гармоники диэлектрической проницаемости  $\kappa(G-G')$ . В реальных задачах  $N \sim 10^3$ . При этом задача о собственных значениях сводится к диагонализации матрицы размерностью  $3N$ , определяемой правой частью, для каждого значения волнового вектора  $k$ . В задачах о зонной структуре трехмерных фотонных кристаллов, состоящих из сфер, и двумерных кристаллов, состоящих из цилиндров, существенно лучшую точность дает метод разложения по сферическим волнам, поскольку такой базис является более естественным для кристаллов такой конфигурации. В этом базисе амплитуды фурье-компонент разложения диэлектрической проницаемости спадают с ростом  $G$  существенно быстрее.

## Тема 5. Трехмерные фотонные кристаллы. Технологии изготовления

Первым фотонным кристаллом, в котором была теоретически обнаружена запрещенная зона, был кристалл с симметрией решетки алмаза, в узлах которого помещались диэлектрические шары [4]. Запрещенная зона находилась между 2-ой и 3-ей зонами. Затем была обнаружена запрещенная зона в структуре решетки ГЦК (зона Бриллюэна представлена на рис. 1), представляющей собой сферические полости в диэлектрике, которая помещалась между 8-ой и 9-ой зонами [6]. Зонная структура этих решеток приведена на рис. 2, 3. Порог существования запрещенной зоны по показателю преломления для первой решетки составил 2,1, для второй – 2,8. Пример зависимости размера запрещенной зоны от показателя преломления материала, из которого изготовлен фотонный кристалл, приведен на рис. 4.

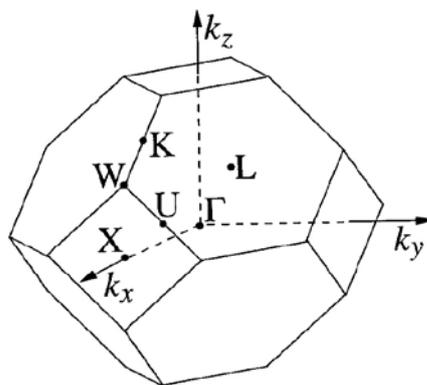


Рис. 1. Зона Бриллюэна ГЦК решетки с обозначением точек высокой симметрии

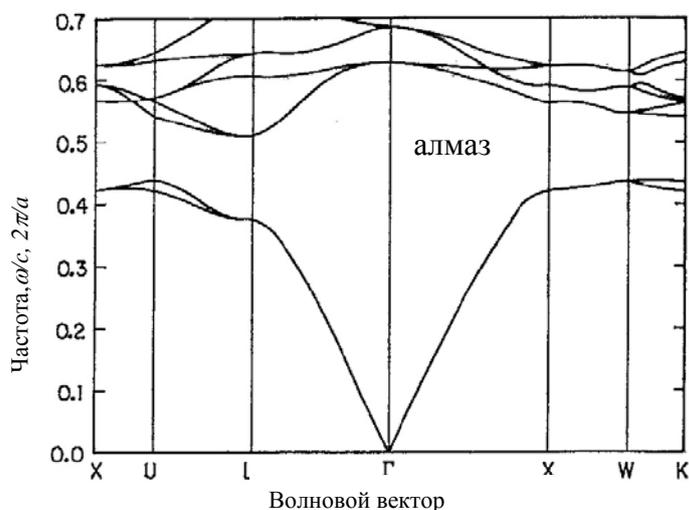


Рис. 2. Зонная структура фотонного кристалла с симметрией алмаза из диэлектрических шаров в воздухе при  $\epsilon=12$ .

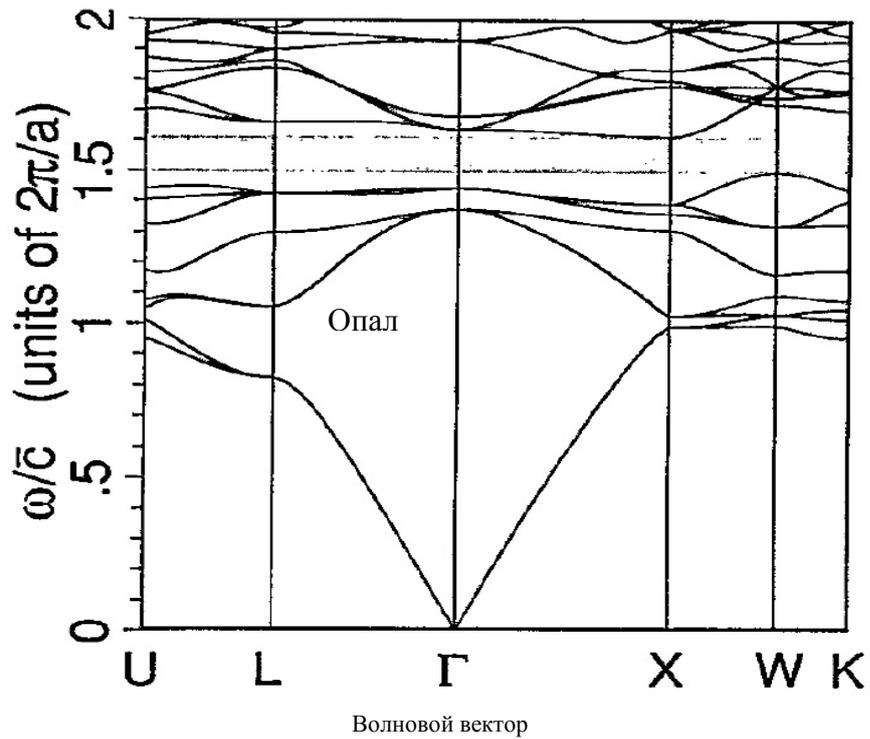


Рис. 3. Зонная структура фотонного кристалла с симметрией опала (ГЦК) из сферических полостей в диэлектрике при  $\epsilon = 12$

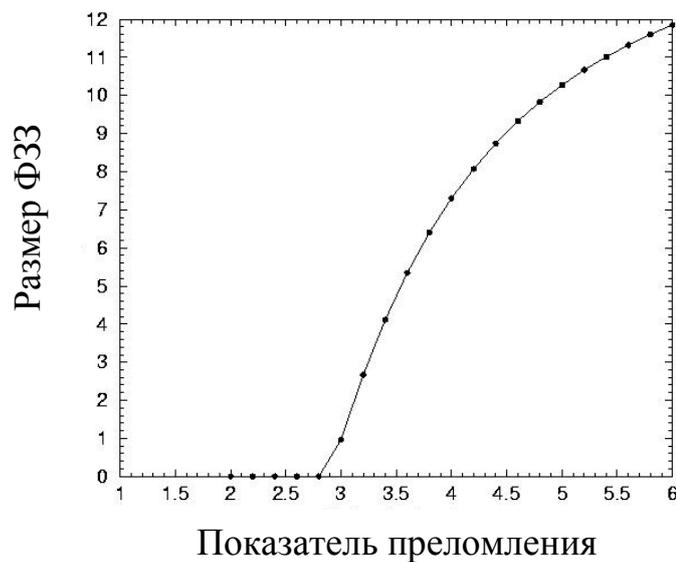


Рис. 4. Зависимость размера запрещенной зоны от показателя преломления материала решетки фотонного кристалла на основе опала.

Требование высокого показателя преломления структуры ограничивает выбор материала решетки и существенно осложняет задачу изготовления фотонного кристалла. В таблице на рис. 5 приведены значения показателя преломления для некоторых материалов.

Материал	Граница спектра пропускания, нм	Показатель преломления
Кремний	1100	3,45
Германий	1780	4
GaAs	870	3,6
AlAs	580	3,16
InP	920	3,55
ZnSe	460	2,5
ZnS	350	2,3
ZnTe	550	2,72
TiO <sub>2</sub> (анатаз)		2,65
Сапфир (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )		1,77
Кварц (SiO <sub>2</sub> )		1,54

Рис. 5. Показатели преломления некоторых полупроводников и диэлектриков.

Синтез трехмерных фотонных кристаллов представляет собой сложную технологическую задачу, определяемую малым размером деталей, их большим количеством и трехмерным характером расположения, а также ограниченностью выбора материала. На сегодняшний день известно множество способов решения данной задачи, каждый из которых, в тоже время, обладает существенными недостатками для успешной реализации концепции фотонных кристаллов на практике.

Один из способов – многократное повторение хорошо отработанных методов традиционной (двухмерной) литографии [7]. С помощью электронной литографии, например, сначала формируются двумерные периодические структуры путем селективного травления с использованием шаблонов, затем новые слои последовательно наносятся поверх существующих. Реализованы структуры, состоящие из нескольких периодов с использованием

соединений  $A_3B_5$  и Si [7,8,9]. Недостатком таких структур является высокая трудоемкость и сложность изготовления большого числа слоев (периодов). Получаемые таким образом структуры типа «поленицы» (рис. 6) имеют симметрию алмаза и обладают всенаправленной запрещенной зоной.

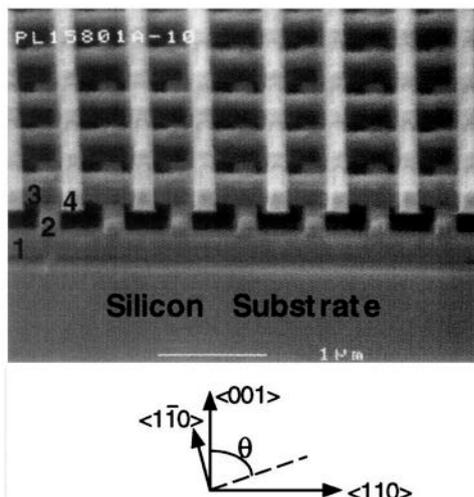


Рис. 6. Четырехслойная решетка «поленица» из кремния [7].

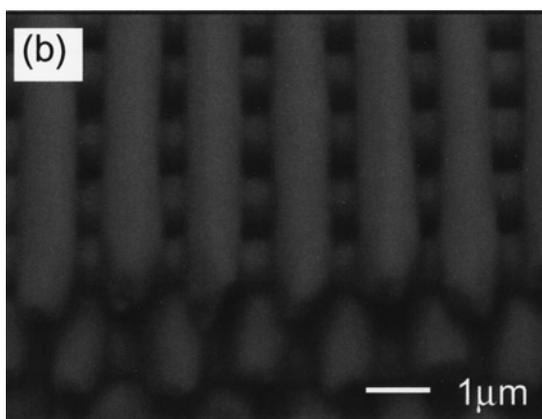


Рис. 7. Решетка «поленицы» изготовленная из фотополимера методом двухфотонной стереолитографии [10].

Другим методом является использование двухфотонной стереолитографии. При помощи этого метода в объеме фоторезиста последовательной, «поточечной», записью сфокусированным излучением фемтосекундного лазера могут формироваться произвольные трехмерные структуры с разрешением около 100 нм [10]. Поглощение света фоторезистом на определенной длине волны приводит к реакции полимеризации. Двухфотонный характер поглощения излучения позволяет добиться того, что этот процесс локализован трехмерно только областью перетяжки пучка, а не

распределен вдоль оси пучка, что обеспечивает формирование трехмерных структур. На рис. 7 приведен пример структуры «поленицы», полученной таким способом. К недостаткам этого подхода следует отнести слишком медленный процесс записи, а также ограниченное разрешение, что создает трудности для использования этого метода при получении фотонных кристаллов для ближней инфракрасной и видимой области спектра.

Одним из первых методов для формирования трехмерных фотонных кристаллов стали применять метод синтеза искусственных опалов. Для формирования искусственных коллоидных кристаллов используют монодисперсный золь диэлектрических частиц латекса или оксида кремния. В первом случае взвесь частиц осаждается в растворе, помещенном в оптическую кювету, образуя плотноупакованную гранцентрированную кубическую структуру, и в таком виде исследуется. Во втором случае золь оксида кремния также осаждается в растворе, однако затем проводится термообработка, в результате которой частицы оксида кремния спекаются, образуя твердую структуру, пригодную для дальнейших физико-химических обработок и механической полировки. Такие структуры получили название искусственных опалов. Несколько групп исследователей независимо предложили рассматривать искусственные опалы как прототипы трехмерных фотонных кристаллов для оптической области электромагнитного спектра [11,12]. Седиментация и спекание глобул оксида кремния приводят к образованию поликристаллов с периодом, варьируемым в широких пределах (100-1500нм), с монокристаллическими доменами, размер которых в лучших образцах обычно не превышает нескольких сотен микрон. Упаковка глобул соответствует ГЦК решетке (рис. 8).

