

Трёхпериодические одномерные фотонные кристаллы на основе диэлектрических оксидов SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂: новый класс перспективных структур с широкими возможностями для прикладной фотоники

И.С. Паняев¹, Д.Г. Санников¹, Ю.С. Дадоев^{2,3}, Н.Н. Дадоев⁴

¹ Ульяновский государственный университет, 432017, Россия, г. Ульяновск, ул. Льва Толстого, д. 42;

² Lab-STICC (UMR 6285), CNRS, ENIB, 29238, France, Brest Cedex 3;

³ ENI Brest, Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL, UMR CNRS 6027), F-29200, France, Brest;

⁴ Донецкий физико-технический институт имени А. А. Галкина, 83114, Россия, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, д. 72

Аннотация

Рассмотрены одномерные трёхпериодические фотонно-кристаллические структуры на основе диэлектрических немагнитных материалов (SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂), образующих сверхъячейки вида $[(ab)^N(cd)^M]^K$, включающих «внутренние» подъячейки вида $(ab)^N$ и $(cd)^M$. Классификация данного класса структур позволяет выделить три большие группы подъячеек, различающихся по величинам оптического контраста (низко-, средне- и высококонтрастные). С помощью метода матрицы переноса исследованы частотно-угловые спектры и энергетические характеристики фотонно-кристаллических структур, найдены оптимальные сочетания слоёв (и контрастности) для получения управляемых запрещённых фотонных зон. Обобщение полученных результатов показывает, что в области прозрачности наибольший практический интерес представляют оптические и энергетические свойства структур с высоким и средним оптическим контрастом. Обнаружено, что группа среднеконтрастных структур обладает большей гибкостью при формировании и перестройке запрещённой фотонной зоны за счёт практически равноценного влияния оптических свойств обеих ячеек на спектр пропускания. Анализ пространственно-углового распределения поперечной компоненты вектора Умова–Пойнтинга и варьирование количества подъячеек (внутренних периодов) показывает, что структура указанной группы может обеспечить управляемую картину излучения (на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм) на боковой поверхности кристалла. Результаты могут быть полезны при создании поляризационно-чувствительных ответвителей, высокочувствительных угловых датчиков для оптоволоконных систем и оптических фильтров, работающих в инфракрасном диапазоне.

Ключевые слова: запрещенная фотонная зона, фотонный кристалл.

Цитирование: Паняев, И.С. Трёхпериодические одномерные фотонные кристаллы на основе диэлектрических оксидов SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂: новый класс перспективных структур с широкими возможностями для прикладной фотоники / И.С. Паняев, Д.Г. Санников, Ю.С. Дадоев, Н.Н. Дадоев // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48, № 3. – С. 376-385. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1401.

Citation: Panyaev IS, Sannikov DG, Dadoenkova YS, Dadoenkova NN. Three-periodic 1D photonic crystals based on dielectric oxides SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂: an emerging class of structures with wide possibilities for applied photonics. Computer Optics 2024; 48(3): 376-385. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1401.

Введение

Фотонные кристаллы (ФК) – структуры с показателем преломления (диэлектрической проницаемостью), периодически распределённым в одном, двух и трёх измерениях. Спектры пропускания таких структур характеризуются наличием запрещённых фотонных зон (ЗФЗ), чья структура и свойства зависят как от оптических, так и от геометрических свойств составных частей ФК. В данной работе речь пойдёт об одномерных ФК, интерес к которым обусловлен не только относительной простотой создания, по срав-

нению с двух- и трёхмерными структурами, но и рядом полезных оптических свойств. Так, в последнее время одномерные ФК находят успешное применение в разнообразных устройствах фотоники и оптоэлектроники: солнечных элементах, 3D-матрицах, флуоресцентных усилительных устройствах, цветных дисплеях, сенсорах и т.д. [1–3]. Также обсуждается возможность создания лазеров с распределённой обратной связью с использованием одномерных ФК [4]. Нарушение периодичности ФК приводит к появлению дефектных мод в ЗФЗ, что позволяет использовать эти структуры в различных областях, в том чис-

ле в биологии и медицине. Например, в работе [5] показана возможность обнаружения различных бактериальных загрязнений воды на основе сдвига пиков пропускания резонансных мод в ФК с дефектным слоем. Авторами статьи [6] был предложен метод обнаружения раковой клетки путем регистрации сдвига пиков пропускания в нанокompозитном материале с ФК-покрытием. Бинарные ФК, содержащие дефектный слой, благодаря сильной зависимости резонансных пиков в ЗФЗ от концентрации вещества и, как следствие, от показателя преломления [7] используются для определения уровня гемоглобина. В работе [8] было показано, что одномерные ФК могут быть использованы для термофотозлектрических приложений. Кроме того, подобные структуры могут служить базовыми элементами в демультимплексорах – устройствах для распределения света разных длин волн по разным волноводным каналам [9], а также в качестве распределённых брэгговских отражателей для лазерных источников [10].

Обычно при разработке ФК желательно использовать ЗФЗ с чётко определёнными центральной и краевыми частотами. Для расширения ЗФЗ предложен метод, основанный на сочетаниях ФК с разными постоянными решётки или факторами заполнения [11]. Отдельного внимания заслуживают так называемые квазипериодические, неупорядоченные и детерминированные аперриодические ФК-структуры [12, 13]. Их предлагается использовать, например, для расширения диапазона сильного отражения в видимой и ближней ИК-областях при сохранении сверхузкой полосы пропускания [14] или для создания чувствительных к поляризации дихроичных фильтров [15]. В работе [16] предложены настраиваемые гидростатическим давлением ИК-фильтры на основе полимерных ФК. В ряде публикаций в качестве основы современной интегральной фотоники предлагаются одномерные ФК на основе многопериодических функциональных материалов: сложные устройства на основе магнитооптических волноводов и фотонных кристаллов [17, 18]. Эти структуры могут найти своё применение в оптических переключателях, фильтрах, разветвителях ИК-диапазона [19, 20]. Одномерные ФК также могут быть использованы в интерферометрах Фабри–Перо [21] и даже в стелс-технологиях [22]. Кроме того, одномерные фотонные кристаллы (брэгговские решетки) с дефектным слоем могут также применяться для аналоговых оптических вычислений [23, 24]. Отметим, что для анализа одномерных фотонных кристаллов используют и методы обратной задачи, требующие, как правило, машинно-обучаемых подходов [25–28]. ФК с большим числом периодов (несколько десятков бислоев) в последние десятилетия успешно изготавливаются различными методами (например, золь-гель, радиочастотное распыление и др.) [29–32].

Фотонные структуры с двумя периодами, в кото-

рых внутренний блок конечных размеров $(ab)^N$ находится внутри элементарной ячейки $[(ab)^Nc]$, повторяющейся M раз, рассматривались как фотонно-магнетонные кристаллы в статьях [33, 34] или как фотонные гиперкристаллы в работах [35–39]. В статье [40] изучены внутризонные (дефектные) моды в спектрах пропускания трёхкомпонентной (тройной) ФК-структуры $(abc)^N$ в ближнем ИК-диапазоне, а также их количество и резонансные частоты, которые можно регулировать, изменяя параметры структуры и угол падения электромагнитного излучения. В работе [41] в качестве датчика температуры был предложен тройной ФК типа «Si/полимер/SiO₂». Принцип действия предлагаемого устройства основан на красном смещении пика пропускания при повышении температуры за счёт влияния коэффициентов термооптического и теплового расширения полимера. Аналогичный принцип работы имеет тройной ФК, содержащий сверхпроводник [42]. При рассмотрении биосенсоров на основе одномерных ФК достигается более чем двукратное улучшение объёмной и поверхностной чувствительности по сравнению с обычными микрoзеркальными сенсорами [43]. Одномерные тройные ФК могут служить высокочувствительными рефрактометрическими датчиками дефектных мод [44]. Тройные структуры на основе бипериодических магнитооптических планарных ФК также могут быть реализованы в области более низких частот [45].

