

Взаимодействие электромагнитного излучения с двухмасштабными пространственно-упорядоченными ансамблями частиц цилиндрической формы

© В.А. Ковтун-Кужель¹, А.Н. Понявина²

¹ Гродненский государственный университет,
230000 Гродно, Беларусь

² Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
220072 Минск, Беларусь

e-mail: vkovtun@grsu.by

Поступила в редакцию 14.04.2023 г.

В окончательной редакции 04.05.2023 г.

Принята к публикации 04.05.2023 г.

На основе интерференционного приближения статистической теории многократного рассеяния волн для планарных систем, которые характеризуются двумя масштабами упорядочения, предложена модель расчета коэффициентов когерентного пропускания T_{coh} , отражения R_{coh} и углового распределения интенсивности рассеянного излучения $I(\theta)$. Составными элементами таких систем являются мультимеры, интегральные и угловые характеристики, которые могут быть рассчитаны методом формализма объемного интегрального уравнения. Радиальная функция распределения мультимеров $g_m(r)$ зависит от их поверхностной концентрации η_m .

Установлено, что при плотной упаковке мультимеров возникает ближняя упорядоченность, что приводит к усилению электродинамических взаимодействий между мультимерами и проявляется в немонотонной концентрационной зависимости коэффициента пропускания.

Ключевые слова: конечные цилиндры, мультимеры, электродинамическое взаимодействие, двухмасштабные пространственно-упорядоченные среды, поверхностная концентрация.

DOI: 10.21883/OS.2023.07.56136.4858-23

Введение

Одной из важнейших задач современной фотоники является создание активных наноэлементов для многофункциональных устройств оптики, лазерной физики и микроэлектроники. В последние годы интенсивно исследуется проблема, связанная с контролем и управлением оптическими свойствами наноматериалов за счет изменения их внутренней структуры [1–3]. Активно развиваются исследования в области создания метаматериалов [4–6], к числу которых в настоящее время принято относить как плазмонные металлодержащие, так и оптически резонансные диэлектрические наносистемы, уникальные электромагнитные свойства которых обусловлены искусственно созданной пространственно-упорядоченной структурой. Предложены различные типы так называемых фотонных кристаллов (ФК), в которых свет может распространяться только в заданных направлениях либо вообще может оказаться локализованным в определенных пространственных областях [7–9].

К настоящему времени закономерности распространения, рассеяния и локализации электромагнитных волн оптического диапазона в одномерных, двумерных, трехмерных фотонных кристаллах, представляющих собой строго периодические структуры, изучены достаточно подробно [10,11]. Вместе с тем для выявления новых воз-

можностей управления спектральными и угловыми характеристиками электромагнитного излучения актуальной задачей остается исследование его взаимодействия с частично-упорядоченными системами рассеивателей, в которых характерные масштабы пространственного структурирования соизмеримы с длиной волны электромагнитного излучения. Наличие такого рода упорядоченности приводит к проявлению эффектов коллективного электродинамического взаимодействия в системе, зависящих как от вида пространственного упорядочения частиц в дисперсной структуре, так и от характеристик однократного рассеяния на этих частицах [12–14].

На данный момент эффекты электродинамического взаимодействия в структурированных частично-упорядоченных диэлектрических системах, а также их влияние на спектральные и угловые характеристики таких систем теоретически изучены в основном для ансамблей, состоящих из сферических частиц либо бесконечных цилиндров [15–17]. В то же время особый интерес представляют структуры на основе ориентированных диэлектрических цилиндров конечной длины, характерные размеры которых соизмеримы с длиной волны падающего электромагнитного излучения. Такие структуры с заданными морфологическими параметрами могут быть сформированы, например, при электрохимическом анодировании тонких пленок алюминия [18].