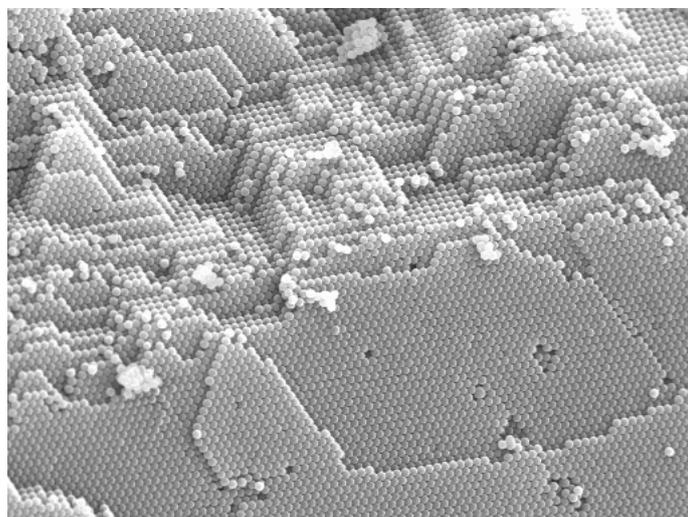


Рис. 8. Решетка искусственного опала.

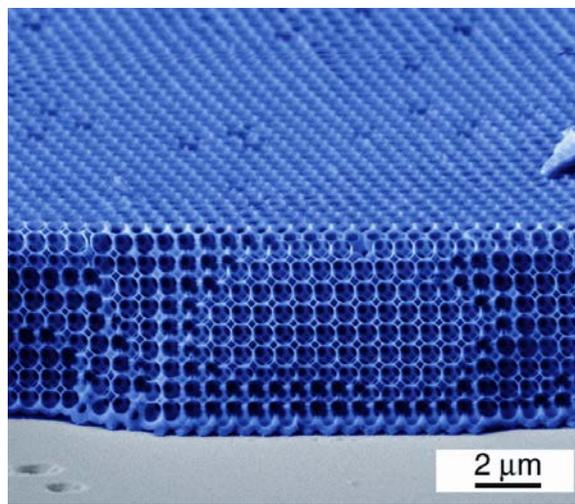


Рис. 9. Опал, инвертированный при помощи инфильтрации наночастиц [12].

Однако для получения запрещенной зоны необходимо инвертировать решетку опала, т.е. поры опала заполнить материалом с достаточно высоким показателем преломления ( $n > 2,8$ ) и удалить исходную матрицу. На рис. 9 приведен пример такой структуры, полученной методом инфильтрации наночастиц в поры матрицы опала из раствора.

Трехмерно-периодическая структура может быть получена сверлением материала в трех направлениях. В частности, так может быть получена структура, известная как «яблоновит» (yablonovite), предложенная Е.Яблоновичем и имеющая симметрию, аналогичную симметрии решетки алмаза и структуре «поленицы» [13]. Также, аналогично этим структурам, структура Яблоновита имеет большой размер фундаментальной запрещенной зоны и наиболее низкий порог ее возникновения по контрасту показателя преломления (2,0-2,1). Впервые данная структура была реализована для сантиметрового диапазона длин волн при сверлении эбонита. В плоскости был гексагонально расположен ряд дырок, через каждую дырку было симметрично просверлено три отверстия под углом 35 градусов к нормали, причем все получившиеся отверстия образовывали три группы, внутри каждой из групп оси отверстий были параллельны друг другу.

Для оптического диапазона длин волн структура яблоновита была реализована при помощи сверления материала сфокусированным ионным пучком (FIB) [14]. В данной работе использовались ионы галлия, ускоряемые напряжением 25КэВ. Диаметр отверстий составлял 350нм, диаметр ионного пучка был равен 100нм. Вид структуры показан на рис. 310. Были получены 5 периодов по толщине образца, 25X25 периодов структуры в плоскости образца. Стоп-зона находилась вблизи длины волны 3мкм. Сверление

ионным пучком осуществлялось в двух направлениях, а в третьем поры формировались при помощи электро-химического травления (см. след. параграф).

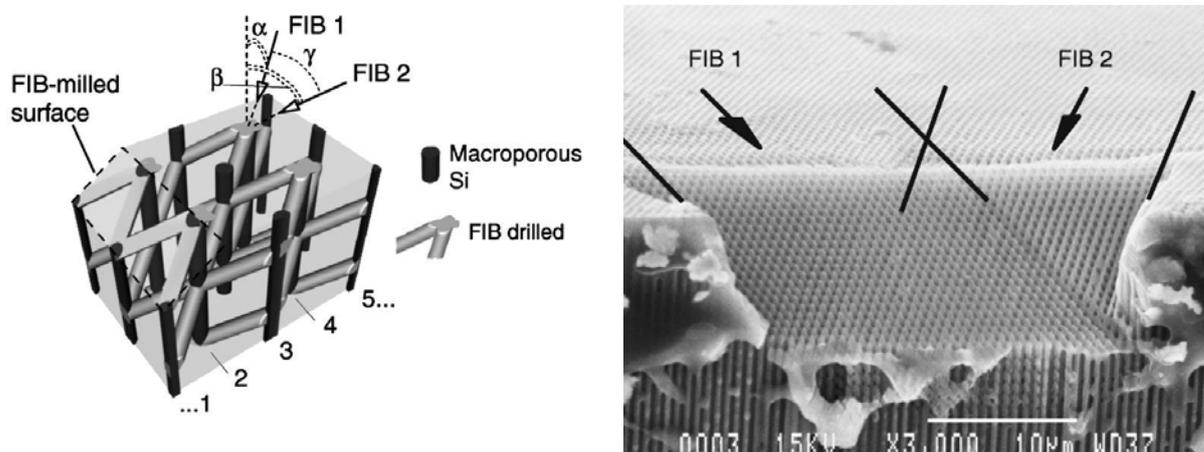


Рис. 10. Структура квазикристалла, полученные методом сверления ионным пучком кристаллического кремния. Слева – ориентация осей отверстий, получаемых сверлением и травлением. Справа – снимок синтезированной структуры, полученной на растровом электронном микроскопе [14].

Наиболее новым и перспективным в настоящее время является метод интерференционной литографии, состоящий в экспонировании фоторезиста трехмерной интерференционной картиной [15]. В результате, при такой записи решетки можно обеспечить идеальную периодичность структуры. Данный метод отличает также высокая скорость изготовления – весь объем решетки экспонируется одновременно, низкая стоимость – для реализации не требуется систем точного позиционирования и возможность получения больших образцов. К недостаткам метода следует отнести умеренное разрешение, которое ограничено длиной волны излучения, используемого для экспонирования фотоматериала, а также отсутствием гибкости при выборе формы узла решетки.

В таблице на рис. 11 приведено сравнение ряда методов синтеза фотоннокристаллических структур.

Методы	Достоинства	Недостатки	Ссылки

Электронная литография	Свобода в выборе «атома», типа решетки, материале, высокое разрешение	Стоимость, скорость Нарушение дальнего порядка, малые размеры решетки	[8]
Двухфотонная стереолитография	Свобода выбора типа решетки	Малая скорость, ограниченность большими периодами	[9]
Осаждение опалов	Свобода в выборе периода, низкая стоимость	Ограниченность типа узла решетки («атома»), дефекты структуры	[5]
Сверление ионным пучком	Высокое разрешение, большой размер запрещенной зоны	Высокая стоимость, ограничения на материал	[7]
Интерференционная литография	Высокая степень периодичности, большой размер решетки, низкая стоимость	Среднее разрешение, ограниченность вида узла решетки	[10]

Рис. 11. Сравнение методов синтеза трехмерных фотонных кристаллов.

1. Быков В.П., ЖЭТФ **35**, 269, (1972)
2. Yablonovitch E., Phys. Rev. Lett. **58**, 2059, (1987)
3. John S., Phys. Rev. Lett. **58**, 2486, (1987)
4. K. M. Ho et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 3152, (1990)
5. Blanco et al., Nature **405**, 437, (2000)
6. Sözüer et al., Phys. Rev. B **45**, 13962, (1992)
7. J. G. Fleming and Shawn Yu Lin, Optics Letters, **24**, 1, (1998)
8. S. Noda, N. Yamamoto, M. Imada, H. Kobayashi, and M. Okano, Journal of Lightwave Technology, **17**, 11, (1999)

9. D. M. Whittaker, *Optics Letters*, **25**, 11, (2000)
10. H.-B. Sun, Sh. Matsuo and H. Misawa, *Applied Physics Letters*, **74** 6, (1999)
11. Wijnhoven, Vos, *Science*, **281**, 802, (1998)
12. Y. A. Vlasov *et al.*, *Nature* **414**, 289, (2001)
13. E. Yablonovich, T.J.Gmitter, K.M.Leung, *Phys.Rev.Lett.*, **67**, 2295, (1991)
14. A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, J.M. Lourtioz, *Applied Physics Letters*, 77 (19), (2000)
15. D. N. Sharp *et al.*, *Opt. Quant. Elec.* **34**, 3, (2002)
16. H. Masuda, H. Yamada, M. Satoh, H. Asoh, M. Nakao, T. Tamamura: *Appl.Phys. Lett.* 71, 2770, (1997)
17. A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. Gösele, K. Busch, *Advanced Materials*, «Silicon-Based Photonic Crystals», **13**, (6), 377, (2001)

## Тема 6. Двухмерные фотонные кристаллы. Свойства и технологии изготовления.

Двумерные периодические структуры наиболее успешно изготавливают, используя селективное травление полупроводников, металлов и диэлектриков. Технология селективного травления отработана для кремния и алюминия в связи с широким использованием этих материалов в микроэлектронике. Пористый кремний сегодня рассматривается как перспективный оптический материал, который позволит создавать интегрированные оптоэлектронные системы высокой степени интеграции. Сочетание высоких кремниевых технологий с квантовыми размерными эффектами и принципами формирования фотонных запрещенных зон привело к развитию нового направления – кремниевой фотоники. Использование субмикронной литографии для формирования масок позволяет создавать кремниевые структуры с периодом 300 нм и менее. Из-за сильного поглощения излучения видимого диапазона кремниевые фотонные кристаллы могут использоваться только в ближней и средней инфракрасных областях спектра. Сочетание травления и окисления, в принципе, позволяет перейти к периодическим структурам оксид кремния воздух, но при этом невысокое отношение показателей преломления, составляющее 1.45, не позволяет сформировать полноценной запрещенной зоны в двух измерениях.

Перспективными представляются двумерные периодические структуры из соединений  $A_3B_5$ , получаемые также методом селективного травления с использованием литографических масок или шаблонов. Соединения  $A_3B_5$  являются основными материалами современной оптоэлектроники. Соединения InP, GaAs имеют большее по сравнению с кремнием значение ширины электронной запрещенной зоны (табл. на рис. 3.5) и столь же высоким, как и кремний, значением показателя преломления  $n=3.55$  и  $n=3.6$ ).

Весьма интересными представляются периодические структуры на основе оксида алюминия. Они получаются электрохимическим травлением металлического алюминия, с использованием электронно-литографических шаблонов получены совершенные двумерные периодические структуры, напоминающие пчелиные соты с диаметром пор менее 100 нм (рис. 1) [16]. Интересно отметить, что селективное травление алюминия при определенном сочетании условий травления позволяет получать регулярные структуры даже без использования каких-либо масок или шаблонов. Диаметр пор при этом может составлять всего несколько нанометров, что недостижимо для современных литографических методов. Периодичность пор связана с саморегуляцией процесса окисления алюминия при электрохимической реакции. Исходный проводящий материал (алюминий) в ходе реакции окисляется до  $Al_2O_3$ . Пленка оксида алюминия, являющаяся диэлектриком, уменьшает ток и тормозит реакцию. Сочетание этих процессов позволяет достичь режима самоподдерживающейся реакции, в которой непрерывное травление становится возможным благодаря прохождению тока сквозь поры, а продукт реакции образует регулярную сотовую структуру.