В настоящей работе теоретически исследуются трёхпериодические одномерные ФК, состоящие из четырёх диэлектрических оксидов с разными показателями преломления. Поясним используемую далее терминологию. Периодичность структуры определяется общим числом повторяющихся вдоль оси симметрии ФК подъячеек и сверхъячеек определённого типа. Например, структура вида $[(ab)^N(cd)^M]^K$ является трёхпериодической при $(N, M, K) \geq 2$, так как сверхъячейка, повторённая K раз, в свою очередь, состоит из двух разных однопериодических подъячеек, $(ab)^N$ и $(cd)^M$. При этом любая однопериодическая подъячейка является простейшим одномерным ФК. С другой стороны, ФК может быть назван, например, « V -периодным», поскольку общее количество периодов (подъячеек) в нём составляет $V = (N + M) \cdot K$, а также « $2 \cdot V$ -слоёным», т. к. общее количество всех слоёв в ФК равно $2 \cdot V$. Таким образом, многопериодические фотонно-кристаллические структуры позволяют объединять сразу несколько ЗФЗ внутренних подъячеек в одну комплексную ЗФЗ, давая тем самым больше рычагов управления конечным спектром пропускания/отражения ФК. Исследования показывают, что трёхпериодические ФК являются весьма перспективными с точки зрения локализации света в дефектном слое и пригодны для использования в области фотокатализа [46]. Мы продолжаем исследование, начатое в работах [47–49], где одномерные трёхпериодические ФК с разным порядком слоёв классифи-

цируются по величине и знаку оптического контраста пар слоёв, составляющих элементарную ячейку. Мы рассматриваем частотно-угловые спектры и энергетические характеристики фотонно-кристаллических структур, оптимальные сочетания слоёв для настройки ЗФЗ и обсуждаем перспективы использования этого типа ФК для изготовления прецизионных поляризационно-чувствительных датчиков, устройств ввода-вывода электромагнитного излучения в оптическое волокно через боковую поверхность ФК и для других приложений в нанофотонике и оптоэлектронике.

1. Классификация одномерных трёхпериодических фотонных кристаллов по оптическому контрасту

Рассмотрим одномерный трёхпериодический ФК конечных размеров, состоящий из различных изотропных диэлектрических немагнитных материалов $a, b, c,$ и d с толщинами $l_a, l_b, l_c,$ и l_d соответственно. Сверхъячейка такого ФК может быть сформирована путём объединения двух подъячеек, состоящих из разных пар материалов [например, (ab) и (cd)], и повторения их N и M раз соответственно. Таким образом, сверхъячейка состоит из подъячеек $(ab)^N$ и $(cd)^M$, как показано на рис. 1 для $N=3$ и $M=2$.

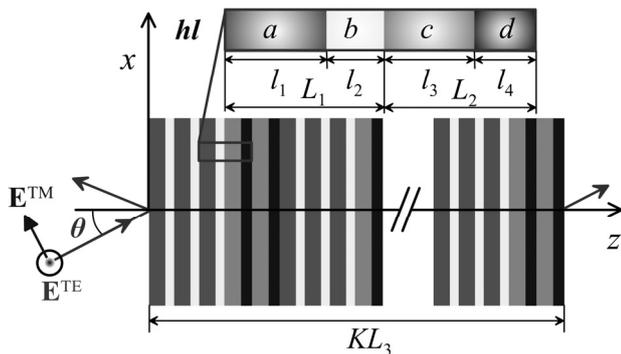


Рис. 1. Геометрия трёхпериодического ФК на примере структуры вида $[(ab)^3(cd)^2]^3$

Трёхпериодический ФК $[(ab)^N(cd)^M]^K$ образован повторением сверхъячейки K раз. Толщины подъячеек (ab) и (cd) обозначены как $L_1=l_a+l_b$ и $L_2=l_c+l_d$, а толщина сверхъячейки равна $L_3=NL_1+ML_2$. Общая толщина структуры равна KL_3 . Мы предполагаем, что слои ФК расположены параллельно плоскости (xy) , при этом продольные размеры (по осям x и y) ФК настолько велики, что можно пренебречь граничными эффектами в этих направлениях, а окружающей средой является вакуум.

Плоская электромагнитная волна (ЭМВ) ТЕ- или ТМ-поляризации с угловой частотой ω_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 (соответственно, длина волны в вакууме $\lambda_0=2\pi/k_0$) падает на поверхность ФК слева под углом θ , как показано на рис. 1. Подъячейки могут быть сформированы различными способами из четырёх слоёв $(a, b, c$ и $d)$. В качестве материалов a, b, c, d , составляющих ФК, будем рассматривать следующие диэлектрики, вводя для упрощения записи соответ-

ствующие сокращённые обозначения: $Al_2O_3 \rightarrow A,$ $SiO_2 \rightarrow S,$ $TiO_2 \rightarrow T,$ $ZrO_2 \rightarrow Z$. К примеру, подъячейка (TiO_2/SiO_2) обозначается (TS) и т.д. Все выбранные материалы прозрачны в ближнем ИК-диапазоне длин волн и характеризуются вещественными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_i, i = \{a, b, c, d\}$.

Все возможные комбинации пар материалов (ab) и (cd) можно классифицировать по величине и знаку оптического контраста этих пар [47]. Оптический контраст определяется как разность показателей преломления материалов, однако в данном случае более наглядно использование связанного с ним контраста диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{ij} = \epsilon_i - \epsilon_j, \{i, j\} = \{a, b, c, d\}, i \neq j$, являющегося ключевым параметром одномерных ФК. Дисперсионные зависимости показателей преломления и оптического контраста рассматриваемых материалов приведены в нашей работе [47]. По величине контраста диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{ij}$ пары материалов, составляющих подъячейки, последние можно разделить на три типа: высоко-, средне- и низкоконтрастные подъячейки: « h », « m » и « l » соответственно — “high”, “medium”, “low” (см. табл. 1).

Табл. 1. Деление подъячеек по оптическому контрасту

Величина контраста	Тип контраста	Сочетания слоёв в подъячейках
$ \Delta\epsilon > 3,5$	h (“high”) – высокий	$(TS), (ST)$
$2 < \Delta\epsilon < 3,5$	m (“medium”) – средний	$(ZS), (SZ), (TA), (AT)$
$ \Delta\epsilon < 2$	l (“low”) – низкий	$(TZ), (ZT), (ZA), (AZ), (AS), (SA)$

Если разница между диэлектрическими проницаемостями двух материалов в подъячейке положительна ($\Delta\epsilon > 0$), пара материалов обозначается как h^+, m^+ или l^+ , в противном случае ($\Delta\epsilon < 0$) пара обозначается как h^-, m^- или l^- . Например, пара (TS) принадлежит h^+ группе, а пара (ST) принадлежит группе h^- . Смена знака и инвертирование символов внутри подгруппы даёт «зеркальную» структуру. Например, структура $(TS)(AZ)$ в подгруппе h^+l^- эквивалентна структуре $(ZA)(ST)$ в подгруппе l^+h^- и даёт идентичный спектр пропускания (отражения) света. Все возможные комбинации групп материалов в трёхпериодическом ФК приведены в табл. 2 (см. детали в [47]).

Для обеспечения оптимальных оптических характеристик ФК-толщины слоёв в каждой из подъячеек выбираются исходя из условия Брэгга, которые дают связь геометрических параметров системы с показателями преломления слоёв, определяющими оптические свойства структуры [50]:

$$n_{a,b} \cdot l_{a,b} = \frac{\lambda_{01}}{4}, \quad n_{c,d} \cdot l_{c,d} = \frac{\lambda_{02}}{4}, \quad (1)$$

где $\lambda_{01,02}$ – это длина волны центра ЗФЗ (в вакууме) соответствующих подъячеек (то есть двухкомпонент-

ных ФК вида $(ab)^N$ или $(cd)^M$. Таким образом, соотношения (1) позволяют в конечном итоге настраивать положение ЗФЗ результирующей трёхпериодической ФК структуры путём выбора как толщин слоёв, так и материала с дисперсией показателя преломления

$n(\lambda)$. Отметим, что рассмотрение угла Брюстера имеет ключевое значение на границе двух полубесконечных диэлектриков, однако в (ограниченных) слоях ФК преобладающую роль играют именно «четвертьволновые» условия (1).

