

УДК 535.662:681.7.068

DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2021_4_49_51

К ДОСТИЖЕНИЮ ВЫРАЖЕННОЙ СТРУКТУРНОЙ ОКРАСКИ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

А.В. Шилов, А.Б. Сотский

Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова

TO ATTAINMENT OF PRONOUNCED STRUCTURAL COLORING OF A PHOTONIC CRYSTAL FIBER

A.V. Shilov, A.B. Sotsky

A.A. Kuleshov Mogilev State University

Аннотация. Определены условия получения выраженной структурной окраски фотонно-кристаллического волокна с гексагональной внутренней симметрией. Показано, что параметры волокна должны выбираться в соответствии с конфигурацией запрещенных зон двумерного фотонного кристалла, сформированного заполняющими волокно воздушными каналами. Выводы зонной теории подтверждены расчетом поперечных сечений рассеяния фотонно-кристаллических волокон с круговой внешней границей.

Ключевые слова: структурная окраска, фотонно-кристаллическое волокно, зонная теория, поперечное сечение рассеяния.

Для цитирования: Шилов, А.В. К достижению выраженной структурной окраски фотонно-кристаллического волокна / А.В. Шилов, А.Б. Сотский // Проблемы физики, математики и техники. – 2021. – № 4 (49). – С. 51–56. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2021_4_49_51

Abstract. The conditions for obtaining pronounced structural coloring of a photonic crystal fiber with hexagonal symmetry are defined. It is shown that the parameters of the fiber should be selected in accordance with the configuration of the bandgaps of a two-dimensional photonic crystal formed by air channels filling the fiber. The conclusions of the band theory are confirmed by calculating the scattering cross sections of photonic crystal fibers made of polyethylene terephthalate with a circular outer boundary.

Keywords: structural coloring, photonic-crystal fiber, band theory, scattering cross section.

For citation: Shilov, A.V. To attainment of pronounced structural coloring of a photonic crystal fiber / A.V. Shilov, A.B. Sotsky // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2021. – № 4 (49). – P. 51–56. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2021_4_49_51 (in Russian)

Введение

В настоящее время известно несколько способов создания структурной (без использования красителей) окраски материалов. Так, в [1] структурная окраска синтетического волокна осуществлялась введением в его оболочку чередующихся сдвоенных полимерных (PMMA/PS) слоев, работающих как брэгговский резонатор, отражая определенные длины волн из падающего на них света. Однако контрастность такой окраски была незначительна, и авторы пришли к выводу о необходимости торцевого возбуждения вытекающих мод волокон, изготовленных прототипов тканей с помощью мощных излучателей и наблюдения рассеянных полей мод.

Другим способом является нанесение различными методами на стандартные текстильные нити или готовые фабричные ткани коллоидных наночастиц [2], [3], что приводит к образованию на их поверхности двумерных (2D), либо трехмерных (3D) фотонных кристаллов. В [2] представлены результаты создания покрытий

текстильных нитей наночастицами SiO_2 / PEI методами гравитационной седиментации с вертикальным осаждением. В [3] сообщается об изготовлении фотонно-кристаллических структур на поверхности черных хлопчатобумажных тканей за счет распыления водного раствора наночастиц сложной конфигурации (гидрофобное PS ядро и гидрофильная PMMA-AA оболочка). Для большего контакта наночастиц с тканью в раствор добавлялись карбоксильные (SiO_2) частицы размером ~ 30 нанометров. После испарения деионизированной воды изначально аморфное покрытие приобретало упорядоченную структуру 3D фотонного кристалла, способную отражать определенные частоты падающего света, определяемые размерами наночастиц. Недостатком данного способа получения структурной окраски волокон либо тканей является сложность технологии и, как следствие, ее дороговизна. Действительно, анализ характерного размера рассеивающих частиц или неоднородностей поверхности, выполненный в [1]–[7], показал, что для

интенсивного рассеивания некоторого достаточно узкого участка видимого спектра (шириной порядка 100–150 нм) размер частиц должен быть в несколько раз меньше, чем длина волны света. Например, в работе [7], исследовав микроскопическую структуру чешуек крыла бабочки вида *Morpho sulkowskyi*, авторы определили, что эффективное рассеяние узкого спектрального диапазона с центральной длиной волны 495 нм, придающее крылу яркую сине-голубую структурную окраску, достигается периодическим чередованием пластинок с воздушными прослойками толщиной 65 нм и 150 нм соответственно.