Исследование оптических свойств нанопористого оксида алюминия показало необычайно высокую прозрачность этого материала вдоль направления пор. Отсутствие френелевского отражения, неизбежно существующего на границе раздела двух сплошных сред, приводит к значениям коэффициента пропускания, достигающим 98%. В направлениях, перпендикулярных к порам, наблюдается высокое отражение с коэффициентом отражения, зависящим от угла падения. Относительно невысокие значения диэлектрической проницаемости оксида алюминия в отличие от кремния, арсенида галлия и фосфида индия не позволяют сформировать полноценной запрещенной зоны в двух измерениях. Однако, несмотря на это, оптические свойства пористого оксида алюминия оказываются достаточно интересными. Например, он обладает выраженным анизотропным рассеянием света, а также

двулучепреломлением, что позволяет использовать его для вращения плоскости поляризации.

Используя различные химические методы, например золь-гель процессы, можно заполнять поры различными оксидами, а также оптически активными материалами, например нелинейно-оптическими средами, органическими и неорганическими люминофорами, электролюминесцентными соединениями.

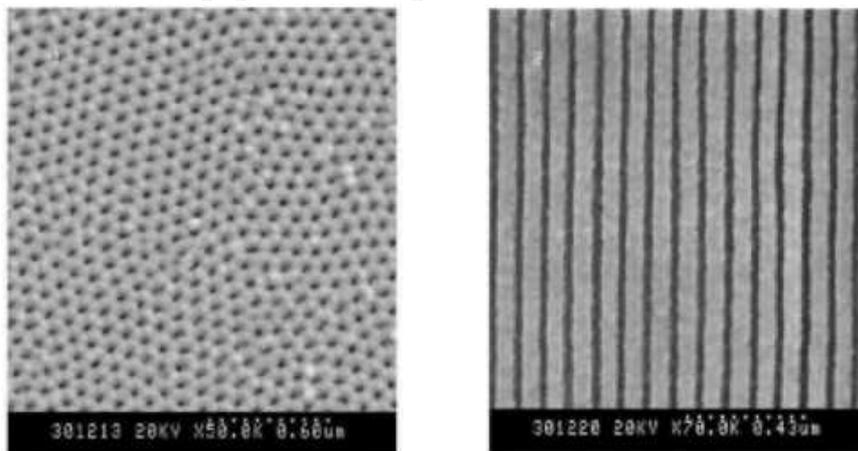


Рис. 1. Пористый оксид алюминия с регулярными порами, полученный без использования масок или шаблонов при травлении. Диаметр пор менее 50 нм. Нерегулярность пор обусловлена зернистой структурой исходной поликристаллической пленки алюминия.

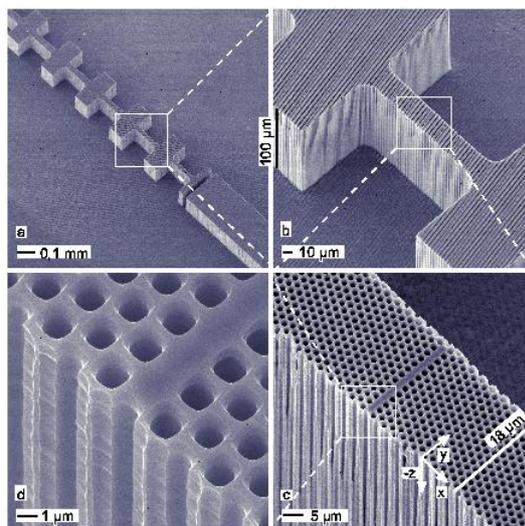


Рис. 2. Двухмерные фотонные кристаллы, полученные электрохимическим травлением предварительно структурированного кремния, изготовленные в Институте Макса Планка [17].

Дальнейшее развитие метода анизотропного электрохимического травления позволило получить впоследствии подобные двумерные пористые структуры из кремния, а также волноводы на их основе (рис. 2) [17].

1. Быков В.П., ЖЭТФ **35**, 269, (1972)
2. Yablonovitch E., Phys. Rev. Lett. **58**, 2059, (1987)
3. John S., Phys. Rev. Lett. **58**, 2486, (1987)
4. K. M. Ho et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 3152, (1990)
5. Blanco et al., Nature **405**, 437, (2000)
6. Sözüer et al., Phys. Rev. B **45**, 13962, (1992)
7. J. G. Fleming and Shawn Yu Lin, Optics Letters, **24**, 1, (1998)
8. S. Noda, N. Yamamoto, M. Imada, H. Kobayashi, and M. Okano, Journal of Lightwave Technology, **17**, 11, (1999)
9. D. M. Whittaker, Optics Letters, **25**, 11, (2000)
10. H.-B. Sun, Sh. Matsuo and H. Misawa, Applied Physics Letters, **74** 6, (1999)
11. Wijnhoven, Vos, Science, **281**, 802, (1998)
12. Y. A. Vlasov *et al.*, Nature **414**, 289, (2001)
13. E. Yablonovich, T.J.Gmitter, K.M.Leung, Phys.Rev.Lett., **67**, 2295, (1991)
14. A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, J.M. Lourtioz, Applied Physics Letters, **77** (19), (2000)
15. D. N. Sharp *et al.*, Opt. Quant. Elec. **34**, 3, (2002)
16. H. Masuda, H. Yamada, M. Satoh, H. Asoh, M. Nakao, T. Tamamura: Appl.Phys. Lett. **71**, 2770, (1997)
17. A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. Gösele, K. Busch, Advanced Materials, «Silicon-Based Photonic Crystals», **13**, (6), 377, (2001)



## **Тема 7. Фотонно-кристаллические волокна. Линейные и точечные дефекты фотонных кристаллов.**

Одним из наиболее успешных практических применений концепции фотонных кристаллов на сегодняшний день являются фотонно-кристаллические волокна. В таких волокнах свет направляется не за счет полного внутреннего отражения на границе сердцевины и оболочки, а за счет отражения на периодической структуре, как на брэгговской решетке (рис. 1г). Также, возможен вариант, когда отражение света происходит за счет перехода от сплошной сердцевины к дырчатой оболочке с меньшим эффективным показателем преломления (рис. 1в).

В случае периодического расположения отверстий оболочка дырчатых волноводов имеет структуру двумерного фотонного кристалла (ФК), т.е. представляет собой двумерный периодический набор плотно упакованных полых стеклянных волокон (рис. 1в,г). Благодаря периодическому расположению воздушных отверстий в стекле, спектр пропускания подобной структуры для определенных направлений характеризуется наличием фотонных запрещенных зон - областей частот, в которых излучение не может проникать в оболочку волновода. Так как сердцевина волновода изютавливается из волокна без отверстия, она может рассматриваться (по отношению к оболочке) как дефект решетки двумерного кристалла. Подобные волноводы представляются перспективными для практической реализации в оптическом диапазоне идей, высказанных в последнее время в области физики фотонных кристаллов [18-21].

Преимуществами таких волноводов перед традиционными является возможность более гибкого управления как внутримодовой, так и межмодовой дисперсией, возможность создания одномодового режима в широком диапазоне длин волн, а также волновода с устойчивым одномодовым режимом при большом диаметре моды.

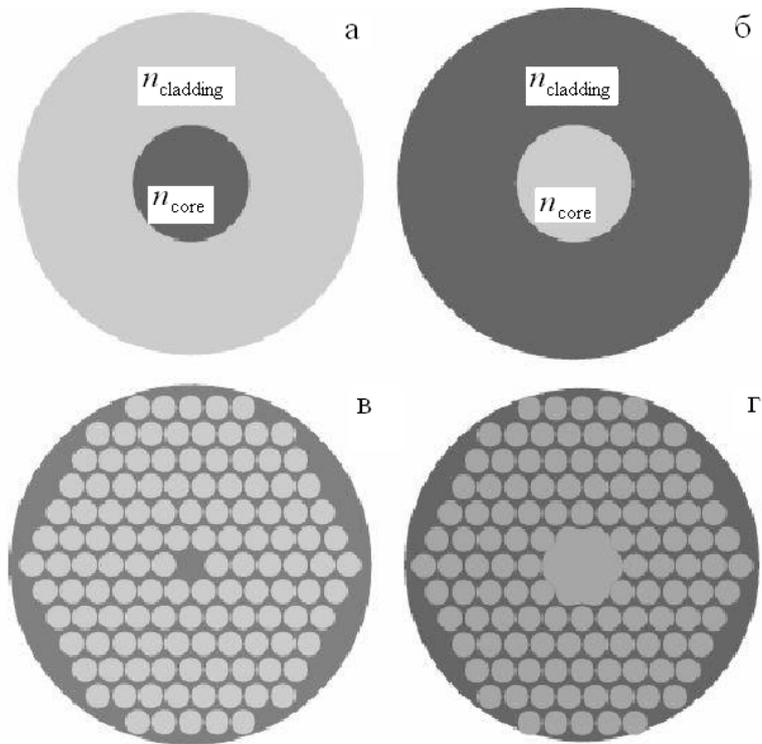


Рис. 1. Типы оптических волноводов. а) обычный,  $n_{\text{core}} > n_{\text{cladding}}$ ; б) полый волновод со сплошной оболочкой ( $n_{\text{core}} < n_{\text{cladding}}$ ); в) дырчатый волновод; г) дырчатый волновод с полый сердцевиной. Темные области соответствуют материалам с большим показателем преломления.

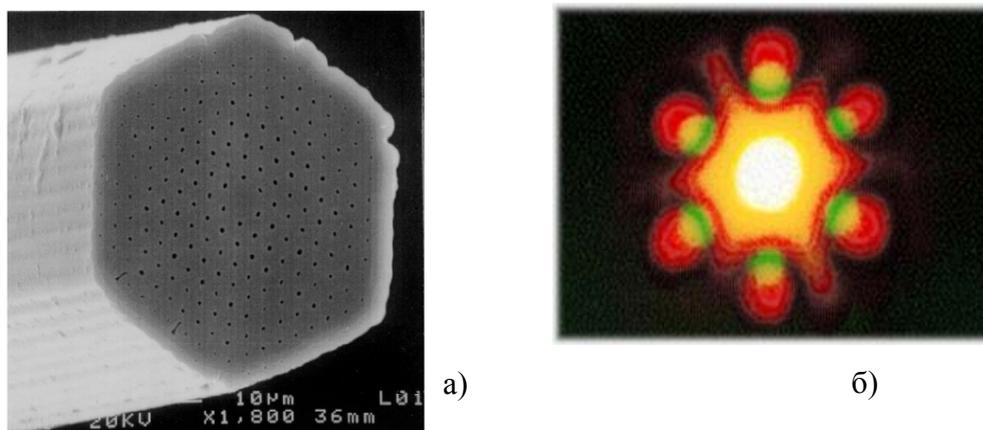


Рис. 2. Пример реализации фотонно-кристаллического волновода. а) внешний вид волновода б) распределение интенсивности моды одномодового волновода.

Впервые об изготовлении волноводов, оболочка которых представляет собой двумерную периодическую структуру, образованную воздушными

отверстиями в стекле (рис. 1в), сообщалось в 1996 г. [22]. Позже было показано [23], что волноводы с такой оболочкой поддерживают одномодовый режим распространения излучения в широком диапазоне длин волн и позволяют свести к минимуму потери энергии в одномодовом режиме.