Табл. 2. Классификация трёхпериодических ФК по оптическому контрасту в подъячейках

Группа hl		Группа ll		Группа mm				
Подгруппы структур	$h^{-}l^{-}$	$(ST)(AZ)$	Подгруппы структур	$l^{-}l^{-}$	$(SA)(ZT)$	Подгруппы структур	$m^{-}m^{-}$	$(AT)(SZ)$
	$h^{-}l^{+}$	$(ST)(ZA)$		$l^{-}l^{+}$	$(SA)(TZ)$		$m^{-}m^{+}$	$(AT)(ZS)$
	$h^{+}l^{-}$	$(TS)(AZ)$		$l^{+}l^{-}$	$(TZ)(SA)$		$m^{+}m^{-}$	$(TA)(SZ)$
	$h^{+}l^{+}$	$(TS)(ZA)$		$l^{+}l^{+}$	$(AS)(TZ)$		$m^{+}m^{+}$	$(TA)(ZS)$

2. Теоретический анализ для трёхпериодических структур. Метод матрицы переноса

Компоненты электрического и магнитного полей плоской ЭМВ с угловой частотой ω пропорциональны $\exp[i(\omega t - k_x x - k_z z)]$, где $k_x = k_0 \sin \theta$ и $k_z = k_0 \cos \theta$ – это x - и z -компоненты волнового вектора, а $k_0 = 2\pi / \lambda$ – волновое число ЭМВ в вакууме.

Для ТЕ-поляризованных ЭМВ тангенциальная компонента электрического поля E_y в j -й среде (здесь и далее, если не оговорено иное, $j = in, a, b, c, d, out$, где входная и выходная среды обозначены как in и out соответственно) имеет следующий вид:

$$E_{yj}(z) = F_j \exp(-ik_{zj}z) + B_j \exp(ik_{zj}z), \tag{2}$$

где коэффициенты F_j и B_j – амплитуды волн, распространяющихся вдоль оси z и в противоположном направлении соответственно, а $k_{zj} = k_0 \sqrt{\epsilon_j \mu_j - k_x^2}$ – z -компоненты волновых векторов, одинаковые для ТЕ- и ТМ-мод в изотропной среде.

Тангенциальная компонента магнитного поля H_x ТЕ-моды имеет следующий вид:

$$H_{xj}(z) = \gamma_{yj} [F_j \exp(-ik_{zj}z) + B_j \exp(ik_{zj}z)], \tag{3}$$

где $\gamma_{yj} = k_{zj} / k_0 \mu_j$. Отметим, что отражённая волна в выходной среде отсутствует, так что $B_{out} = 0$, в отличие от входной среды, в которой соответствующий коэффициент отличен от нуля, т.е. $B_{in} \neq 0$. Для ТМ-поляризованных ЭМВ тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей $H_{yj}(z)$ и $E_{xj}(z)$ имеют вид, аналогичный выражениям (1) и (2) с амплитудами полей \tilde{F}_j и \tilde{B}_j и коэффициентами $\gamma_{ej} = k_{zj} / k_0 \epsilon_j$.

Для вывода коэффициентов пропускания (отражения) электромагнитных мод использован стандартный метод матрицы переноса размерности (4×4) [51]. Для удобства записи уравнений непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей (E_x, E_y, H_x, H_y) на границах раздела сред введён вектор-столбец амплитуд полей $\Psi_j = (F_j, B_j, \tilde{F}_j, \tilde{B}_j)^T$ (здесь τ – операция транспонирования). Последова-

тельное исключение амплитуд полей на внутренних границах ФК позволяет перейти к системе четырёх алгебраических уравнений, связывающих поля в вакууме на противоположных сторонах ФК, которая может быть записана в следующем виде:

$$\Psi_{out}(KL_3) = \hat{E}_{out}^{-1}(KL_3) \hat{S}_{out,a} \hat{G}^K \hat{S}_{a,in} \Psi_{in}, \tag{4}$$

где \hat{G} – матрица переноса для сверхъчейки, причём

$$\hat{G} = \hat{S}_{ac} \hat{T}_{cd}^M \hat{S}_{ca} \hat{T}_{ab}^N. \tag{5}$$

T -матрицы подъячеек (ab) и (cd) заданы следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \hat{T}_{ab} &= \hat{S}_{ab} \hat{E}_b(l_b) \hat{S}_{ba} \hat{E}_a(l_a), \\ \hat{T}_{cd} &= \hat{S}_{cd} \hat{E}_d(l_d) \hat{S}_{dc} \hat{E}_c(l_c), \end{aligned} \tag{6}$$

где матрицы $S_{ij} = \hat{A}_i^{-1} \hat{A}_j$, связывающие амплитуды волновых полей на границе между слоями i и j , имеют квазидиагональную форму

$$\hat{A}_j = \begin{bmatrix} \hat{A}_j^{(TE)} & \hat{O} \\ \hat{O} & \hat{A}_j^{(TM)} \end{bmatrix}.$$

Здесь матрицы \hat{O} представляют собой нулевые матрицы (2×2) , а матрицы коэффициентов $\hat{A}_j^{(TE)}$ $\hat{A}_j^{(TM)}$ для ТЕ- и ТМ-мод имеют вид:

$$\hat{A}_j^{(TE)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_{yj} & -\gamma_{yj} \end{bmatrix}, \quad \hat{A}_j^{(TM)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_{ej} & -\gamma_{ej} \end{bmatrix}.$$

В уравнениях (5) диагональные матрицы $\hat{E}_j(l_j) = \text{diag}[\exp(-ik_{zj}l_j), \exp(ik_{zj}l_j), \exp(-ik_{zj}l_j), \exp(ik_{zj}l_j)]$ характеризуют набег фазы внутри слоя j толщиной l_j . Более детальное описание метода матриц переноса можно найти, например, в работе [51]. Коэффициенты пропускания $T^{(TE)}$ и $T^{(TM)}$ и отражения $R^{(TE)}$ и $R^{(TM)}$ запишутся в виде

$$T^{(TE)} = \frac{|F_{out}|^2}{|F_{in}|^2}, \quad T^{(TM)} = \frac{|\tilde{F}_{out}|^2}{|\tilde{F}_{in}|^2}, \tag{7}$$

причём в отсутствие поглощения

$$R^{(TE),(TM)} = 1 - T^{(TE),(TM)}. \quad (8)$$

3. Численный анализ и обсуждение спектров пропускания

В работе [47] было показано, что характер спектров пропускания (положение, ширина и чёткость границ ЗФЗ) трёхпериодических ФК существенно зависит от настройки брэгговской длины волны для каждой подъячейки. На рис. 2 представлены 12 спектральных диаграмм (*a-m*), соответствующих 12 подгруппам ФК типа $[(ab)^N(cd)^M]^K$ (см. табл. 2) для падающей волны ТЕ-поляризации.

С увеличением угла падения света наблюдается тенденция к расщеплению ЗФЗ, т. е. возникновение дополнительных ЗФЗ (см., например, рис. 2*к, л, м*).

Аналогичные диаграммы, но для ТМ-поляризации приведены на рис. 3. При нормальном падении света ($\theta=0^\circ$) спектры пропускания для различных поляризаций вырождаются. При наклонном падении ЭМВ ($\theta \neq 0^\circ$) вырождение ТЕ- и ТМ-мод исчезает, т. к. оптические пути мод становятся различными. При этом хорошо заметны поляризационные различия между ТЕ- и ТМ-модами. Увеличение θ приводит к сдвигу границ ЗФЗ и полос пропускания в сторону малых длин волн, а также к уширению ЗФЗ для ТЕ-мод и сужению ЗФЗ для ТМ-мод. С увеличением θ полосы пропускания ТЕ-мод сужаются, в то время как полосы пропускания ТМ-мод уширяются и даже сливаются. При этом спектры ФК сильно зависят от сочетания слоёв, формирующих подъячейки. В целом, для любой структуры с увеличением угла падения происходит «синее» смещение как полос пропускания, так и ЗФЗ. Отметим, что с увеличением количества подъячеек N и M края ЗФЗ трёхпериодических ФК становятся более чёткими.