Еще следует отметить, что нанесение нанопокровов на ткани и волокна требует использования химических реагентов. Это почти уравнивает данную технологию по негативному воздействию на окружающую среду с химической окраской тканей.

С позиций упрощения и удешевления технологии в [8] было предложено использовать фотонно-кристаллические волокна (ФКВ). Их структурная окраска возникает за счет селективного брэгговского отражения света от периодической системы параллельных воздушных каналов в диэлектрической матрице. В [8] разработан метод расчета погонных дифференциального и интегрального сечений рассеяния света при поперечном освещении ФКВ с произвольными параллельными воздушными каналами плоскими волнами ТМ и ТЕ поляризации. Однако ввиду значительного объема необходимых вычислений, условия достижения контрастной структурной окраски ФКВ в [8] определены не были. Целью настоящей работы является восполнение данного пробела. Здесь найдена внутренняя структура ФКВ с гексагональной симметрией, обеспечивающая его выраженную структурную окраску. Результат достигнут за счет дополнения метода [8] элементами зонной теории 2D фотонных кристаллов.

1 Зонная диаграмма для 2D фотонного кристалла

Физической причиной структурной окраски ФКВ является селективное отражение света от его внутренней области, представляющей собой ограниченный двумерный фотонный кристалл. Согласно экспериментальным данным [9] и расчетам [10], [11], ключевую роль при таком отражении играет зонная структура фотонного кристалла. Ниже представлен расчет границ запрещенных зон 2D фотонного кристалла с гексагональной симметрией при его поперечном освещении монохроматическим светом.

На рисунке 1.1, а представлена схема возбуждения плоской волной полуограниченного 2D фотонного кристалла.

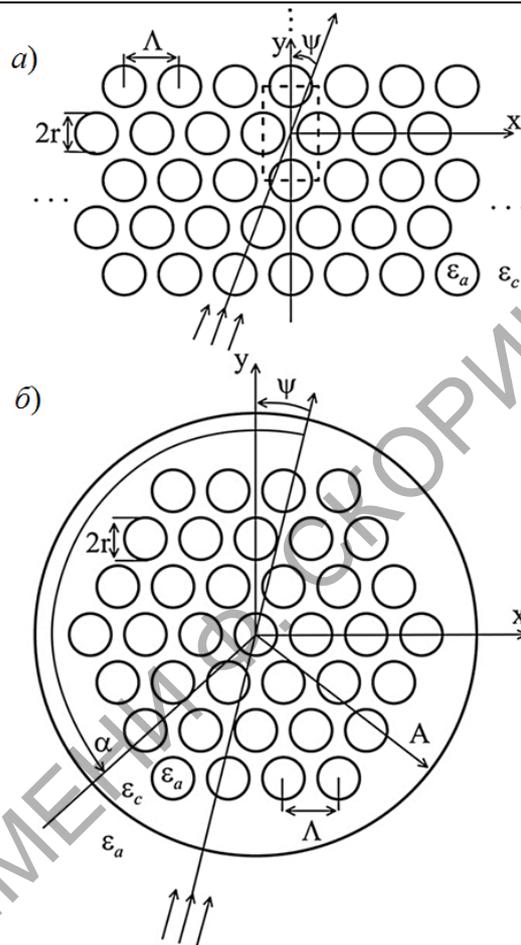


Рисунок 1.1 – Схемы 2D фотонного кристалла (а) и фотонно-кристаллического волокна (б) с гексагональной симметрией.