			Исследование солитонного режима распространения
			Использование ДВ в медицинской оптике
			Использование ДВ для высокоточных оптических измерений
		Возможность использования ДВ для транспортировки холодных атомов	
	Моделирование распределения поля в собственных модах ДВ		Демонстрация существования и частотной пере-стройки фотонной запрещенной зоны для оболочки ДВ с периодом менее 500нм
	Создание ДВ с полой сердцевиной		Исследование свойств ДВ со случайным расположением отверстий в оболочке
Создание ДВ	Демонстрация одномодового режима в ши-	Характеризация оптических	Генерация суперконтинуума и демонстрация управления спектром коротких импульсов в ДВ

	роком спектральном диапазоне	свойств и волноводных режимов ДВ		
1996	1997	1998	1999	2000

Рис. 3. Диаграмма, иллюстрирующая развитие концепции и расширение области приложений дырчатых волноводов (ДВ) с момента создания (1996г.) до 2000г. Темные ячейки соответствуют экспериментально реализованным идеям, светлые – теоретическим разработкам.

Авторы [23] назвали созданные ими волноводы фотонно-кристаллическими (ФК-волноводами). Однако в связи с тем, что периодичность структуры в оболочке волновода не является необходимым условием наличия широкой спектральной области существования одномодового режима распространения, наряду с термином "фотонно-кристаллические волноводы" был введен термин "дырчатые волноводы", который относится к более широкому классу волноводов со сложной структурой оболочки.

На диаграмме рис. 3 представлены этапы развития концепции дырчатых волноводов с 1996 по 2000г. Чрезвычайно важной особенностью дырчатых волноводов, помимо одмодового режима, является возможность реализации волноводного распространения и нелинейно-оптических взаимодействий коротких лазерных импульсов вблизи нулевой дисперсии групповой скорости.

За счет взаимной компенсации волноводной и материальной составляющих дисперсии дырчатые волноводы, как было показано авторами [24], позволяют сместить точку нулевой дисперсии групповой скорости в видимую область. Авторам [24] удалось реализовать схему генерации суперконтинуума со спектральной шириной, превышающей 550 ТГц в

дырчатом волноводе длиной 75 см вблизи нулевой дисперсии групповой скорости для импульсов длительностью 100 фс с энергией менее 1 нДж.

Длина волны излучения, используемого в этих и многих других экспериментах по уширению спектра коротких лазерных импульсов, достаточно далека от фотонной запрещенной зоны оболочки дырчатого волновода. Однако, как показывают результаты подобных экспериментов, эффекты ограничения светового поля в сердцевине дырчатого волновода приводят к существенному увеличению эффективности спектрального уширения коротких лазерных импульсов по сравнению с обычным волноводом. Таким образом, свойства дырчатых волноводов представляются весьма перспективными для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий.

Широкие возможности для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий открываются в связи с созданием дырчатых волноводов с полый сердцевинной [25] (рис. 1г). Энергия световых импульсов, которую можно ввести в волновод данного типа без опасности его повреждения, существенно превышает энергию, которую можно ввести в волновод с твердотельной сердцевинной. Нелинейно-оптические процессы в волноводах с полый сердцевинной и сплошной диэлектрической оболочкой (рис. 5.1г) в настоящее время широко используются для получения предельно коротких световых импульсов и генерации гармоник высокого порядка [26-28].

Области применений фотонно-кристаллических волокон разделены на диаграмме на рис. 4 по их основополагающим свойствам – особенностям одномодового режима, управления дисперсией и возможности использования малого периода структуры.

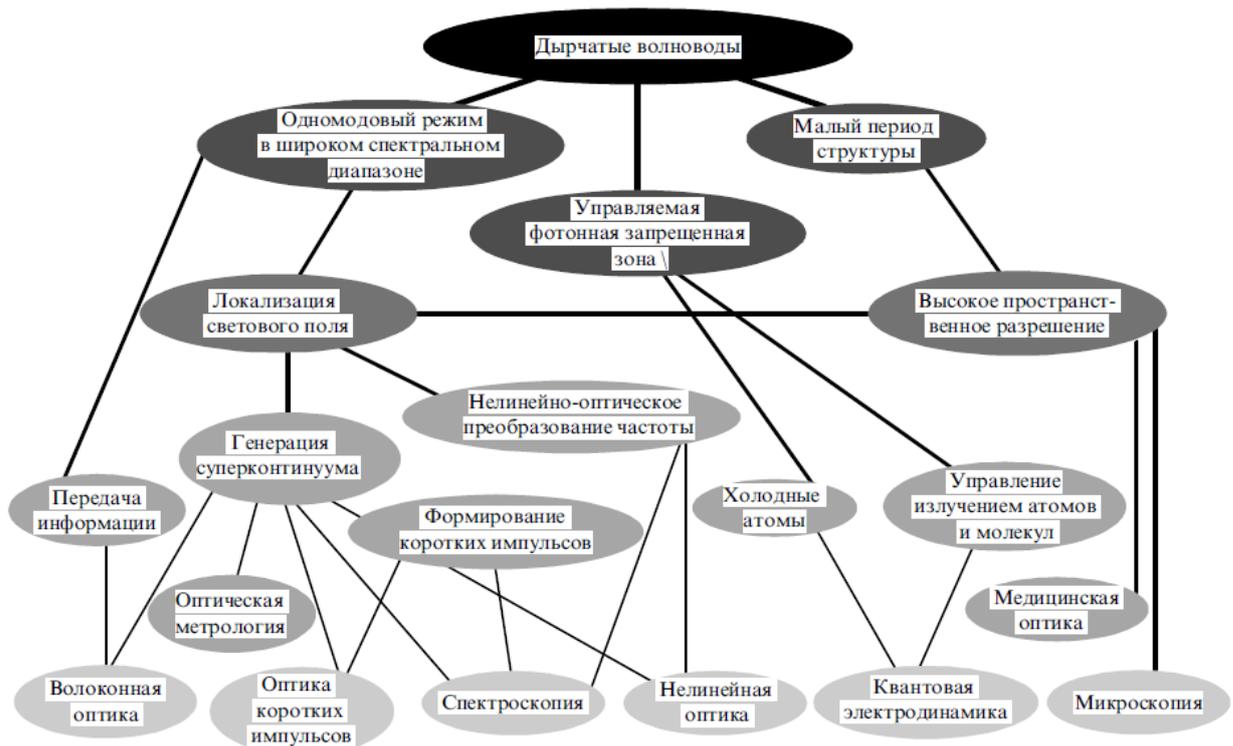


Рис. 4. Области применения дырчатых волноводов.

## 2. Линейные и точечные дефекты фотонных кристаллов

В электронных микросхемах электрический ток управляется тонкими металлическими проводами, в которых электроны ограничены в пределах поперечного сечения провода. В результате электрический ток следует в пределах металлического провода, не уходя в окружающую среду. Ситуация для оптических волн сильно отличается: микроскопические оптические волноводы довольно трудно создать, потому что окружающий их воздух это уже идеальный проводник для электромагнитных волн. Свет в традиционных волноводных структурах, основанных на полном внутреннем отражении, может покинуть волновод, если структура согнута или искажена в микроскопическом масштабе. Структуры с линейными и точечными дефектами в фотонных кристаллах решают эту проблему, исключая возможность для электромагнитной волны покинуть структуру в некоторой полосе частот. Следовательно, линейные дефекты в фотонных кристаллах могут служить базой для интеграции оптических элементов в электронику.

Внесение отклонений от идеальной периодичности разрушает трансляционную симметрию идеального бесконечного фотонного кристалла. Теорема Блоха для таких фотонных кристаллов уже не выполняется, в результате такие структуры имеют новый класс ограниченных мод с собственными значениями внутри фотонной запрещенной зоны. В зависимости от того, к чему приводит отклонение в периодичности, к увеличению или уменьшению местной диэлектрической функции, эти ограниченные резонаторные моды развиваются около верхнего или нижнего края запрещенной зоны, соответственно. Это проиллюстрировано на рис. 5 для случая Н-поляризованной волны в двумерном фотонном кристалле, где резонаторные моды созданы путем увеличивая значения диэлектрической проницаемости отдельного цилиндра, относительно периодического случая. Объединение нескольких простых дефектов в более сложные структуры позволяет довольно гибко настраивать их собственные значения.

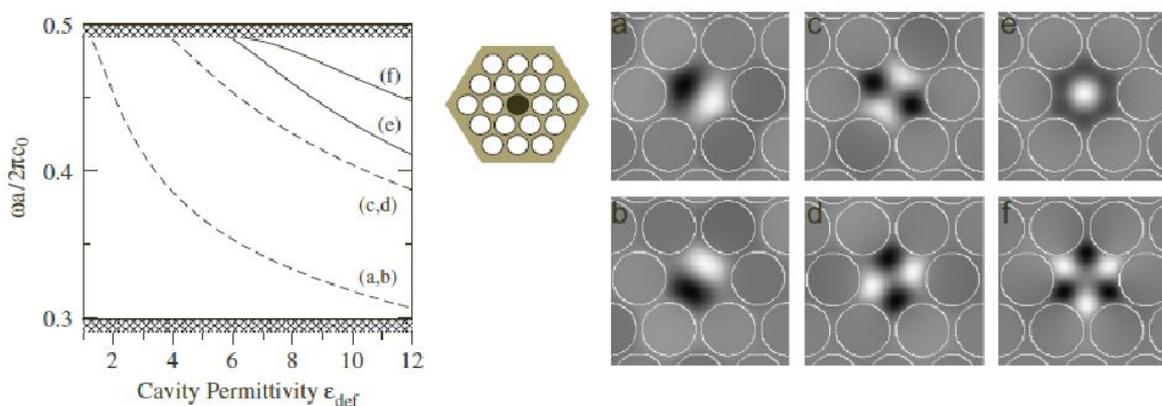


Рис. 5. Собственные состояния (слева) и распределение поля (справа) для локализованной резонаторной моды в двумерном фотонном кристалле, состоящем из воздушных цилиндров в диэлектрической матрице.

Формирование цепочки таких точечных дефектов в одномерную структуру создает дискретную трансляционную симметрию в соответствующее пространственное направление. Как результат, теорема Блоха может применяться и дает дисперсионное соотношение для распространяющихся мод с частотами в фотонной запрещенной зоне. Эти

моды распространяются вдоль этих цепочек точечных дефектов. В зависимости от числа  $m$  параллельных рядов точечных дефектов, которые формируют передачу электромагнитных волн, волноводы классифицируются как  $Wm$ -волноводы. В зависимости от этого числа  $m$  и числа точечных дефектов, получающиеся соотношения дисперсии волновода могут демонстрировать довольно сложную зонную структуру. Например, могут иметь место, моно - и многомодовый режим, чрезвычайно низкие групповые скорости и очень большие групповые скорости. Для примера, на рис.6.2 показано дисперсионное соотношение для  $W_1$  фотонно-кристаллического волновода, который сформирован из отдельных рядов точечных дефектов с низким и высоким значением диэлектрической проницаемости, соответственно.

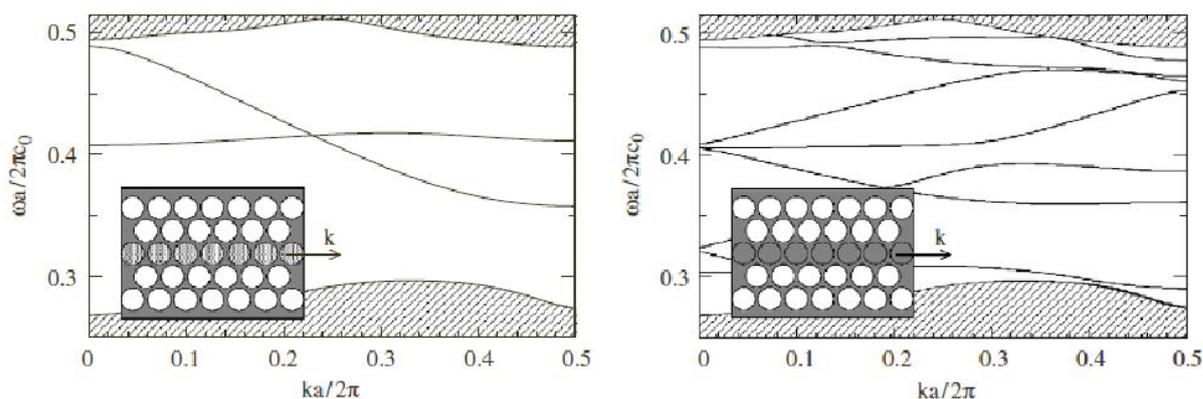


Рис. 6. Дисперсионное соотношение для  $W_1$  фотонно-кристаллического волновода, который сформирован из отдельных рядов точечных дефектов с низким и высоким значением диэлектрической проницаемости, соответственно.