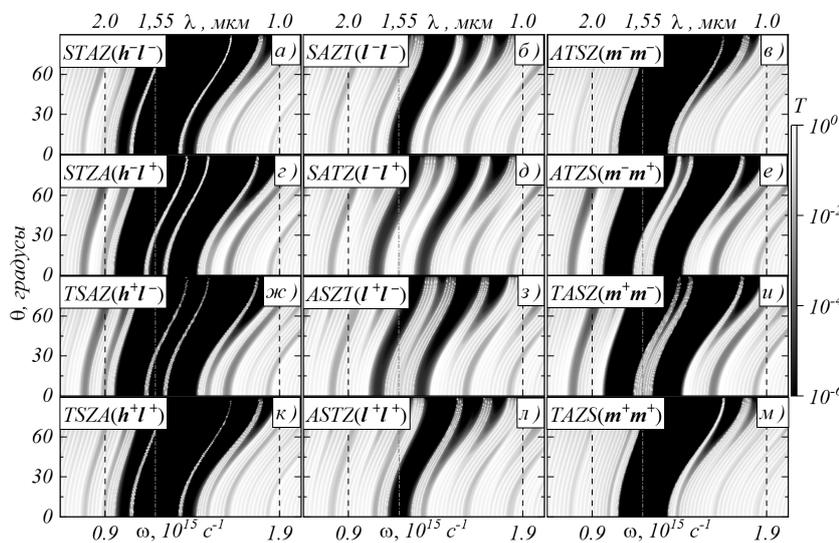


Рис. 2. Спектры пропускания ТЕ-мод в зависимости от угла падения θ и длины волны λ (угловой частоты ω) в трёхпериодической структуре $[(ab)^5(cd)^5]^5$ для всех 12 подгрупп в случае равных брэгговских длин волн подъячеек $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1,55$ мкм (вертикальная штрихпунктирная линия)

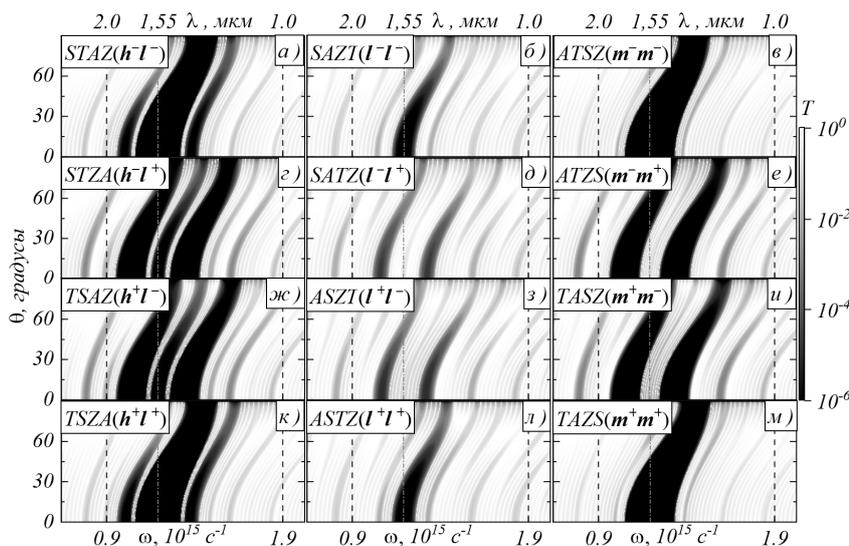


Рис. 3. Спектры пропускания ТМ-мод в зависимости от угла падения θ и длины волны λ (угловой частоты ω) в трёхпериодической структуре $[(ab)^5(cd)^5]^5$ для 12 подгрупп в случае равных брэгговских длин волн $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1,55$ мкм (вертикальная штрихпунктирная линия)

Для анализа выбраны структуры с $M=N=K=5$. Данное количество слоёв является оптимальным для получения достаточно резких краёв ЗФЗ в спектрах пропускания любых подгрупп. Спектры пропускания в зависимости от угла падения света θ и длины волны λ (частоты ω) построены для одинаковой брэгговской длины волны подъячеек $\lambda_{01}=\lambda_{02}=1,55$ мкм. Как видно из рисунков, спектры пропускания состоят из чередующихся светлых и тёмных полос разной ширины. Светлые полосы соответствуют максимуму пропускания, в то время как тёмные – минимуму пропускания, или ЗФЗ. Каждая подгруппа структур характеризуется своими особенностями и отличиями. Величина оптического контраста напрямую влияет на ширину ЗФЗ: спектры подгруппы *hl* (рис. 2а, г, ж, к) отличаются наиболее широкой ЗФЗ, а подгруппы *ll* – наиболее узкой (вследствие низкого оптического контраста между парами слоёв, формирующих подъячейки). Очевидно сходство спектров структур с одинаковыми знаками соответствующего контраста подъячеек (см. на рис. 2 пары диаграмм *a* и *к*, *б* и *л*, *в* и *м*), равно как и сходство диаграмм для ФК с подъячейками, обозначенными противоположными знаками оптического контраста (пары *г* и *ж*, *д* и *з*, *е* и *и*).

В работах [48, 49, 52] нами проанализированы спектры пропускания структур группы *hl*, поэтому

далее приводится анализ спектров среднеконтрастных структур группы *mm*.

Что касается ФК группы *ll*, то в них, как видно из рис. 2 и 3, из-за низкого контраста запрещённая зона формируется узкой сравнительно со структурами группы *mm*, и требуется больше ячеек для получения ЗФЗ с чёткими границами. Внутризонные полосы пропускания также присутствуют, однако спектральное расстояние между ними меньше, чем в спектрах *mm*- и *hl*-структур. Таким образом, прикладная ценность низкоконтрастных ФК-структур менее очевидна из-за нечёткости краёв и малой ширины и размытости ЗФЗ. Поведение ЗФЗ существенно зависит от количества периодов (т.е. M, N, K), а также значительно меняется при различающихся значениях λ_{01} и λ_{02} . Например, запрещённые зоны разных подъячеек могут сливаться, образуя одну широкую ЗФЗ, внутри которой присутствуют внутризонные дефектные моды пропускания. Исследуем для начала влияние числа периодов в подъячейках на спектры пропускания.

На рис. 4 изображены зависимости коэффициента пропускания $T^{(TE)}=T^{(TM)}$ структур группы *mm* от длин волн центров ЗФЗ первой и второй подъячеек λ_{01} и λ_{02} соответственно при нормальном падении.

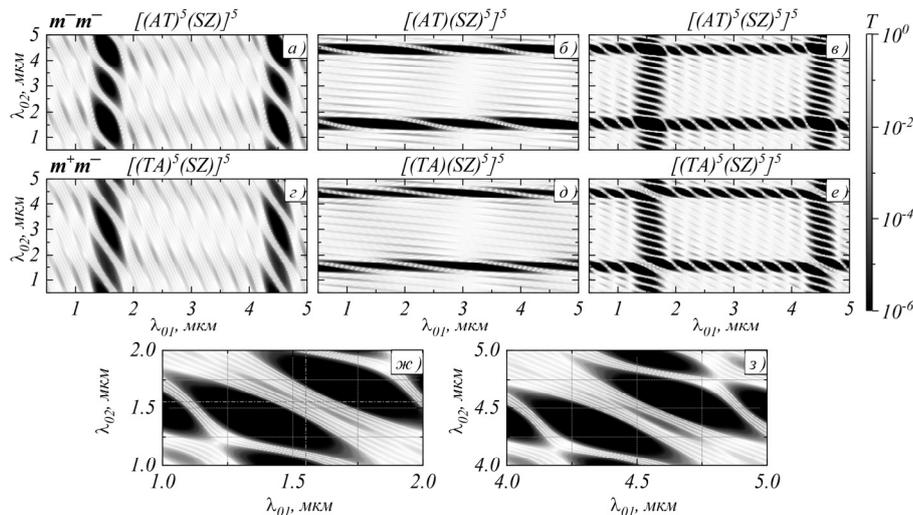


Рис. 4. Зависимости коэффициента пропускания от длин волн центров ЗФЗ первой и второй подъячеек λ_{01} и λ_{02} (угол падения $\theta=0^\circ$, $\lambda=1,55$ мкм) для среднеконтрастных структур подгрупп *mm*⁻ (структура $[(AT)^N(SZ)^M]^5$, верхний ряд, диаграммы а), б), в)) и *mm*⁺ (структура $[(TA)^N(SZ)^M]^5$, нижний ряд, диаграммы з), д), е)) с различными значениями N и M : левая колонка, диаграммы а), з) – $N=5, M=1$; средняя колонка, диаграммы б), д) – $N=1, M=5$; правая колонка, диаграммы в), е) – $N=M=5$. Диаграммы ж) и з) представляют собой увеличенные фрагменты диаграмм е) (т.е. спектров пропускания структуры $[(TA)^5(SZ)^5]^5$ в интервалах $1 \text{ мкм} \leq (\lambda_{01}, \lambda_{02}) \leq 2 \text{ мкм}$ и $4 \text{ мкм} \leq (\lambda_{01}, \lambda_{02}) \leq 5 \text{ мкм}$ соответственно. Пересечение штрихпунктирных линий на диаграмме ж) указывает на центр внутризонной полосы пропускания