Кристалл образован круговыми воздушными каналами с радиусом r и диэлектрической проницаемостью ϵ_a , находящимися в диэлектрической матрице с проницаемостью ϵ_c . Величины ϵ_a и ϵ_c считаются вещественными. Центры каналов находятся в узлах гексагональной решетки с периодом Λ . Рассматривается двумерная дифракционная задача, в которой зависимость оптического поля от координаты z отсутствует. Нормаль к волновому фронту падающей волны составляет угол ψ с осью $0y$. Штриховыми линиями на рисунке 1.1 выделена элементарная ячейка фотонного кристалла, которая представляет собой прямоугольник. Стороны прямоугольника, ориентированные вдоль оси $0y$, имеют длину $2a_y = \Lambda\sqrt{3}$, а вдоль оси x – длину $2a_x = \Lambda$.

В рассматриваемой структуре возможно раздельное распространение волн ТМ и ТЕ поляризации [12]. Исследуем монохроматические компоненты данных типов волн с зависимостью от времени $\exp(i\omega t)$.

Волны ТМ поляризации с единственной отличной от нуля компонентой магнитного поля H_z во всем пространстве подчиняются уравнению [8]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \varepsilon - \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y}\right) H_z = 0. \quad (1.1)$$

Здесь $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 2\pi / \lambda$ – волновое число вакуума. В согласии с теоремой Блоха решения уравнения (1.1) допускают представление [13]

$$H_z = h_z(x, y) \exp(-i\gamma_x x - i\gamma_y y), \quad (1.2)$$

где $\gamma_x = k_0 \sqrt{\varepsilon_c} \sin \psi$, γ_y – некоторая константа, $h_z(x, y)$ – периодическая функция x и y с периодами $2a_x$ и $2a_y$, соответственно. Эта функция может быть задана в виде ряда Фурье

$$h_z(x, y) = \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-N}^N \hat{h}_{nm} \exp\left(\frac{i\pi n x}{a_x} + \frac{i\pi m y}{a_y}\right), \quad (1.3)$$

где N – порядок редукции ряда, \hat{h}_{nm} – некоторые коэффициенты.

Подставляя (1.2), (1.3) в (1.1) и используя схему Галеркина в области элементарной ячейки фотонного кристалла, приходим к однородной алгебраической системе относительно \hat{h}_{nm} :

$$\sum_{v=-N}^N \sum_{\mu=-N}^N H_{nmv\mu} \hat{h}_{v\mu} = 0, \quad (1.4)$$

где $n = -N, N$, $m = -N, N$,

$$H_{nmv\mu} = a_x a_y (k_0^2 \varepsilon_c - \xi_n^2 - \eta_m^2) \delta_{nv} \delta_{m\mu} + T \cdot P_{nmv\mu} + S_{nmv\mu}, \quad (1.5)$$

$$P_{nmv\mu} = -2 \ln \left(\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_c} \right) [\cos[\pi(\mu - m)] + \cos[\pi(v - n)]] \times \\ \times \left\{ \xi_v \int_0^{\sqrt{r}} duu \cos \left[\frac{\pi(\mu - m)(u^2 - r)}{a_y} \right] \times \right. \\ \times \sin \left[\frac{\pi(v - n)u\sqrt{2r - u^2}}{a_x} \right] + \\ \left. + \eta_\mu \int_0^{\sqrt{r}} duu \cos \left[\frac{\pi(v - n)(u^2 - r)}{a_x} \right] \times \right. \\ \left. \times \sin \left[\frac{\pi(\mu - m)u\sqrt{2r - u^2}}{a_y} \right] \right\}, \quad (1.6)$$

$$S_{nmv\mu} = 2k_0^2 (\varepsilon_a - \varepsilon_c) \times \left\{ \frac{a_y \cos[\pi(v - n)]}{\pi(\mu - m)} \times \right. \\ \left. \int_0^{\sqrt{r}} duu \cos \left[\frac{\pi(v - n)(u^2 - r)}{a_x} \right] \times \right. \\ \left. \times \sin \left[\frac{\pi(\mu - m)u\sqrt{2r - u^2}}{a_y} \right] + \frac{a_x \cos[\pi(\mu - m)]}{\pi(v - n)} \times \right.$$

$$\left. \times \int_0^{\sqrt{r}} duu \cos \left[\frac{\pi(\mu - m)(u^2 - r)}{a_y} \right] \times \right. \\ \left. \times \sin \left[\frac{\pi(v - n)u\sqrt{2r - u^2}}{a_x} \right] \right\}, \quad (1.7)$$

$$\xi_n = \pi n a_x^{-1} - \gamma_x, \quad \eta_m = \pi m a_y^{-1} - \gamma_y, \quad (1.8)$$