1. Быков В.П., ЖЭТФ **35**, 269, (1972)
2. Yablonovitch E., Phys. Rev. Lett. **58**, 2059, (1987)
3. John S., Phys. Rev. Lett. **58**, 2486, (1987)
4. K. M. Ho et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 3152, (1990)
5. Blanco et al., Nature **405**, 437, (2000)
6. Sözüer et al., Phys. Rev. B **45**, 13962, (1992)
7. J. G. Fleming and Shawn Yu Lin, Optics Letters, **24**, 1, (1998)

8. S. Noda, N. Yamamoto, M. Imada, H. Kobayashi, and M. Okano, *Journal of Lightwave Technology*, **17**, 11, (1999)
9. D. M. Whittaker, *Optics Letters*, **25**, 11, (2000)
10. H.-B. Sun, Sh. Matsuo and H. Misawa, *Applied Physics Letters*, **74** 6, (1999)
11. Wijnhoven, Vos, *Science*, **281**, 802, (1998)
12. Y. A. Vlasov *et al.*, *Nature* **414**, 289, (2001)
13. E. Yablonovich, T.J.Gmitter, K.M.Leung, *Phys.Rev.Lett.*, **67**, 2295, (1991)
14. A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, J.M. Lourtioz, *Applied Physics Letters*, **77** (19), (2000)
15. D. N. Sharp *et al.*, *Opt. Quant. Elec.* **34**, 3, (2002)
16. H. Masuda, H. Yamada, M. Satoh, H. Asoh, M. Nakao, T. Tamamura: *Appl.Phys. Lett.* **71**, 2770, (1997)
17. A. Birner, R.B.Wehrspohn, U.M.Gösele, K.Busch, *Advanced Materials*, «Silicon-Based Photonic Crystals», **13**, (6), 377, (2001)
18. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn *Photonic Crystals: Moldning the Flow of Light* (Princeton: Princeton Univ., 1995)
19. S. John *Photonic Band Gap Materials: A New Frontier in Quantum and Nonlinear Optics* (Erice: Ettore Majorana Center, 2000)
20. A. М. Желтиков, А. В. Тарасишин, С. А. Магницкий, *ЖЭТФ*, **118**, 340, (2000)
21. T. Monro *Exploring the Optical Properties of Holey Fibres* (Erice: Ettore Majorana Center, 2000)
22. J. C. Knight *et al.* *Opt. Lett.* **21** 1547, (1996)
23. T. A. Birks, J. C. Knight, P. S. Russell, *J. Opt. Lett.* **22** 961, (1997)
24. J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz *Opt. Lett.* **25** 25, (2000)
25. R. F. Cregan *et al.* *Science* **285** 1537, (1999)
26. A. Rundquist *et al.* *Science* **280** 1412, (1998)
27. E. Constant *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **82** 1668, (1999)
28. C. G. Durfee *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **83** 2187, (1999)

## Тема 8. Трехмерные фотонные квазикристаллы.

Квазикристаллические структуры, обнаруженные в металлических сплавах в начале восьмидесятых, имеют точечную группу симметрии, отличную от обычных кристаллов. Они обладают более высокой вращательной симметрией, по сравнению с кристаллами и не показывают трансляционной симметрии. В 1998 г. обнаружено, что двухмерные фотонные квазикристаллы могут обладать фотонными запрещенными зонами, то есть иметь частотный диапазон, в котором распространение электромагнитного излучения через структуру в плоскости кристалла запрещено в любом направлении.

Рассмотрим кратко в качестве примера один из наиболее распространенных методов расчета координат двухмерных и трехмерных квазикристаллов - проекционный метод [1,2]. Например, для расчета икосаэдрического квазикристалла, который имеет шесть векторов трансляции, мы должны взять в шестимерном пространстве периодическую решетку, и под определенным углом спроецировать ее на трехмерное пространство. При этом проектируются не все узлы шестимерной решетки, а только те, которые принадлежат определенной области - области проецирования [3]. Угол поворота шестимерной решетки производится вокруг точки  $(0,0,0,0,0,0)$  и задается матрицей вращения, имеющей вид:

$$M = \frac{1}{\sqrt{2\tau+4}} \begin{pmatrix} \tau & \tau & 0 & -1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & \tau & 1 & \tau \\ 1 & -1 & -\tau & 0 & \tau & 0 \\ \tau & -\tau & 1 & 0 & -1 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & -\tau & 0 & \tau \\ 0 & 0 & \tau & -1 & \tau & -1 \end{pmatrix},$$

где  $\tau = (5^{1/2} + 1)/2$  - золотое сечение. Первые три координаты дают положение точки (узла квазикристаллической решетки) в реальном пространстве. Оставшиеся три координаты определяют, проектируется ли конкретная точка шестимерной решетки или должна игнорироваться.

Квазикристаллы имеют более высокую вращательную симметрию, следовательно, зонная структура является изотропной. Поскольку полная запрещенная зона возникает в результате появления общего участка частот у стоп-зон для всех направлений, то можно предположить, что такие изотропные структуры более предпочтительны для возникновения полных запрещенных зон при низких контрастах диэлектрической проницаемости решетки. Однако отсутствие трансляционного порядка должно уменьшать величину стоп-зон для каждого из направлений (из-за меньшей амплитуды пространственных Фурье-гармоник в распределении диэлектрической проницаемости). В результате, вопрос о преимуществе квазикристаллов перед периодическими структурами для возникновения запрещенных зон является далеко не очевидным.

Первый трехмерный фотонный квазикристалл был синтезирован на основе полимерных стержней [4], которые были ориентированы вдоль осей 5-го порядка. Плотность упаковки стержней составляла 0,181. Полимерный фотонный квазикристалл с симметрией икосаэдра был получен в 2005 [5]. Данный кристалл был получен методом стереолитографии или быстрого прототипирования. Длина стержней, соединяющих соседние узлы решетки, составляла 1 см. Для сравнения с квазикристаллом, в этой же работе был синтезирован аналогичным методом кристалл с симметрией решетки алмаза. Внешний вид полученных структур представлен на рис. 1.

Авторами работы были проведены экспериментальные измерения спектра пропускания данных структур в микроволновом диапазоне длин волн. Спектр пропускания квазикристаллической решетки оказался гораздо более изотропным и менее структурированным, чем аналогичный спектр пропускания у алмазной решетки. Было показано, что трехмерный фотонный квазикристалл имеет большие стоп-зоны в некоторых направлениях для микроволнового диапазона.

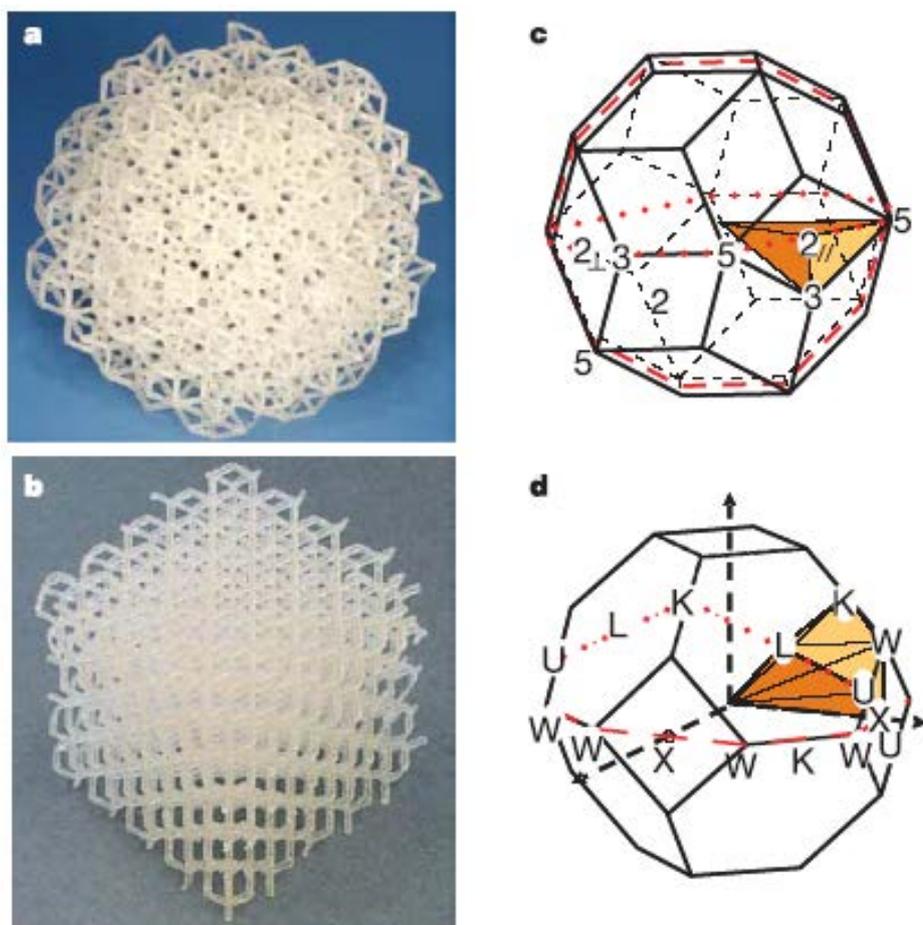


Рис. 1. Синтезированные структуры и их зоны Бриллюэна. а) Стереолитографически изготовленная квазикристаллическая решетка. б) Решетка с симметрией алмаза. Длина стержней в обоих случаях равна 1см. в) Триаконтаэдр, одна из возможных форм эффективной зоны Бриллюэна для икосаэдрической симметрии д) Зона Бриллюэна для ГЦК/алмазной решетки [4].

Позднее, в работе [5] для синтеза фотонных квазикристаллов был успешно применен метод двухфотонной стереолитографии. При помощи фемтосекундного лазера на титан-сапфире в фоторезисте SU-8 с разрешением около 150нм были получены икосаэдрические структуры с расстоянием между узлами решетки, равным 2мкм. Чтобы обеспечить высокий контраст показателя преломления структуры, полимерная решетка служила матрицей для последующей трансформации в кремниевую

инвертированную решетку. Это было реализовано при помощи усовершенствованного процесса двойной инверсии с использованием промежуточной стадии в виде кварцевой решетки. На рис. 2 показаны полученные структуры. Координаты узлов данной структуры соответствуют проекционному методу. Из шестимерного пространства проектировалась простая кубическая решетка.