Число сверхъячеек для всех зависимостей $K=5$, а число периодов N и M в подъячейках составляет либо $N=5$ и $M=1$ – диаграммы а, з (а также наоборот, $N=5$ и $M=1$ – диаграммы б, д), либо 5 ячеек в каждой подъячейке ($N=M=5$, диаграммы в, е). Пределы значений λ_{01} и λ_{02} выбраны таким образом, что при минимальном значении $\lambda_{01}=\lambda_{02}=0,5$ мкм толщины сло-

ёв, составляющих структуры, равны $d_A=0,07$ мкм, $d_T=0,05$ мкм, $d_S=0,09$ мкм, $d_Z=0,06$ мкм, а при максимальном значении $\lambda_{01}=\lambda_{02}=5$ мкм толщины равны $d_A=0,77$ мкм, $d_T=0,51$ мкм, $d_S=0,93$ мкм, $d_Z=0,62$ мкм.

Из рис. 4 видно, что картина зависимости коэффициента пропускания существенно меняется в зави-

симости от количества подъячеек. При малом числе повторений одной из подъячеек (например, один период во второй подъячейке (SZ), но 5 периодов в первой ячейке (AT)) ЗФЗ формируются в двух интервалах значений λ_{01} ($1,25 \text{ мкм} \leq \lambda_{01} \leq 1,75 \text{ мкм}$ и $4,25 \text{ мкм} \leq \lambda_{01} \leq 4,75 \text{ мкм}$) и при этом они вытянуты вдоль оси λ_{02} на рис. 4а, з. Аналогично при наличии всего одного периода в первой подъячейке, но пяти периодов во второй (см. рис. 4б, д) вытянутая ЗФЗ образуется вдоль оси λ_{01} и в тех же интервалах значений λ_{02} , что и для предыдущего случая.

В структурах с одинаковым количеством подъячеек ($N=M=5$) спектры пропускания образуются путём «перекрытия» спектров структур с $N=1, M=5$ и $N=5, M=1$, а именно: вытянутые ЗФЗ образуются как вдоль оси λ_{01} , так и вдоль оси λ_{02} (рис. 4в, е). Диаграмма коэффициента пропускания зеркально симметрична относительно линии $\lambda_{02} = 1,55 - \lambda_{02}$, угол наклона полос пропускания и областей ЗФЗ составляет -45° относительно оси абсцисс. Кроме этого, диаграмма коэффициента пропускания носит периодический характер, что видно, например, из сравнения спектров вблизи четырёх точек: $(\lambda_{01}; \lambda_{02}) = (1,5 \text{ мкм}; 1,5 \text{ мкм})$, $(1,5 \text{ мкм}; 4,5 \text{ мкм})$, $(4,5 \text{ мкм}; 4,5 \text{ мкм})$, $(4,5 \text{ мкм}; 1,5 \text{ мкм})$. При этом имеют место следующие особенности.

1) В структуре типа m^-m^- ($[(AT)^5(SZ)^5]^5$, рис. 4в) в областях пересечения ЗФЗ (т.е. в «узловых» ЗФЗ) коэффициент пропускания характеризуется ярко выраженным минимумом. Положение центра «узловой» ЗФЗ должно соответствовать брэгговскому условию (1) и не зависит от количества ячеек. В данном случае величина λ_{0j}/λ может принимать как кратные значения $\lambda_{0j}/\lambda = 1$ (для $\lambda_{01} = \lambda_{02} = \lambda_0 = 1,55 \text{ мкм}$), так и не кратные значения (например, $\lambda_{0j}/\lambda \approx 2,87$), что связано с различием дисперсий слоёв, составляющих подъячейки. Вследствие этого «узловые» ЗФЗ при $\lambda_{0j}/\lambda > 1$ несколько смещены относительно целого числа брэгговских длин волн.

2) В структуре типа m^+m^- ($[(TA)^5(SZ)^5]^5$, рис. 4е) в центрах «узловых» ЗФЗ имеются внутризонные полосы пропускания, показанные в увеличенном виде на рис. 4ж и з. Анализ «тонкой структуры» ЗФЗ показывает, что с удалением от центральной полосы пропускания ($T \approx 0,5$) пропускание каждой последующей полосы растёт (вплоть до $T=1$), а её ширина – уменьшается.

3) Общее число полос пропускания между вытянутыми вдоль оси λ_{01} или λ_{02} ЗФЗ (рис. а, з и б, д) зависит от количества подъячеек и равно $2 \cdot M \cdot (K-1)$ либо $2 \cdot N \cdot (K-1)$ соответственно. Число мод пропускания между диагональными «узловыми» ЗФЗ, т.е. между точками $(\lambda_{01}; \lambda_{02}) = (1,5 \text{ мкм}; 1,5 \text{ мкм})$ и $(4,5 \text{ мкм}; 4,5 \text{ мкм})$ (см. рис. в и е) равно $2 \cdot (M+N) \cdot (K-1) = 80$.

Таким образом, наличие мод пропускания внутри ЗФЗ в структурах с разными знаками оптического

контраста ячеек, положение и «толщину» которых можно легко настраивать подбором толщин слоёв (выбирая значения центров ЗФЗ λ_{01} и λ_{02} с помощью четвертьволнового условия), даёт возможность создания оптических фильтров, работающих в телекоммуникационных частотах.

Проиллюстрируем ещё одно полезное применение структуры среднего контраста в ближнем ИК-диапазоне. На рис. 5 показаны зависимости поперечной компоненты вектора Умова–Пойнтинга (интенсивности волнового поля) в различных сечениях (угловом и пространственном) для ТЕ-поляризации в ФК типа $TASZ$. Из рис. 5а видно, что при определённых углах ввода (в данном случае, $\theta = 3,5^\circ, 17^\circ, 22,95^\circ, 27,01^\circ$ и $29,44^\circ$) возникают максимумы интенсивности волнового поля, соответствующие полосам пропускания. В качестве примера на рис. 5б, в, г представлены профили интенсивности для трёх значений углов падения. Можно выделить следующие закономерности в расположении пиков интенсивности и в их группировке с изменением угла ввода. Увеличение значения θ приводит, во-первых, к сужению (по углу) полос пропускания, во-вторых, к уменьшению числа групп пиков (огнивающие для этих групп показаны штриховыми линиями на рис. 5б–г) и, в целом, к существенному изменению картины волнового поля внутри ФК («перетеканию» электромагнитной энергии в сторону выходной поверхности структуры). Расположение и высота максимумов огнивающих неодинаковы для разных углов ($29,44^\circ, 27,01^\circ$ и $22,95^\circ$).

Также отметим, что на входе и выходе структуры энергетическая картина наиболее заметно меняется при малых углах θ , что следует из рис. 5д). Таким образом, рассмотренная структура может быть использована в качестве высокоточного устройства ввода-вывода (ответвителя) излучения ближнего инфракрасного диапазона (например, в оптическое волокно) через боковую поверхность кристалла.