δ_{nv} – дельта-символ Кронекера, $T = 1$. При получении (1.4)–(1.8) учтены свойства ортогональности гармоник Фурье, симметрия элементарной ячейки фотонного кристалла и то, что дифференцирование $\ln \varepsilon$ в (1.1) приводит к появлению дельта-функций Дирака на границах воздушных каналов.

Система (1.4) представляет собой задачу на собственные функции и собственные значения со спектральным параметром γ_y , описывающую моды 2D фотонного кристалла. Возможные значения γ_y находятся из условия

$$\det[M_{\rho\sigma}(\gamma_y)] = 0, \quad (1.9)$$

где $\det[M_{\rho\sigma}]$ – определитель квадратной матрицы $M_{\rho\sigma} = H_{nmv\mu}$, записанной с использованием комбинированных индексов

$$\rho = (n + N)(2N + 1) + m + N + 1,$$

$$\sigma = (v + N)(2N + 1) + \mu + N + 1,$$

пробегающих значения от 1 до $(2N + 1)^2$.

Согласно (1.5)–(1.8), $\det[M_{\rho\sigma}(\gamma_y)]$ представляет собой полином степени $2(2N + 1)^2$ с вещественными коэффициентами. Нули данного полинома могут быть либо вещественными, либо попарно сопряженными комплексными числами. Но из (1.5)–(1.8) можно заключить, что коэффициенты $H_{nmv\mu}$ инвариантны относительно замен $\gamma_y \rightarrow -\gamma_y$, $m \rightarrow -m$, $\mu \rightarrow -\mu$. Отсюда следует, что если γ_y является корнем уравнения (1.9), то $-\gamma_y$ также является корнем данного уравнения. Физической причиной этого является симметрия элементарной ячейки фотонного относительно оси x (рисунок, 1.1 а). Следовательно, комплексные корни уравнения (1.9) могут быть только чисто мнимыми. Соответствующие им моды описывают поля, испытывающие полное отражение от фотонного кристалла [10], [11].

За проникновение световой энергии в фотонный кристалл отвечают его моды с вещественными γ_y . Из отмеченного выше свойства симметрии корней уравнения (1.9) и выражений (1.2), (1.3) следует, что для отыскания всех таких мод достаточно исследовать перепады знака вещественной функции $\det[M_{\rho\sigma}(\gamma_y)]$ на промежутке $0 \leq \gamma_y \leq \pi / a_y$.

Волны ТЕ поляризации с единственной отличной от нуля компонентой электрического

поля E_z во всем пространстве описываются уравнением [8]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \varepsilon \right) E_z = 0.$$

Анализ этого уравнения может быть выполнен по рассмотренной выше схеме. Единственное отличие расчета ТЕ мод фотонного кристалла от расчета его ТМ мод состоит в том, что для ТЕ мод в (1.5) следует положить $T = 0$.

Если пренебречь дисперсией ε_c , то функции $\det[M_{\rho\sigma}(\gamma_y)]$ для мод фотонного кристалла обеих поляризаций будут полностью определяться относительными размерами r/Λ , Λ/λ (см. (1.5)). Область на плоскости переменных r/Λ , Λ/λ , в которой уравнения (1.9) для ТМ и ТЕ волн имеют вещественные корни, назовем разрешенной зоной фотонного кристалла, а область, где таких корней нет – запрещенной зоной. Очевидно, что структурная окраска фотонного кристалла, освещаемого естественным светом, будет определяться длинами волн, попадающими в его запрещенную зону, поскольку излучение с данными длинами волн будет эффективно отражаться кристаллом. Селективность такой окраски зависит от ширины запрещенной зоны в направлении изменения переменной Λ/λ : чем меньше эта ширина, тем более контрастной окраски фотонного кристалла можно ожидать.