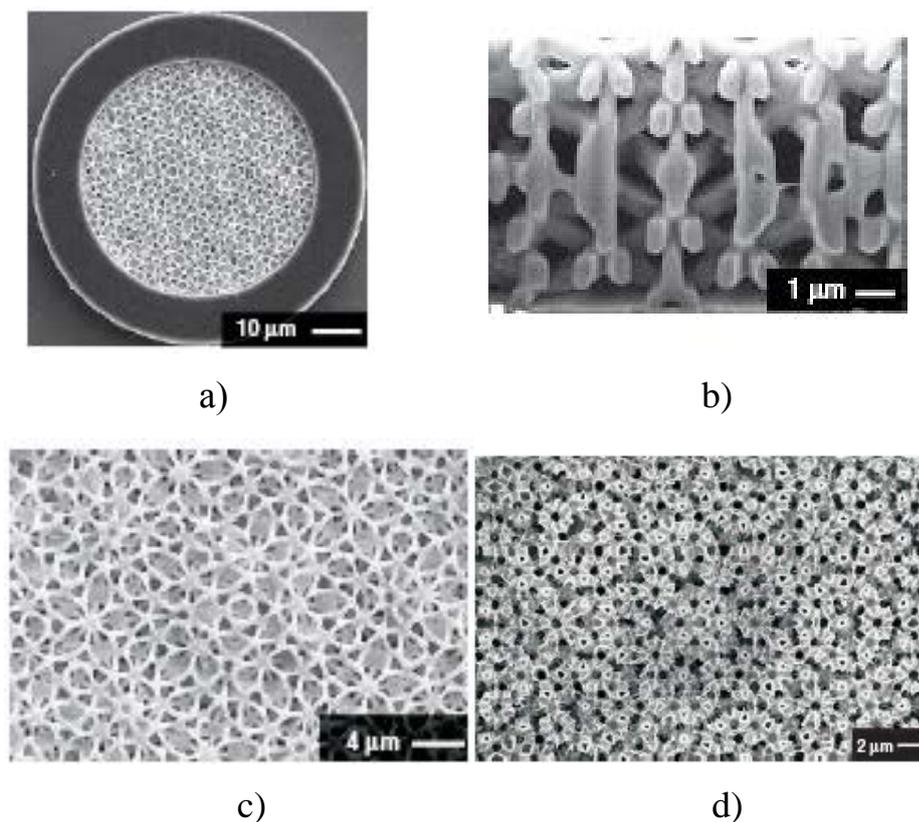


Рис. 2. Структуры квазикристалла, полученные методом двухфотонной литографии. а) Внешний вид структуры. б) Вид полимерной решетки сбоку. с) Вид полимерной решетки сверху. d) Вид сверху инвертированной кремниевой структуры. [5]

Несмотря на ряд работ, посвященных синтезу решеток икосаэдрической симметрии, теоретический анализ зонных структур квазикристаллов в этих работах не проводился.

Фотонные квазикристаллы не имеют трансляционной симметрии, поэтому расчет их оптических свойств требует значительно больших вычислительных ресурсов и менее удобен для анализа. Решением данной проблемы может стать исследование фотонных аппроксимантов квазикристаллов. Авторами работы [6] показано, что аппроксиманты квазикристаллов высоких порядков имеют размер и порог запрещенной зоны, равные соответствующим значениям для квазикристалла.

Рассмотрим трехмерные фотонные аппроксиманты квазикристаллов  $1/0$  и  $1/1$ , обладающие полной запрещенной зоной. Было показано, что фазы кремния и германия  $VC8$  и  $VC32$  являются, соответственно,  $1/0$  и  $1/1$  аппроксимантами икосаэдрического квазикристалла с шестимерной объемно-центрированной кубической (ОЦК) решеткой, причем координаты всех атомов могут быть получены проектированием шестимерной решетки. Аппроксимант  $1/0$  содержит 8 “атомов” в примитивной ячейке ОЦК решетки, а  $1/1$  аппроксимант 32 “атома”. Для каждого аппроксиманта исследовались две топологии узлов решетки. Диэлектрические цилиндры в вакууме, которые соединяют соседние “атомы” в решетке -  $1/0DR$  и  $1/1DR$ . Вторая топология представляет собой воздушные сферы, расположенные в диэлектрике -  $1/0AS$  и  $1/1AS$ . На рис. 3. показана зонная структура при диэлектрической постоянной  $\epsilon=12$  (кремний) и оптимальном факторе заполнения диэлектриком  $f=22.7\%$  для  $1/0DR$ . Имеет место полная запрещенная зона размером  $\Delta\omega/\omega_m=17.6\%$  между 8 и 9 зонами. Размер запрещенной зоны для  $1/0AS$  получился равным  $\Delta\omega/\omega_m=11\%$  между 12 и 13 зонами при  $\epsilon=12$  и  $f=18.9\%$ . Структура  $1/1AS$  при факторе заполнения диэлектриком  $f\sim 22\%$  имеет несвязанную решетку диэлектрика, поэтому ее невозможно получить экспериментально. Кроме того,  $1/1AS$  не имеет полных запрещенных зоны. Зонная структура  $1/1DR$  при  $\epsilon=12$  и  $f=23.8\%$  показана на рис. 4. Размер запрещенной зоны оказался равным  $\Delta\omega/\omega_m=10.3\%$  и находится она между 32 и 33 зонами. Размер запрещенной зоны у  $1/1DR$  оказался почти

в два раза меньшим чем у  $1/0DR$ . Это объясняется тем, что у квазикристаллов фурье-гармоники пространственного распределения диэлектрической проницаемости имеют меньшую амплитуду, но расположены они более изотропно в пространстве. Следует так же отметить, что запрещенная зона  $1/1DR$  является более изотропной, чем у  $1/0DR$ . Данный факт является следствием того, что с повышением порядка аппроксиманта мы приближаемся к геометрии квазикристалла. Как можно заметить на рис. 3, и 4, частотные диапазоны, в которых лежат запрещенные зоны, перекрываются. В результате, получается, что с увеличением порядка аппроксиманта сохраняется полная запрещенная зона, следовательно, такой зоной будет обладать и соответствующий квазикристалл.

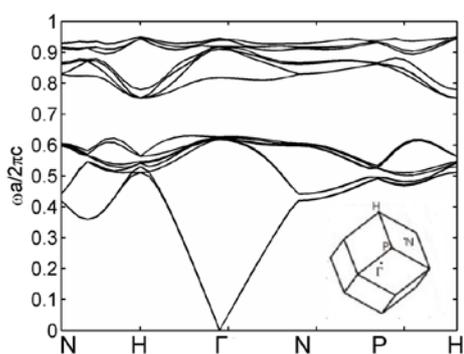


Рис. 3. Зонная структура  $1/0DR$

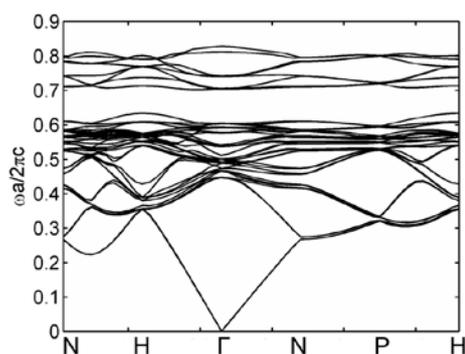


Рис. 4. Зонная структура  $1/1DR$

1. C. Janot, Quasicrystals (Clarendon, Oxford, 1992)
2. F. H. Li, L. C. Wang, Analytical formulation of icosahedral quasicrystal structures. J. Phys. C: Solid State Phys. 21, 495–503, (1988)
3. M. Duneau and M. Audier, Acta Crystallogr. A, 55, 746, (1999)
4. W. N. Man, M. Megens, P. J. Steinhardt and P. M. Chaikin, Nature, 436, 993, (2005)
5. A. Ledermann, L. Cademartiri, M. Hermatschweiler, C. Toninelli, G. A. Ozin, D. S. Wiersma, M. Wegener and G. von Freymann, Nature Mater. 5, 942, (2006)
6. П.Н.Дьяченко, Ю.В.Микляев, Письма в ЖЭТФ, 86, (4), 270, (2007)

## Тема 9. Интерференционно-литографический синтез фотонных кристаллов.

К настоящему моменту предложено множество способов синтеза фотонных кристаллов. Однако получение макроскопически однородных, бездефектных кристаллов до сих пор представляется весьма сложной технической задачей. Одним из наиболее перспективных методов синтеза в настоящее время представляется метод интерференционной литографии. Данный метод состоит в получении трехмерной структуры из фотополимера за счет освещения трехмерной интерференционной картиной четырьмя (или более) когерентными пучками света. Преимуществами данного метода являются идеальная периодичность решетки, отсутствие дефектов структуры, возможность получения образцов большой площади и низкая стоимость. Интерес к данному методу особенно возрос после того, как в ряде работ было показано, что с его помощью можно изготовить трехмерные фотонные кристаллы с запрещенной зоной при относительно небольших показателях преломления материала ( $n > 2$ ).

Однако при изготовлении трехмерных образцов освещение пленки фоторезиста происходит неоднородно из-за поглощения света в фотоматериале. В тоже время, такое поглощение необходимо, чтобы сохранить фоточувствительность материала, поскольку поглощение фотонов связано с инициированием реакций полимеризации или деполимеризации. Для того, чтобы минимизировать влияние поглощения, оптимальным выбором являются фоторезисты с механизмом химического усиления реакции, когда один поглощенный фотон приводит к генерации одной молекулы или атома катализатора реакции полимеризации, каждая из которых, в свою очередь, инициирует появление множества полимерных связей. Но и при использовании таких фоторезистов, толщина получаемых данным методом образцов ограничивалась 10-30 мкм.

Для синтеза трехмерных решеток фотонных кристаллов использовалось непрерывное излучение гелий-кадмиевого лазера с длиной волны 442 нм, соответствующей низкой поглощательной способности материала. В качестве фотоматериала использовался фоторезист с катионным механизмом полимеризации

SU-8. Данный фоторезист обладает резким спадом как поглощения, так и чувствительности при переходе к длинам волн, большим 400нм. До сих пор запись в данном фоторезисте осуществлялась на длинах волн ультрафиолетового диапазона. При переходе от 355нм к 442нм требуемая доза излучения на единицу поверхности увеличилась примерно на четыре порядка.

### 9.1 .Схема записи решетки

Для формирования трехмерной решетки из фоторезиста методом интерференционной литографии использовалось трехкратное экспонирование пленки фоторезиста картиной интерференции двух волн. Схема эксперимента показана на рис. 1.

После каждого экспонирования образец поворачивается на 120 градусов вокруг вертикальной оси. Время каждой из экспозиций должно быть одинаковым.

В результате экспонирования в объеме фоторезиста получается следующее распределение поглощенной энергии:

$$I(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N I_i \cos^2(\vec{b}_i \vec{r} + \phi_i) \quad (58)$$

где  $b_i = k_{1i} - k_{2i}$ ,  $k_{1i}$ ,  $k_{2i}$  – волновые вектора интерферирующих волн при  $i$ -ой экспозиции. Из (58) легко видеть, что вектора  $b_i$  являются базисными векторы обратной решетки синтезируемого кристалла. На данном этапе нами реализован только случай, когда угол между интерферирующими пучками в каждой из трех экспозиций был одинаковым, т.е. базисные векторы обратной решетки имели одинаковую длину. Угол между базисными векторами также был одинаковым. Таким образом, нами реализовывался случай орторомбической решетки.

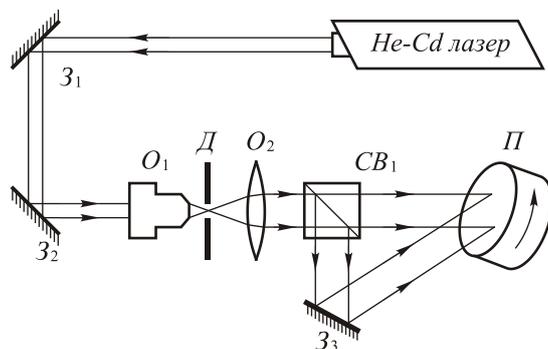


Рис.1. Буквами обозначены: 31, 32, 33, - зеркала, О1, О2 – объективы, Д – диафрагма, СВ1, - делительный кубик, П - подложка из стекла с нанесенным на нее фоторезистом.

Выбором угла между интерферирующими волнами и нормалью к поверхности образца, этим способом могут быть синтезированы структуры, соответствующие простой кубической, гранецентрированной и объемно-центрированной решетке. Минимальное пороговое значение показателя преломления для возникновения запрещенной зоны имеет место при гранецентрированной решетке и составляет в этом случае около  $n=2,5$ .

В отличие от случая многолучевой интерференции, способом трехкратного экспонирования могут быть получены решетки одинаковой симметрии, но различного периода. Нами были синтезированы образцы с различным периодом решетки за счет изменения угла между интерферирующими волнами. Чтобы симметрия решетки при этом не менялась, угол, который составляет биссектриса между векторами  $k_{1i}$ ,  $k_{2i}$  интерферирующих волн с нормалью к поверхности образца, должен оставаться постоянным.

Для синтеза полимерных матриц фотонных кристаллов описанным методом была собрана экспериментальная установка в соответствии с оптической схемой рис. 1. Использовался гелий-кадмиевый лазер мощностью 80 мВт. Для поворота и деления луча использовались зеркала 31, 32, 33 и светоделитель СВ1 с просветлением граней под данную длину волны. Поворот образца реализовывался с помощью специального держателя, обеспечивающего как регулируемый наклон образца, так и его вращение в перпендикулярной плоскости с нужным шагом. Юстировкой образца в плоскости вращения можно добиться совпадения оси вращения с оптической осью.