Заключение

Нами рассмотрены оптические свойства одномерных трёхпериодических фотонных кристаллов структур вида $[(ab)^N(cd)^M]^K$ на основе диэлектриков $\text{SiO}_2, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{TiO}_2, \text{ZrO}_2$ в области прозрачности (в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 1-5 \text{ мкм}$). Показано, что по величине оптического контраста подъячеек ФК-структуры можно условно разбить на 3 большие группы: низко-, средне- и высококонтрастные (**ll**, **mm**, **hl** соответственно). Методом матрицы переноса были получены и исследованы частотно-угловые спектры и энергетические характеристики структур, найдены оптимальные сочетания слоёв (и контрастности) для получения управляемых запрещённых фотонных зон. Обнаружено, что наиболее гибкими для перестройки являются запрещённые фотонные зоны среднеконтрастных (**mm**) структур за счёт практически равно-

ценного влияния обеих ячеек $(ab)^N$ и $(cd)^M$ на спектр пропускания. При этом внутри запрещённых зон mm -структур с разными знаками оптического контраста ячеек обнаружено наличие мод пропускания, положение и ширину которых можно легко настраивать подбором толщин слоёв, выбирая значения центров λ_{01} и λ_{02} запрещённых фотонных зон с помощью четвертьволнового (брэгговского) условия. Анализ пространственно-углового распределения поперечной компоненты вектора Умова–Пойнтинга и варьирование количества подъячеек (внутренних периодов) показывает, что структура указанной группы может обеспечить управляемую картину излучения (на те-

лекоммуникационной длине волны 1,55 мкм) через боковую поверхность кристалла. Отметим, что наибольший практический интерес представляют оптические и энергетические свойства ФК-структур групп mm и hl , а полученные в работе результаты могут быть использованы при создании поляризационно-чувствительных ответвителей, высокочувствительных угловых датчиков для оптоволоконных систем и оптических фильтров, работающих в ближнем ИК-диапазоне. Поскольку рассматриваемые материалы, образующие фотонные кристаллы, не имеют существенных потерь в указанной области, то нагрев в устройствах на их основе будет минимален.

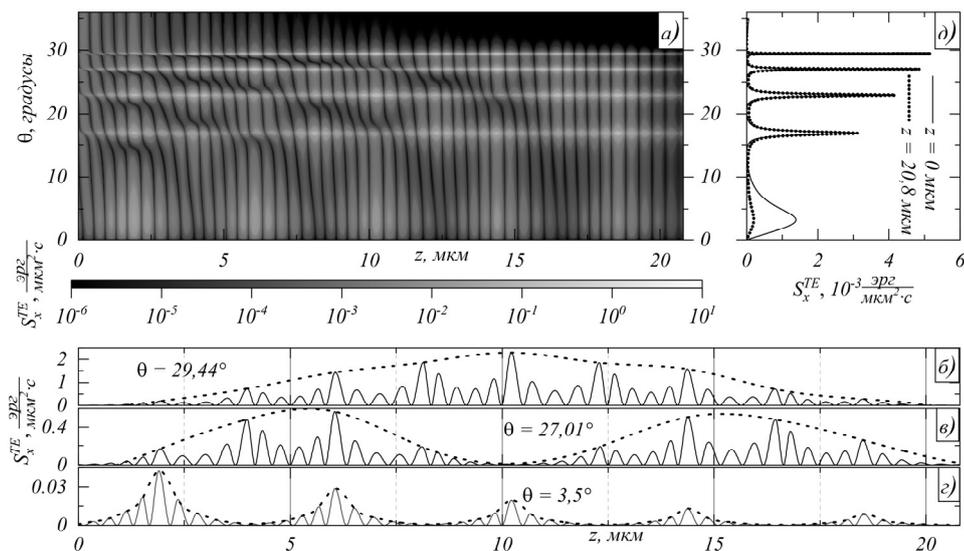


Рис. 5. а) Пространственно-угловое распределение поперечной компоненты S_x вектора Умова–Пойнтинга для ТЕ-поляризации в ФК-типа ТАЗС с числом периодов $N = M = K = 5$; б), в), г) профиль S_x внутри ФК (распределение по координате z) для трёх значений угла падения $\theta = 29,44^\circ$, $27,01^\circ$, $3,5^\circ$ соответственно; д) профиль S_x в зависимости от угла падения на входе ($z = 0$) и на выходе ($z = 20,8$ мкм) структуры. Рабочая длина волны – 1,55 мкм, брэгговские длины волн подъячеек равны $\lambda_{01} = \lambda_{02} = 1,55$ мкм

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00466).

References

- [1] Shen H, Wang Z, Wu Y, Yang B. One-dimensional photonic crystals: fabrication, responsiveness and emerging applications in 3D construction. RSC Adv 2016; 6: 4505-4520. DOI: 10.1039/C5RA21373H.
- [2] Gong Q, Hu X. Photonic crystals: Principles and applications. Pan Stanford; 2014.
- [3] Kluge C, Pradana A, Adam J, Gerken M. Multi-periodic photonic crystal out-coupling layers for flexible OLEDs. Light Energy Environ (2014) 2014: DW3D.1. DOI: 10.1364/SOLED.2014.DW3D.1.
- [4] Le ND, Nguyen-Tran T. Simulation of coupling optical modes in 1D photonic crystals for optoelectronic applications. J Sci Adv Mater Devices 2020; 5: 142-150. DOI: 10.1016/j.jsamd.2020.01.008.
- [5] Panda A, Pukhrambam PD. Investigation of defect based 1D photonic crystal structure for real-time detection of waterborne bacteria. Phys B Condens Matter 2021; 607: 412854. DOI: 10.1016/J.PHYSB.2021.412854.
- [6] Ramanujam NR, Amiri IS, Taya SA, et al. Enhanced sensitivity of cancer cell using one dimensional nano composite material coated photonic crystal. Microsyst Technol 2019; 25: 189-196. DOI: 10.1007/s00542-018-3947-6.
- [7] Nouman WM, Abd El-Ghany SES, Sallam SM, Dawood AFB, Aly AH. Biophotonic sensor for rapid detection of brain lesions using 1D photonic crystal. Opt Quantum Electron 2020; 52: 287. DOI: 10.1007/s11082-020-02409-2.
- [8] Celanovic I, O'Sullivan F, Ilak M, Kassakian J, Perreault D. Design and optimization of one-dimensional photonic crystals for thermophotovoltaic applications. Opt Lett 2004; 29: 863-865. DOI: 10.1364/OL.29.000863.
- [9] Pankin PS, Wu BR, Yang JH, Chen KP, Timofeev IV, Sadreev AF. One-dimensional photonic bound states in the continuum. Commun Phys 2020; 3: 91. DOI: 10.1038/s42005-020-0353-z.
- [10] Fu Y, Zhai T. Distributed feedback organic lasing in photonic crystals. Front Optoelectron 2020; 13: 18. DOI: 10.1007/S12200-019-0942-1.
- [11] Tolmachev VA, Perova TS, Berwick K. Design of one-dimensional composite photonic crystals with an extended