О запрещенных зонах фотонного кристалла позволяет судить рисунок 1.2. Стабильные результаты для границ этих зон получены в результате подсчета числа вещественных корней уравнений (1.9) для ТМ и ТЕ мод при $N \geq 7$. Здесь и в дальнейших вычислениях использованы значения $\varepsilon_a = (1,0003)^2$, $\varepsilon_c = (1,576)^2$ (материал диэлектрической матрицы – полиэтилентерефталат).

Согласно рисунку 1.2, конфигурация запрещенных зон зависит от угла падения излучения на фотонный кристалл. Но поскольку ориентация ФКВ относительно фронта падающего на него излучения может быть произвольной, основной практический интерес представляет область параметров фотонного кристалла, в которой запрещенные зоны для разных углов падения излучения на кристалл либо близки между собой, либо налагаются друг на друга. При наложении запрещенных зон, отвечающим углам падения излучения на фотонный кристалл $\psi = \pm 30^\circ$ и $\psi = \pm 60^\circ$ на рисунке 1.2 возникает зеленый тон, углам $\psi = 0^\circ$ и $\psi = \pm 30^\circ$ – красный тон, углам $\psi = 0^\circ$ и $\psi = \pm 60^\circ$ – синий тон, а при наложении запрещенных зон, отвечающим всем рассмотренным углам падения – черный тон. Основным практическим интересом представляет область параметров фотонного кристалла, в которой

запрещенные зоны для разных углов падения либо близки между собой, либо налагаются друг на друга. Для получения выраженной структурной окраски ФКВ данная область должна быть достаточно узкой в направлении изменения переменной Λ/λ . Как следует из рисунка 1.2, указанным требованиям отвечает область

$$0,45 \leq \Lambda/\lambda \leq 0,5, \quad 0,3 \leq r/\Lambda \leq 0,4. \quad (1.10)$$

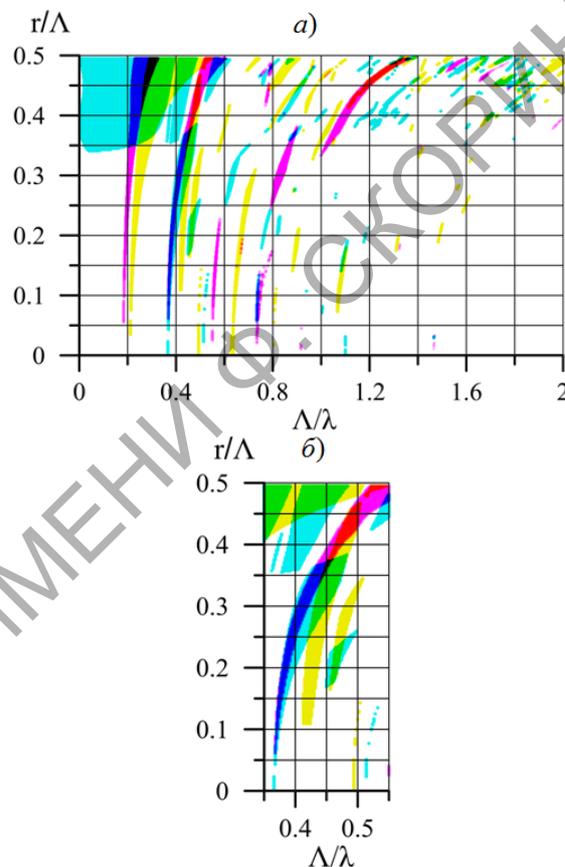


Рисунок 1.2 – Зонная диаграмма для двумерного фотонного кристалла с гексагональной симметрией в нормальном (а) и увеличенном (б) масштабах переменной Λ/λ . Фоновые области – запрещенные зоны фотонного кристалла при углах падения излучения на кристалл $\psi = 0^\circ$ (розовый тон), $\psi = \pm 30^\circ$ (желтый тон), $\psi = \pm 60^\circ$ (голубой тон)

Выполненный в настоящем разделе анализ имеет оценочный характер, поэтому применимость его выводов об условиях получения выраженной структурной окраски ФКВ нуждается в количественной проверке. Соответствующие расчеты представлены в следующем разделе.