Фоторезист наносился на подложку методом центрифугирования в соответствии с рекомендациями производителя, то есть в два этапа. Предварительное распределение фоторезиста по поверхности образца при 500 об/мин в течение 10 сек формирование нужной толщины при скорости 3000 об/мин в течение 30 сек. Описанная процедура давала толщину слоя при использовании SU-8-50 около 40-

50мкм, в соответствии со спецификациями фоторезиста. Затем образец подвергался сушке также в два этапа – вначале 5 минут при температуре 60 градусов Цельсия, а затем 20 мин. при температуре 95 градусов для удаления растворителя. Экспонированный фоторезист запекался при температуре 95 градусов Цельсия в течении 6 минут. После запекания фоторезист помещался в проявитель PGMEA (2-(1-метокси) пропилацетат) на 5 – 7 минут, и затем промывался в изопропиловом спирте. Время экспозиций было одинаковым и составляло от 10 до 20 минут. Эксперименты показали недостаточную в ряде случаев адгезию фоторезиста к стеклу при малой площади облучаемой поверхности и дозе облучения. Поэтому во всех экспериментах на поверхности стекла вначале формировался адгезионный слой (праймер). Этот слой представлял собой фоторезист той же марки нанесенный и обработанный по той же технологии, что и основной слой, но перед запеканием засвеченный по всей площади до полной полимеризации. Синтезированные фотополимерные решетки исследовались при помощи растрового электронного микроскопа Quanta 200, интерферометра белого света Zygo NewView 5000. Перед исследованием на поверхность образцов напылялся слой алюминия толщиной 10 нм.

Были получены пробные образцы одномерных решеток, полученные при одной экспозиции и нулевом угле наклона образца для проверки вибростабильности установки и технологической цепочки обработки фоторезиста. Период решетки равен 2.1 мкм. Высота профиля, измеренная на оптическом микроскопе, составила 1.2 мкм. Данный результат может иметь и самостоятельное значение для получения бинарно-фазовых дифракционных решеток достаточно быстро и с минимальной затратой средств. Кроме того, проводились исследования режимов записи трехмерно-периодических решеток с различными периодами и орторомбическим типом симметрии. При этом для разных периодов подбиралось время экспозиции, запекания и проявления. Менялись и углы наклона образца для сохранения симметрии решеток. Указанные параметры оказывают комплексное влияние на качество решеток, и подбираться должны также в комплексе. При времени проявления 8 минут получается следующая решетка. (см. рис 2).

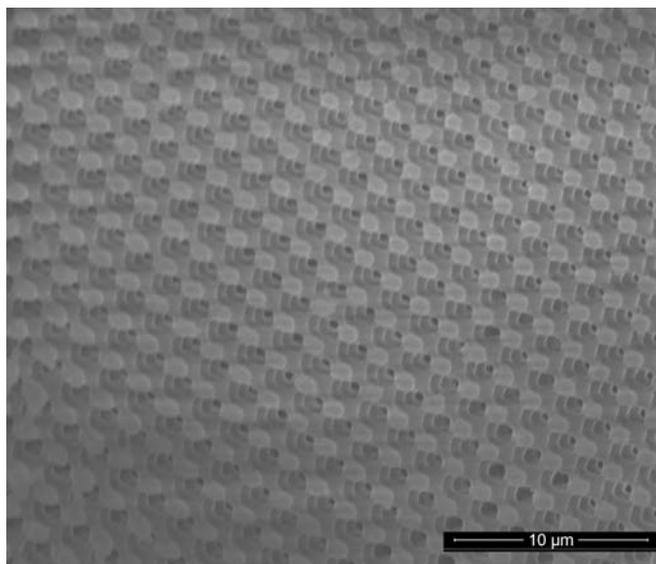


Рис.2. Электронная фотография трехмерной решетки при нормальном проявлении

Проводилось исследование возможности получения ультрадисперсных частиц золота методом химического восстановления на поверхности фотонного кристалла, реализованного в фотополимере SU-8. Гидрозоль золота получали осаждением золотохлористоводородной кислоты цитратом натрия. В заданный объем раствора  $\text{Na}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{O}_7$  погружали полимерную подложку с фотонным кристаллом с предварительно подготовленной поверхностью, из раствора удаляли воздух. Затем нагревали до температуры  $70^\circ\text{C}$  и при интенсивном перемешивании вводили водный раствор  $\text{HAuCl}_4$  заданной концентрации. Соотношение концентраций  $\text{Na}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{O}_7$  и  $\text{HAuCl}_4$  составляло: 1:1, соответственно. После изменения окраски раствора, его охлаждали до комнатной температуры и в течении 30 минут удаляли из него воздух. После этого подложку выдерживали в растворе от 4 до 5 часов.

Коллоидные растворы золота были исследованы методом спектрофотометрии на сканирующем спектрофотометре UV-2450PC производства фирмы Shimadzu. Оптические спектры золей регистрировали в кварцевых кюветах с длиной оптического пути 10 мм в диапазоне 300-1000 нм. Методом растровой электронной микроскопии получены электронные фотографии поверхности фотонного кристалла с нанесенными наночастицами золота (рис. 3).

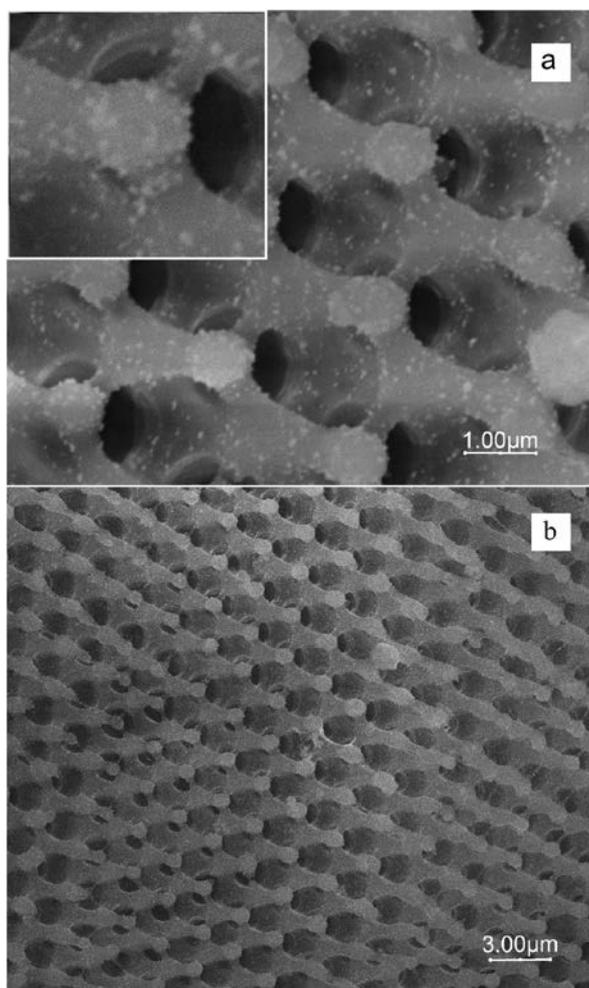
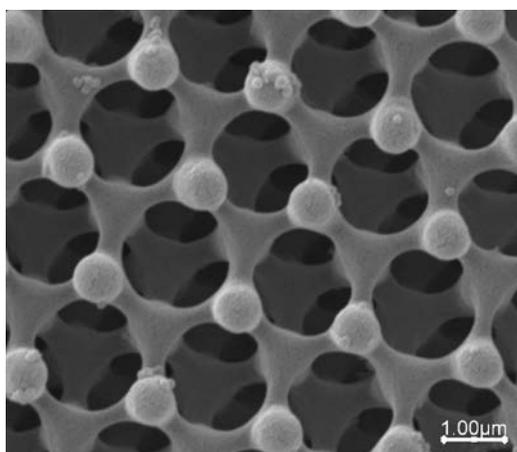


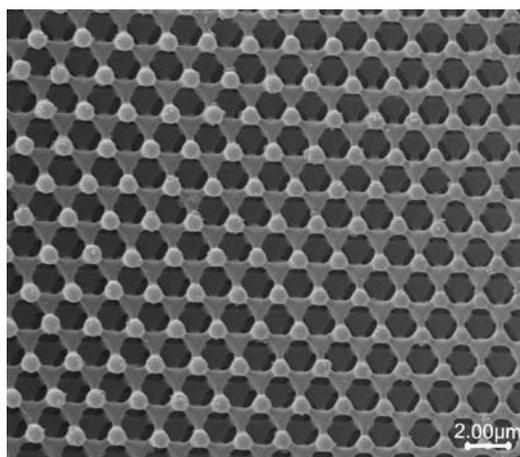
Рис. 3. Электронная фотография фотонного кристалла с осажденными на него золотыми наночастицами

Методом магнетронного распыления (SPI-Module Sputter Coater (США)) на фотонные кристаллы был нанесен слой золота толщиной 50 нм. Толщина слоя определялась при помощи кварцевого датчика толщины (SPI Quartz Crystal Thickness Monitor Model 12161). Электронные фотографии полученных образцов представлены на рис. 4. Для исследования оптических свойств фотонных кристаллов использовался инфракрасный микроскоп Hyperion 1000 (Bruker Optics (Германия)) с фурье-спектрометром Tensor 27 (Bruker Optics (Германия)), при помощи которого измерялись коэффициенты отражения структур. Коэффициенты отражения фотонных кристаллов получались путем нормирования полученных спектров структур к спектрам золотого зеркала. Полученные спектры отражения представлены на рис. 5. Кривой черного цвета обозначен спектр отражения

фотонного кристалла полученный при помощи ИК-объектива Schwarzschild 15х. Кривой красного цвета обозначен спектр отражения фотонного кристалла полученный при помощи объектива скользящего падения 15х. Синим цветом отмечен спектр отражения пленки золота на фотополимере SU-8. Как можно заметить из графика, в спектре отражения фотонного кристалла присутствует пик на длине волны 2,6-2,8 мкм, что равняется периоду решетки фотонного кристалла. Данный пик в спектре отражения указывает на появление фотонной запрещенной зоны с центром на длине волны 2,6-2,8 мкм. Такие фотонно-кристаллические устройства можно использовать в качестве фильтров для инфракрасного диапазона.



а)



б)

Рис. 5 Электронные фотографии фотонного кристалла с напыленным на него слоем золота 50 нм.