- photonic band gap. *J Appl Phys* 2006; 99: 033507. DOI: 10.1063/1.2165401.
- [12] Vanyushkin NA, Gevorgyan AH, Golik SS. Approximation of one-dimensional rugate photonic crystals using symmetric ternary photonic crystals. *Optik* 2021; 242: 167343. DOI: 10.1016/J.IJLEO.2021.167343.
- [13] Trabelsi Y, Belhadj W, Ben Ali N, Aly AH. Theoretical study of tunable optical resonators in periodic and quasiperiodic one-dimensional photonic structures incorporating a nematic liquid crystal. *Photonics* 2021; 8: 150. DOI: 10.3390/PHOTONICS8050150.
- [14] Chen G, Yu H. The enlargement of high reflectance range in ultra-narrow bandpass filter with disordered one-dimensional photonic crystal. *J Appl Phys* 2014; 115: 033114. DOI: 10.1063/1.4862796.
- [15] Glukhov IA, Dadoenkova YS, Bentivegna FFL, Moiseev SG. Deterministic aperiodic photonic crystal with a 2D array of metallic nanoparticles as polarization-sensitive dichroic filter. *J Appl Phys* 2020; 128: 053101. DOI: 10.1063/5.0008652.
- [16] Jena S, Tokas RB, Thakur S, Udupa DV. Tunable mirrors and filters in 1D photonic crystals containing polymers. *Phys E Low-Dimensional Syst Nanostructures* 2019; 114: 113627. DOI: 10.1016/J.PHYSE.2019.113627.
- [17] Dadoenkova NN, Dadoenkova YS, Panyaev IS, Sannikov DG, Lyubchanskii IL, Rozhleys IA, Krawczyk M. Complex photonic structure based on magneto-optic waveguide and photonic crystal. *Proc 2016 Int Conf Days on Diffraction (DD) 2016*: 106-111. DOI: 10.1109/DD.2016.7756823.
- [18] Dadoenkova NN, Panyaev IS, Dadoenkova YS, Rozhleys IA, Krawczyk M, Lyubchanskii IL. Complex waveguide based on a magneto-optic layer and a dielectric photonic crystal. *Superlattices Microstruct* 2016; 100: 45-56. DOI: 10.1016/j.spmi.2016.08.050.
- [19] Panyaev IS, Dadoenkova NN, Dadoenkova YS, Rozhleys IA, Krawczyk M, Lyubchanskii IL, Sannikov DG. Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide switcher for near-IR regime. *J Phys D Appl Phys* 2016; 49: 435103. DOI: 10.1088/0022-3727/49/43/435103.
- [20] Saeidi FS, Moradi M. Designing a multi-periodic photonic crystal with adjustable transmission peak for optical filter applications. *J Nanostructures* 2023; 13: 66-75. DOI: 10.22052/JNS.2023.01.008.
- [21] Cos J, Ferre-Borrull J, Pallares J, Marsal LF. Tunable Fabry-Pérot filter based on one-dimensional photonic crystals with liquid crystal components. *Opt Commun* 2009; 282: 1220-1225. DOI: 10.1016/J.OPTCOM.2008.11.074.
- [22] Hao K, Wang X, Zhou L, et al. Design of one-dimensional composite photonic crystal with high infrared reflectivity and low microwave reflectivity. *Optik* 2020; 216: 164794. DOI: 10.1016/j.ijleo.2020.164794.
- [23] Bykov DA, Doskolovich LL, Bezus EA, Soifer VA. Optical computation of the Laplace operator using phase-shifted Bragg grating. *Opt Express* 2014; 22(21): 25084-25092. DOI: 10.1364/OE.22.025084.
- [24] Doskolovich LL, Bykov DA, Bezus EA, Soifer VA. Spatial differentiation of optical beams using phase-shifted Bragg grating. *Opt Lett* 2014; 39(5): 1278-1281. DOI: 10.1364/OL.39.001278.
- [25] Zhan T, Liu QS, Sun YJ, Qiu L, Wen T, Zhang R. A general machine learning-based approach for inverse design of one-dimensional photonic crystals toward targeted visible light reflection spectrum. *Opt Commun* 2022; 510: 127920. DOI: 10.1016/J.OPTCOM.2022.127920.
- [26] Chen Y, Lan Z, Su Z, Zhu J. Inverse design of photonic and phononic topological insulators: A review. *Nanophotonics* 2022; 11: 4347-4362. DOI: 10.1515/NANOPH-2022-0309.
- [27] Emel'yantsev PS, Pyshkov NI, Svyakhovskii SE. Construction of the structure of a one-dimensional photonic crystal from a given reflectance spectrum. *Pis'ma v Zh Èksper Teoret Fiz* 2023; 117: 826-831. DOI: 10.31857/S1234567823110058.
- [28] Barry MA, Berthier V, Wilts BD, Cambourieux MC, Bennet P, Pollès R, Teytaud O, Centeno E, Biais N, Moreau A. Evolutionary algorithms converge towards evolved biological photonic structures. *Sci Rep* 2020; 10: 12024. DOI: 10.1038/s41598-020-68719-3.
- [29] Romanova VA, Matyushkin LB, Moshnikov VA. One-dimensional photonic SiO₂-TiO₂ crystals: Simulation and synthesis by sol-gel technology methods. *Glas Phys Chem* 2018; 44: 7-14. DOI: 10.1134/S1087659618010108.
- [30] Valligatla S, Chiasera A, Varas S, Bazzanella N, Rao DN, Righini GC, Ferrari M. High quality factor 1-D Er³⁺-activated dielectric microcavity fabricated by RF-sputtering. *Opt Express* 2012; 20(19): 21214-21222. DOI: 10.1364/OE.20.021214.
- [31] Garcia-Sanchez S, Iniguez-De-La-Torre I, Perez S, Gonzalez T, Mateos J. Optimization of the epilayer design for the fabrication of doped GaN planar Gunn diodes. *IEEE Trans Electron Devices* 2022; 69: 514-520. DOI: 10.1109/TED.2021.3134927.
- [32] Bellingeri M, Chiasera A, Kriegel I, Scotognella F. Optical properties of periodic, quasi-periodic, and disordered one-dimensional photonic structures. *Opt Mater* 2017; 72: 403-421. DOI: 10.1016/j.optmat.2017.06.033.
- [33] Kłos JW, Krawczyk M, Dadoenkova YS, Dadoenkova NN, Lyubchanskii IL. Photonic-magnonic crystals: Multifunctional periodic structures for magnonic and photonic applications. *J Appl Phys* 2014; 115: 174311. DOI: 10.1063/1.4874797.
- [34] Kłos JW, Lyubchanskii IL, Krawczyk M, Gruszecki P, Mieszczak S, Rychły J, Dadoenkova YS, Dadoenkova NN. Magnonics and confinement of light in photonic-magnonic crystals. In *Book: Almpanis E, ed. Optomagnonic structures. Novel architectures for simultaneous control of light and spin waves. Ch 2. World Scientific Publishing Co; 2021: 79-134.* DOI: 10.1142/9789811220050_0002.
- [35] Narimanov EE. Photonic hypercrystals. *Phys Rev X* 2014; 4: 1-13. DOI: 10.1103/PhysRevX.4.041014.
- [36] Smolyaninova VN, Yost B, Lahneman D, Narimanov EE, Smolyaninov II. Self-assembled tunable photonic hypercrystals. *Sci Rep* 2015; 4: 5706. DOI: 10.1038/srep05706.
- [37] Zhukovsky SV, Orlov AA, Babicheva VE, Lavrinenko AV, Sipe JE. Photonic-band-gap engineering for volume plasmon polaritons in multiscale multilayer hyperbolic metamaterials. *Phys Rev A – At Mol Opt Phys* 2014; 90: 013801. DOI: 10.1103/PhysRevA.90.013801.
- [38] Chebykin AV, Babicheva VE, Iorsh IV, Orlov AA, Belov PA, Zhukovsky SV. Enhancement of the Purcell factor in multiperiodic hyperboliclike metamaterials. *Phys Rev A* 2016; 93: 033855. DOI: 10.1103/PhysRevA.93.033855.
- [39] Wu F, Lyu K, Hu S, Yao M, Xiao S. Ultra-large omnidirectional photonic band gaps in one-dimensional ternary photonic crystals composed of plasma, dielectric