2 Поперечные сечения рассеяния ФКВ

Поперечное сечение рассматриваемых ФКВ представлено на рисунке 1.1, б. Внутренняя область волокна содержит круговые воздушные каналы радиуса r . Центральный канал окружен

N_c гексагональными кольцами таких же каналов (для определенности на рисунке 1.1, b $N_c = 3$). ФКВ имеет внешний радиус $A = (N_c + 1)\Lambda$ и находится в воздухе с диэлектрической проницаемостью ϵ_a .

Оценки структурной окраски волокна предполагают исследование углового распределения интенсивности рассеянного света в дальней зоне при освещении волокна не поляризованным светом, создаваемым удаленным точечным источником [8]. Данное распределение может быть охарактеризовано погонным дифференциальным поперечным сечением рассеяния [8]

$$\sigma(\alpha) = 0,5[\sigma_p(\alpha) + \sigma_s(\alpha)], \quad (2.1)$$

где α – угол наблюдения, отсчитанный от нормали к волновому фронту падающей на ФКВ плоской волны (рисунок 1.1 б), $\sigma_p(\alpha)$ и $\sigma_s(\alpha)$ – погонные дифференциальные поперечные сечения рассеяния плоских волн ТМ и ТЕ поляризации, определяемые по формулам

$$\sigma_p(\alpha) = \frac{\lim_{\rho \rightarrow \infty} (|H_z|^2 \rho)}{2A|H_z^{(i)}|^2}, \quad \sigma_s(\alpha) = \frac{\lim_{\rho \rightarrow \infty} (|E_z|^2 \rho)}{2A|E_z^{(i)}|^2},$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние от волокна до точки наблюдения, $H_z^{(i)}$ и $E_z^{(i)}$ – компоненты поля падающих на волокно плоских волн ТМ и ТЕ поляризации.

Для интегральной оценки отражательной способности ФКВ в диапазоне углов $\alpha_2 \geq \alpha \geq \alpha_1$ может быть использовано погонное интегральное поперечное сечение рассеяния [8]

$$\sigma_i = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sigma(\alpha) d\alpha, \quad (2.2)$$

которое равно световой мощности, рассеянной волокном в интервал углов $\alpha_2 \geq \alpha \geq \alpha_1$, нормированной на мощность падающего на волокно света. Основным практическим интересом представляет описание отражения света от волокна, что соответствует выбору в (2.2) $\alpha_1 = 90^\circ$, $\alpha_2 = 270^\circ$. Эти значения использованы в дальнейших расчетах.

С позиций исследования окраски тканей актуальна ситуация, когда ориентация ФКВ относительно фронта падающей плоской волны является случайной. В этом случае структурную окраску ФКВ можно охарактеризовать поперечными сечениями $\sigma(\alpha)$ и σ_i , усредненными по ψ [8]:

$$\bar{\sigma}(\alpha), \bar{\sigma}_i = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sigma(\alpha), \sigma_i d\psi. \quad (2.3)$$

Представленные ниже расчеты функций (2.1)–(2.3) выполнены строгим методом, основанным на теореме Грина и теореме сложения цилиндрических функций Графа [8], [14].

В таблице 2.1 приведены результаты численного решения задачи об отыскании максимума

отражательной способности ФКВ, где в качестве целевой выбрана функция двух переменных $\bar{\sigma}_i(\Lambda/\lambda, r/\Lambda)$. Для числа воздушных каналов в ФКВ использовано обозначение k .