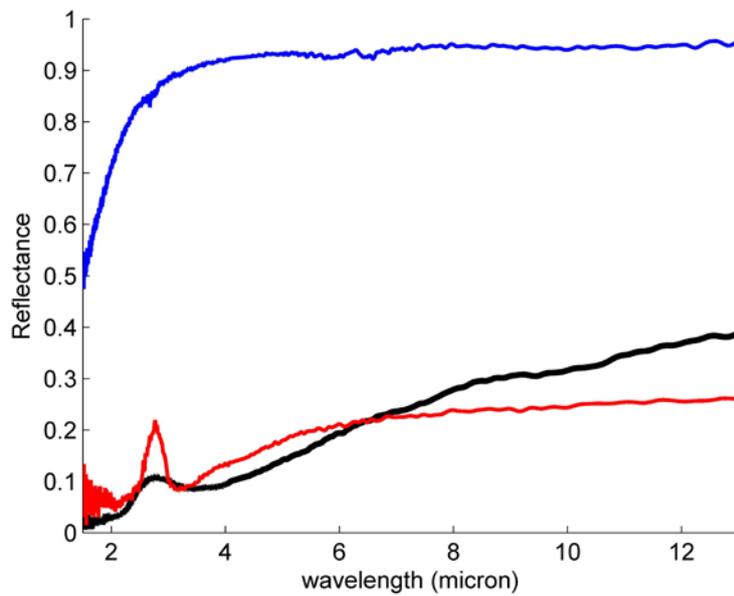


Рис. 6. Спектры отражения фотонного кристалла. Черным цветом обозначен спектр от ИК-объектива Schwarzschild 15x. Красным цветом обозначен спектр от объектива скользящего падения 15x. Синим цветом отмечен спектр отражения пленки золота на фотополимере SU-8

## Тема 10. Нанокompозиты для фотонных кристаллов и метаматериалов

В первых теоретических работах изучались фотонные кристаллы, получаемые из непоглощающих и бездисперсионных материалов. В данных исследованиях был произведен поиск периодических структур имеющих полные ФЗЗ при высоких показателях преломления. На данный момент, наименьший показатель преломления, позволяющий существовать полной ФЗЗ, равен  $n=2$  для алмазной решетки. Это накладывает серьезные ограничения на выбор материала, т. к. в видимой области спектра не существует стекл и полимеров с таким показателем преломления. В дальнейших работах стали исследоваться материалы обладающие поглощением и значительной дисперсией. В частности, фотонные кристаллы, состоящие из ионного материала или имеющие металлические включения. Используя для диэлектрической проницаемости металлов приближение Друде, которое позволяет учитывать дисперсию и поглощение, установлено, что ГЦК решетка, состоящая из частиц благородных металлов (например серебра), размером порядка 160нм, имеет большую полную ФЗЗ. Авторы объясняют это тем, что в области частот, в диапазоне которых образуется ФЗЗ, диэлектрическая проницаемость металлов принимает большие отрицательные значения, тем самым, образуя значительный контраст диэлектрических свойств, что является благоприятным для открытия полных ФЗЗ

Композитные среды с наночастицами благородных металлов представляют большой практический интерес при разработке различных оптических устройств. Линейные и нелинейные оптические свойства таких сред определяются плазмонным резонансом металлических наночастиц и свойствами прозрачной матрицы. Предсказано возникновение резонанса диэлектрической проницаемости в нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, причем положение резонанса зависит как от диэлектрической проницаемости

исходных материалов, так и от концентрации наночастиц. Форма резонансов диэлектрической проницаемости такого нанокompозита, совпадает с формой резонансов ионного материала, но резонанс лежит в области видимого света. Представляет большой интерес, как с прикладной, так и с фундаментальной точки зрения, использование таких нанокompозитов в качестве материалов фотонных кристаллов. Далее мы вычислим коэффициенты пропускания, отражения, поглощения для одномерного фотонного кристалла, состоящего из нанокompозита: металлические наночастицы распределенные случайным образом в прозрачной матрице.

Для того чтобы найти диэлектрическую проницаемость нанокompозита  $\varepsilon_{\text{mix}}(\omega)$ , используем формулу Максвелла – Гарнета:

$$\frac{\varepsilon_{\text{mix}}(\omega) - \varepsilon_d}{\varepsilon_{\text{mix}}(\omega) + 2\varepsilon_d} = f \frac{\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d}{\varepsilon_m(\omega) + 2\varepsilon_d} \quad (59)$$

где  $f$  - относительный объем занимаемый наночастицами,  $\varepsilon_m(\omega)$  - диэлектрическая проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы,  $\varepsilon_d$  - диэлектрическая постоянная матрицы, в которую погружаются наночастицы,  $\omega$  - частота излучения.

Наночастицы распределены в матрице случайным образом, но однородно. Будем считать, что наночастицы имеют форму шара, с радиусом в пределах нескольких нанометров, что значительно меньше длины волны и глубины проникновения поля в материал. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде, в следующем виде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (60)$$

где  $\varepsilon_0$  - постоянная ( $\varepsilon_0=5$  для серебра),  $\omega_p$  - плазменная частота ( $\omega_p=9\text{эВ}$  для серебра),  $\gamma$  - релаксационная постоянная ( $\gamma=0.02\text{эВ}$  для серебра). Для определенности, во всех дальнейших расчетах в качестве металла мы будем использовать серебро. Подставив (60) в (59) найдем  $\varepsilon_{\text{mix}}(\omega)$  в виде:

$$\varepsilon_{\text{mix}}(\omega) = \varepsilon'_{\text{mix}}(\omega) + i\varepsilon''_{\text{mix}}(\omega) \quad (61)$$

На рис.1 представлены зависимости  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  и  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$  при  $f=0.2$ ,  $\varepsilon_d=2.56$ . Можно увидеть, что кривые на рис.1 имеют резонансный характер (вид кривых аналогичен случаю ионного материала). Пренебрегая малым фактором  $\gamma^2$ , найдем, что функция  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  обращается в ноль в точках:

$$\omega_{10} = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d - f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}} \quad (62)$$

$$\omega_{20} = \omega_p \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d - f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d))}{\varepsilon_d(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d))}} \quad (63)$$

( $\omega_{10}/\omega_p=0.288$  и  $\omega_{20}/\omega_p=0.355$ , при  $f=0.2$ ,  $\varepsilon_d=2.56$ ). На промежутке  $[\omega_{10}, \omega_{20}]$  функция  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  принимает отрицательные значения, а значит в этой области частот наноккомпозит оптически подобен металлу. Следовательно, можно ожидать появления поляритонных ФЗЗ в этом промежутке частот.

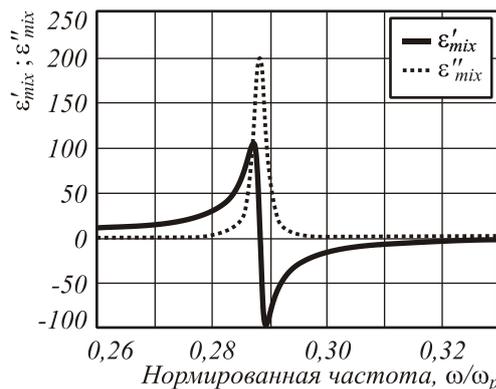


Рис. 1 Функции  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  и  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$  для серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, при  $f=0.2$ ,  $\varepsilon_d=2.56$

Рассмотрим одномерный фотонный кристалл, состоящий из  $N$  элементарных ячеек с периодом  $a$ . Каждая ячейка состоит из слоя толщиной  $d_1$  с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{mix}(\omega)$  и слоя толщиной  $d_2$  с диэлектрической проницаемостью равной 1. Период ячейки  $a$  равен  $a = d_1 + d_2$ . Во всех случаях рассматривается нормальное падение электромагнитной волны на фотонный кристалл. Для нахождения коэффициентов пропускания, отражения, поглощения использовался метод конечных разностей. Коэффициенты пропускания и поглощения показаны на

рис.2, при  $N=16$ ,  $f=0.2$ ,  $d_1/a=0.5$ ,  $a/\lambda_p=1$ . На графике частота указана в единицах плазменной частоты  $\omega_p$ . На рис.3 представлено изменение ФЗЗ в зависимости от размера элементарной ячейки  $a$ , при  $N=16$ ,  $f=0.2$ ,  $d_1/a=0.5$ . Под ФЗЗ понимается такой диапазон частот, для которого коэффициент пропускания меньше 0.1.

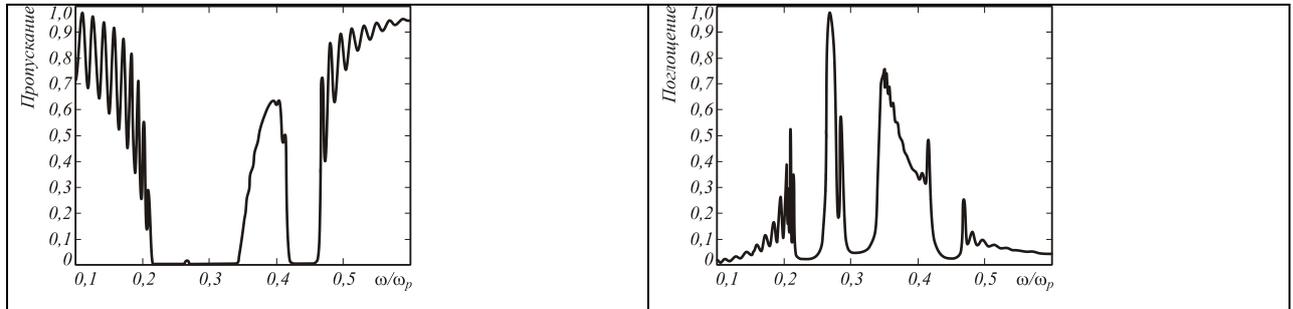


Рис.2 Коэффициенты пропускания и поглощения при  $N=16$ ,  $f=0.2$ ,  
 $d_1/a=0.5$ ,  $a/\lambda_p=1$ .

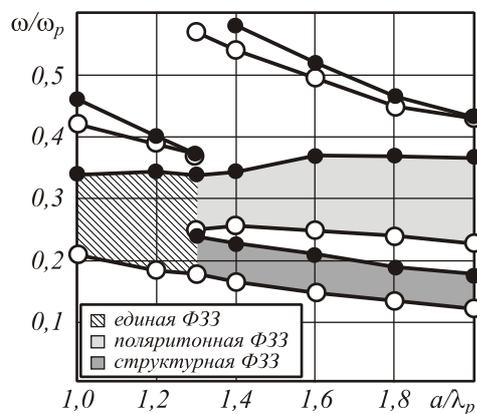


Рис.9.3 Поведение ФЗЗ в зависимости от размера элементарной ячейки  $a$   
при  $N=16$ ,  $f=0.2$ ,  $d_1/a=0.5$ .

На графике размер элементарной ячейки  $a$  отмечен в единицах плазменной длины волны  $\lambda_p$ , равной  $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p$ , где  $c$  - скорость света в вакууме, а частота в единицах плазменной частоты  $\omega_p$ . Пустыми кругами отмечается нижний край ФЗЗ, а закрашенными - верхний. На рис.3 можно заметить, что

при  $a/\lambda_p=1.3$  единая ФЗЗ расщепляется на поляритонную и структурную ФЗЗ. Для того чтобы это доказать, необходимо исследовать поведение этих ФЗЗ при изменении фактора заполнения нанокomпозитом, т.е. при изменении отношения  $d_1/a$ . Изменение ФЗЗ при варьировании фактора заполнения нанокomпозитом представлено на рис.9.4, при  $a/\lambda_p=2$ . Можно наблюдать, что поляритонная ФЗЗ с центром между  $\omega_{10} - \omega_{20}$  увеличивается в размере, при увеличении отношения  $d_1/a$ , тогда как структурная ФЗЗ, лежащая ниже, достигает максимума в размере, и начинает уменьшаться. Данный эффект дает нам возможность, не меняя фактора заполнения нанокomпозитом, изменяя характерные размеры ячейки фотонного кристалла, кардинально изменять оптические свойства. В обычных диэлектрических фотонных кристаллах, меняя размеры ячейки (при постоянном факторе заполнения), мы только сдвигаем ФЗЗ, но не меняем ее структуру.

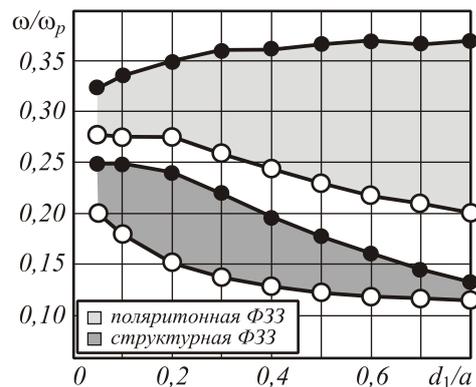


Рис. 4 Зависимость ФЗЗ от фактора заполнения нанокomпозитом  $d_1/a$  при

$$a/\lambda_p=2, N=16, f=0.2.$$

Следует так же отметить, что, уменьшая концентрацию металлических наночастиц, мы понижаем поглощение в нанокomпозите. В металлических фотонных кристаллах поглощение очень существенно, вследствие высокой концентрации металла. Кроме того, металлические фотонные кристаллы достаточно сложно создать экспериментально, из-за необходимости периодически выстроить субмикронные металлические объекты. В исследуемом нанокomпозите металлические частицы распределены

случайным образом, а однородность распределения в пространстве мы можем реализовать используя кулоновское взаимодействие заряженных металлических шаров.