- and hyperbolic metamaterial. *Opt Mater* 2021; 111: 110680. DOI: 10.1016/J.OPTMAT.2020.110680.
- [40] Dadoenkova NN, Dadoenkova YS, Panyaev IS, Sannikov DG, Lyubchanskii IL. One-dimensional dielectric bi-periodic photonic structures based on ternary photonic crystals. *J Appl Phys* 2018; 123: 043101. DOI: 10.1063/1.5011637.
- [41] El-Amassi DM, Taya SA, Vigneswaran D. Temperature sensor utilizing a ternary photonic crystal with a polymer layer sandwiched between Si and SiO₂ layers. *J Theor Appl Phys* 2018; 12: 293-298. DOI: 10.1007/s40094-018-0308-x.
- [42] Wu J, Gao J. Analysis of temperature-dependent optical properties in 1D ternary superconducting photonic crystal with mirror symmetry. *J Supercond Nov Magn* 2015; 28: 1971-1976. DOI: 10.1007/s10948-015-3002-0.
- [43] Lo SM, Hu S, Gaur G, Kostoulas Y, Weiss SM, Fauchet PM. Photonic crystal microring resonator for label-free biosensing. *Opt Express* 2017; 25(6): 7046-7054. DOI: 10.1364/oe.25.007046.
- [44] Aminifard SM, Sovizi M. Simulation of transmitted spectrum in metallic photonic crystals by boundary element method. *Opt Commun* 2014; 322: 1-7. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.01.086.
- [45] Girich A, Kharchenko A, Tarapov S. Spectral features of a multi-periodical metamaterials. 2019 IEEE 8th Int Conf on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL) 2019: 408-411. DOI: 10.1109/CAOL46282.2019.9019522.
- [46] Saeidi FS, Moradi M. A new route to designing a one-dimensional multiperiodic photonic crystal with adjustable photonic band gap and enhanced electric field localization. *Opt Commun* 2021; 493: 126999. DOI: 10.1016/J.OPTCOM.2021.126999.
- [47] Panyaev IS, Yafarova LR, Sannikov DG, Dadoenkova NN, Dadoenkova YS, Lyubchanskii IL. One-dimensional multiperiodic photonic structures: A new route in photonics (four-component media). *J Appl Phys* 2019; 126: 103102. DOI: 10.1063/1.5115829.
- [48] Panyaev IS, Sannikov DG, Dadoenkova NN, Dadoenkova YS. Energy flux optimization in 1D multiperiodic four-component photonic crystals. *Opt Commun* 2021; 489: 126875. DOI: 10.1016/j.optcom.2021.126875.
- [49] Panyaev IS, Sannikov DG, Dadoenkova NN, Dadoenkova YS. Three-periodic 1D photonic crystals for designing the photonic optical devices operating in the infrared regime. *Appl Opt* 2021; 60: 1943-1952. DOI: 10.1364/ao.415966.
- [50] Belotelov VI, Zvezdin AK. Photonic crystals and other metamaterials [In Russian]. Moscow: "Buro Kvantum" Publisher; 2006.
- [51] Berreman DW. Optics in stratified and anisotropic media: 4x4-Matrix formulation. *J Opt Soc Am* 1972; 62: 502-510. DOI: 10.1364/JOSA.62.000502.
- [52] Panyaev IS, Sannikov DG, Dadoenkova YS, Dadoenkova NN. Multiperiodic photonic crystals for ultrasensitive temperature monitoring and polarization switching. *IEEE Sens J* 2022; 22: 22428-22437. DOI: 10.1109/JSEN.2022.3217117.

Сведения об авторах

Паняев Иван Сергеевич, 1990 года рождения, в 2012 году окончил Ульяновский государственный университет (УлГУ) по специальности 010801 «Радиофизика и электроника». Кандидат физико-математических наук, работает сотрудником научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ. Область научных интересов: оптика слоисто-периодических структур, нелинейная оптика, лазерная физика. E-mail: panyaev.ivan@rambler.ru

Санников Дмитрий Германович, 1974 года рождения, в 1996 году окончил филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Ульяновске по специальности 01.04.07 «Физика твёрдого тела». Доктор физико-математических наук, доцент, работает профессором кафедры радиофизики и электроники УлГУ, научным сотрудником научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ. Область научных интересов: интегральная и волоконная оптика, фотонные кристаллы, оптические волноводы, лазерная физика. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru

Дадоев Юлия Сергеевна, 1987 года рождения, кандидат физико-математических наук, работает сотрудником лаборатории Lab-STICC, (г. Брест, Франция). Область научных интересов: магнитооптика, фотонные кристаллы, эффект Керра, эффект Фарадея, нелинейная оптика, эффект Гуса-Хенхен. E-mail: yulidad@gmail.com

Дадоев Наталья Николаевна, 1964 года рождения, в 2008 году защитила диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Работает научным сотрудником Донецкого физико-технического института им. А. А. Галкина. Область научных интересов: магнитооптика, нелинейная оптика, фотоника, акустооптика. E-mail: dadoenkova@yahoo.com

ГРНТИ: 29.31.27

Поступила в редакцию 21 июля 2023 г. Окончательный вариант – 18 октября 2023 г.

Three-periodic 1D photonic crystals based on dielectric oxides SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂: an emerging class of structures with wide possibilities for applied photonics

I.S. Panyaev¹, D.G. Sannikov¹, Yu.S. Dadoenkova^{2,3}, N.N. Dadoenkova³

¹ Ulyanovsk State University, 432017, Russia, Ulyanovsk, st. Leo Tolstoy 42;

² Lab-STICC (UMR 6285), CNRS, ENIB, 29238, France, Brest Cedex 3;

³ ENI Brest, Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL, UMR CNRS 6027), F-29200, France, Brest;

⁴ A. A. Galkin Donetsk Institute of Physics and Technology, 83114, Russia, Donetsk, st. R. Luxemburg 72

Abstract

One-dimensional three-periodic photonic-crystal (PC) structures based on dielectric nonmagnetic materials (SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂) that form $[(ab)^N(cd)^M]^K$ supercells including “internal” subcells of the $(ab)^N$ and $(cd)^M$ types are considered. The classification of this class of structures makes it possible to distinguish three large groups of subcells that differ in optical contrast values (low-, medium-, and high-contrast). Using the transfer matrix method, frequency-angle spectra and energy characteristics of the PC structures are studied and optimal combinations of layers (and contrast) are found, enabling obtaining controllable photonic band gaps (PBGs). A generalization of the obtained results shows that in the transparent region, the optical and energy properties of structures with high and medium optical contrast are of the greatest practical interest. It is found that the group of medium-contrast structures has a greater flexibility in the formation and rearrangement of the PBG due to a practically equivalent effect of the optical properties of both cells on the transmission spectrum. An analysis of the spatial-angular distribution of the transverse component of the Umov-Poynting vector and variation in the number of subcells (internal periods) shows that the structure of this group can provide a controlled radiation pattern (at a telecommunication wavelength of 1.55 μm) on the lateral surface of the PC. The findings may give a competitive advantage in the development of polarization-sensitive couplers, highly sensitive angle sensors for fiber-optic systems, and optical filters operating in the infrared range.

Keywords: photonic band gap (PBG), photonic crystal (PC).

Citation: Panyaev IS, Sannikov DG, Dadoenkova YuS, Dadoenkova NN. Three-periodic 1D photonic crystals based on dielectric oxides SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂: an emerging class of structures with wide possibilities for applied photonics. *Computer Optics* 2024; 48(3): 376-385. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1401.

Acknowledgements: This work was funded by the Russian Science Foundation under project No. 23-22-00466.

Authors' information

Ivan Sergeevich Panyaev (b. 1990) graduated from the UISU in 2012, majoring in Radiophysics and Electronics. Candidate of Sciences in Physics and Mathematics (2017). Currently he works as the researcher at the Technological Research Institute of Ulyanovsk State University. Research interests are multilayered structures optics, nonlinear optics, polaritons. E-mail: panyaev.ivan@rambler.ru

Dmitry Germanovich Sannikov (b. 1974) graduated from the Lomonosov Moscow State University branch in Ulyanovsk (presently, Ulyanovsk State University, short - UISU) in 1996, majoring in Solid State Physics. Doctor of Physical and Mathematical Sciences (2011). He currently works as the docent, professor of Radio Physics and Electronics Department of UISU and the researcher at the Technological Research Institute of UISU. His research interests are integrated optics, photon crystals, optical wave guides, laser physics. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru

Yuliya Sergeevna Dadoenkova (b. 1987), candidate of Physical and Mathematical Sciences, works as the researcher of the Lab-STICC laboratory, (Brest, France). Research interests: magneto-optics, photonic crystals, Kerr effect, Faraday effect, nonlinear optics, Goos-Henchen effect. E-mail: yulidad@gmail.com

Natalya Nikolaevna Dadoenkova (b. 1964), Doctor of Physical and Mathematical Sciences (2008). She currently works as the researcher at the Donetsk Physical-Technical Institute named after A. A. Galkin. Research interests: magneto-optics, nonlinear optics, photonics, acousto-optics. E-mail: dadoenkova@yahoo.com

Received July 21, 2023. The final version – October 18, 2023.