Таблица 2.1 – Максимизация отражательной способности ФКВ

N_c	k	Λ/λ	r/Λ	$\bar{\sigma}_{i\max}$
2	19	0,472	0,376	0,704
3	37	0,469	0,390	0,753
4	61	0,462	0,380	0,778

Табличные значения Λ/λ , r/Λ – координаты максимумов $\bar{\sigma}_i$, обозначенных через $\bar{\sigma}_{i\max}$. Как и следовало ожидать, эти координаты находятся в области (1.10), а $\bar{\sigma}_{i\max}$ возрастает с увеличением поперечного размера волокна, приближающим его к полуограниченному фотонному кристаллу.

Более детальную информацию об отражательной способности ФКВ дает рисунок 2.1. На нем сопоставлены погонные дифференциальные сечения рассеяния, полученные в [8] без оптимизации структуры ФКВ и рассчитанные с использованием относительных размеров волокна, приведенных в таблице 2.1.

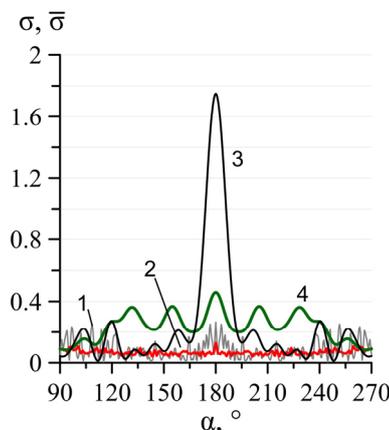


Рисунок 2.1 – Дифференциальные сечения рассеяния ФКВ с $N_c = 3$ при фиксированном угле ориентации $\psi = 0^\circ$ ($\sigma(\alpha)$, кривые 1, 3) и с усреднением по ψ ($\bar{\sigma}(\alpha)$, кривые 2, 4): 1 и 2 соответствуют параметрам $\Lambda/\lambda = 4,43$, $r/\Lambda = 0,12$ из [8]; 3 и 4 – $\Lambda/\lambda = 0,469$, $r/\Lambda = 0,39$ (данные таблицы 2.1)

Из рисунка 2.1 можно заметить, что оптимизация параметров волокна существенно усиливает его отражательную способность. Этот эффект наблюдается в узком диапазоне углов отражения в окрестности 180° при $\psi = 0^\circ$ и в более широком диапазоне углов отражения при усреднении по ψ . Наличие боковых максимумов на распределении 1 и многопиковый характер

распределения 3 объясняются резонансным возбуждением стоячих волн между фотонным кристаллом во внутренней области ФКВ и его внешней границей.

О структурной окраске ФКВ позволяет судить рисунок 2.2. На нем приведены спектры усредненной по ориентации волокна интегральной отражательной способности ФКВ. Кривая 1 – данные работы [8], кривые 2 и 3 рассчитаны с использованием данных таблицы 2.1 для длины волны $\lambda = 0,564$ мкм, соответствующей максимуму чувствительности человеческого глаза.

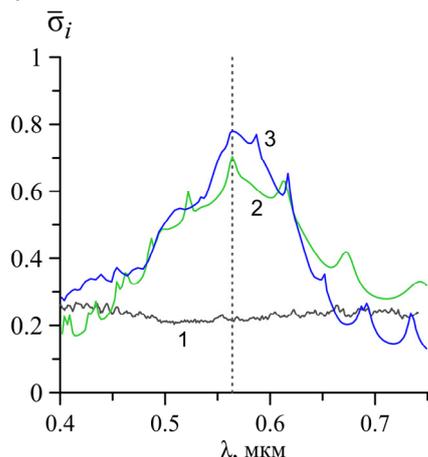


Рисунок 2.2 – Спектры погонного интегрального поперечного сечения рассеяния, усредненные по ориентации ФКВ:

кривая 1 – $N_c = 3$, $\Lambda = 2,5$ мкм, $r = 0,3$ мкм [8],

2 – $N_c = 2$, $\Lambda = 0,266$ мкм, $r = 0,100$ мкм,

3 – $N_c = 4$, $\Lambda = 0,261$ мкм, $r = 0,099$ мкм

Рисунок 2.2 подтверждает возможность получения выраженной окраски ФКВ за счёт оптимизации его внутренней структуры. Эффект окраски усиливается с ростом N_c . В частности, при $N_c = 4$ ширина спектра $\bar{\sigma}_i(\lambda)$, определенная из условий $\bar{\sigma}_i(\lambda) = 0,5\bar{\sigma}_{i,\max}$, составляет 0,153 мкм.