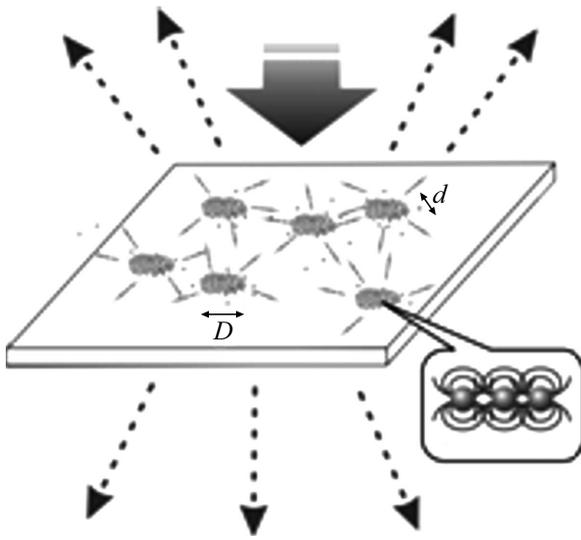


Рис. 1. Схематическое изображение двухмасштабной планарной структуры.

Физико-химические, структурные и оптические свойства тонких пористых пленок анодного оксида алюминия (ПАОА) делают их перспективным материалом для различных применений. Мембраны ПАОА используются в качестве подложек для формирования композитных материалов и ксерогелей, шаблонов для синтеза наноструктур. Практическая значимость мембран ПАОА, допированных наночастицами и красителями, определяется возможностью реализации фотолюминесцентных экранов и фильтрующих селективных элементов с перестраиваемыми спектральными и угловыми характеристиками.

Дополнительные возможности управления коллективными эффектами возникают в структурах с двумя характерными масштабами неоднородностей (нанометровых и микронных размеров). Так называемые двухмасштабные пространственно-упорядоченные среды (ДМПУС) представляют собой пористые и/или композитные материалы, содержащие в своем составе устойчивые структурные элементы (УСЭ) в виде малочастичных ансамблей, образованных группой более мелких частиц [19–21]. В таких структурах первый масштаб упорядочения описывает расположение мелких частиц внутри УСЭ, а второй масштаб упорядочения описывает расположение УСЭ друг относительно друга (рис. 1).

В настоящей работе предлагается теоретическая модель для исследования особенностей взаимодействия электромагнитных волн оптического и СВЧ диапазона с двухмасштабными дисперсными системами. На примере пространственно-упорядоченных планарных структур из гексагональных мультимеров, образованных конечными цилиндрами, проводится оценка влияния оптико-геометрических параметров на характеристики пропускания и рассеяния этих систем.

Работа направлена на выявление возможностей управления спектральными и угловыми характеристиками рассеянного излучения за счет использования коллективных электродинамических взаимодействий в упорядоченных системах цилиндров конечной длины. Эти исследования важны с практической точки зрения для установления дополнительных возможностей контроля рассеяния и локализации электромагнитного излучения оптического и СВЧ диапазонов, что необходимо при разработке новых материалов и функциональных элементов для лазерной физики, оптоэлектроники, микроволновой техники и радиофизики.

Метод расчета

Разделим процедуру моделирования оптических свойств планарных ДМПУС на два этапа: (1) моделирование оптических характеристик УСЭ и (2) моделирование оптических характеристик ДМПУС как целого.

Моделирование оптических характеристик УСЭ

На первом этапе моделирования простейшим подходом является рассмотрение устойчивых структурных элементов, состоящих из „первичных“ частиц, как однородных дисков с размером D и эффективным комплексным показателем преломления, зависящим от концентрации наноразмерных включений в этом диске. Эффективный комплексный показатель преломления дисков $n_{D(\text{app})}$ может быть определен, например, из соотношений Максвелла–Гарнетта или их модификаций, применимых в более широкой области концентраций нановключений. Параметр D принимается равным характерному размеру УСЭ. Затем с использованием допустимых приближенных соотношений [17,22] или формализма объемного интегрального уравнения (ФОИУ) [22–25] можно рассчитать факторы эффективности ослабления $Q_{D(\text{ext})}$, поглощения $Q_{D(\text{abs})}$, рассеяния $Q_{D(\text{sca})}$ и амплитудные функции рассеяния $S(\theta)_D$ таких модельных дисков.