Заключение

Согласно представленным данным, для достижения выраженной структурной окраски ФКВ его параметры должны выбираться в соответствии со структурой запрещенных зон двумерного фотонного кристалла, образованного воздушными каналами, находящегося внутри ФКВ. Из этих соображений период решетки воздушных каналов ФКВ должен составлять примерно половину длины волны излучения нужного цвета (согласно рисунку 1.2 и таблице 2.1). В работе рассмотрен случай распространенных ФКВ с гексагональной симметрией. Дальнейшая оптимизация внутренней структуры ФКВ предполагает исследование 2D фотонных кристаллов с иными типами симметрии. Соответствующие расчеты могут быть выполнены на основе описанной вычислительной схемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Color-changing and color-tunable photonic bandgap fiber textiles* / В. Gauvreau [et al.] // OPTICS EXPRESS. – 2008. – Vol. 16, № 20. – P. 15677–15693.

2. *Shao, J. Biomimetic nanocoatings for structural coloration of textiles* / J. Shao, G. Liu, L. Zhou // Active Coatings for Smart Textiles. – 2016. – P. 269–299.

3. *Rapid fabrication of robust, washable, self-healing superhydrophobic fabrics with non-iridescent structural color by facile spray coating* / Q. Zeng [et al.] // RSC Advances. – 2017. – Vol. 7, № 14. – P. 8443–8452.

4. *Aguirre, C.I. Colloidal Photonic Crystal Pigments with Low Angle Dependence* / C.I. Aguirre, E. Reguera, A. Stein // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2010. – Vol. 2, № 11. – P. 3257–3262.

5. *Nanoparticle-tuned structural color from polymer opals* / O. Pursiainen [et al.] // Optics Express. – 2007. – Vol. 15, № 15. – P. 9553–9561.

6. *Fan, H. Natural photonic materials for textile coatings.* / H. Fan, N. Lin, X. Y. Liu // Active Coatings for Smart Textiles. – 2016. – P. 137–156.

7. *Theoretical and experimental analysis of the structural pattern responsible for the iridescence of Morpho butterflies* / R. H. Siddique [et al.] // Optic Express. – 2013. – Vol. 21, № 12. – P. 14351–14361.

8. *Сотский, А.Б. Моделирование структурной окраски фотонно-кристаллического волокна* / А.Б. Сотский, О.А. Бельская, Л.И. Сотская // Оптика и спектроскопия. – 2015. – Т. 118, № 5. – С. 847–854.

9. *New slant on photonic crystal fibers* / H.C. Nguyen [et al.] // Optic Express. – 2004. – Vol. 12, № 8. – P. 1528–1539.

10. *Сотский, А.Б. Расчет оптических свойств фотонно-кристаллических волокон с поллой сердцевинной* / А.Б. Сотский, Л.И. Сотская // ЖПС. – 2009. – Т. 76, № 2. – С. 312–321.

11. *Сотский, А.Б. Высшие моды фотонно-кристаллических волокон* / А.Б. Сотский, О.А. Бельская, Л.И. Сотская // Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т. 110, № 3. – С. 500–506.

12. *Иванов, Е.А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах* / Е.А. Иванов. – Минск: Наука и техника, 1968. – 584 с.

13. *Vjarklev, A. Photonic Crystal Fibres* / A. Vjarklev, J. Broeng, A. Sanchez Vjarklev. – Springer, 2003. – 159 p.

14. *Сотский, А.Б. Дифракция светового пучка на микроструктурном волокне* / А.Б. Сотский, О.А. Бельская, Л.И. Сотская // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 11–19.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь 1.15 «Фотоника и электроника для инноваций».

Поступила в редакцию 21.07.2021.

Информация об авторах

Шилов Артур Владимирович – старший преподаватель
Сотский Александр Борисович – д.ф.-м.н., профессор