Суть формализма объемного интегрального уравнения (ФОИУ) состоит в следующем. Исследуемая однородная или неоднородная частица разбивается на элементарные кубические ячейки одинакового размера. Показатель преломления данных ячеек сопоставляется соответствующему материалу. Предполагается, что каждая точка пространства, в которой показатель преломления не равен единице, излучает как диполь, с соответствующими фазовыми и амплитудными характеристиками. Эти характеристики определены локальным полем и показателем преломления.

Основное интегральное уравнение ФОИУ имеет вид

$$E(r_1) = E_{in}(r_1) + k^2/(4\pi) \times \iiint [m^2(r_2) - 1]E(r_2)G(r_1, r_2)d^3r_2,$$

где E — напряженность электрического поля в рассматриваемой точке, E_{in} — напряженность электрического поля падающей волны, m — комплексный показатель преломления частицы, k — волновой вектор, $G(r_1, r_2)$ — тензорная функция Грина.

При разбиении рассеивателя на N элементарных ячеек кубической формы интегральное уравнение сводится к матричному уравнению, которое определено в $3N$ -мерном пространстве комплексных чисел:

$$AE_v = E_v^{in},$$

где A — квадратная матрица комплексных чисел, учитывающих взаимодействия элементарных ячеек, E_v — вектор-столбец, содержащий значения искомого поля в каждой ячейке, E_v^{in} — вектор-столбец, содержащий значения падающего поля в ячейках. Далее матричное уравнение решается с помощью численных методов, путем минимизации функции $AE_v - E_v^{in}|^2$. Уменьшение объема элементарных ячеек увеличивает точность расчета характеристик рассеивателя.

Фактор эффективности ослабления Q рассматриваемого рассеивателя определяется, как отношение сечения ослабления C_{ext} к геометрическому сечению рассеивателя в плоскости, перпендикулярной направлению падения электромагнитной волны. Его можно найти из формулы ослабления $C_{ext} = 4\pi ReS(0)/k^2$, где $S(0)$ — амплитудная функция рассеяния в направлении вперед, k — волновое число.

Расчет индикатрис рассеяния $x(\theta)$ и из амплитудных функций рассеяния $S_1(\theta)$, $S_2(\theta)$, соответствующих ортогональным поляризациям падающего света, проводится с использованием следующих соотношений:

$$x(\theta) = |S(\theta)|^2/\pi\rho^2Q_{sca},$$

$$i(\theta) = |S(\theta)|^2 = 1/2(|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2),$$

где $S(\theta)$, Q_{sca} и дифракционный параметр ρ соответствуют рассматриваемому объекту, т.е. в нашем случае отдельному УСЭ.

Процедура перехода от интегрирования по всей частице к суммированию предполагает представление частицы в виде ансамбля элементарных ячеек одинаковой кубической формы. Электрическое поле внутри каждой элементарной ячейки считается постоянным, а показатель преломления внутри каждой элементарной ячейки задается в соответствии с составом и структурой рассматриваемого рассеивателя. Если для моделирования оптических характеристик отдельных УСЭ используется приближение эффективной среды, то рассматриваемый рассеиватель является однородным, его размеры совпадают с характерными размерами УСЭ, а показатель

преломления внутри каждой элементарной ячейки равен эффективному комплексному показателю преломления.

Применимость приближения эффективной среды не позволяет, однако, обеспечить достаточно строгий учет коллективных взаимодействий внутри УСЭ, заполненного „первичными“ частицами. Наиболее существенные трудности возникают в случае несферических „первичных“ частиц с одинаковой ориентацией, например, ориентированных цилиндров. Поэтому учет сильных электродинамических взаимодействий внутри УСЭ, который представляет собой мультимер определенного типа, лучше проводить непосредственным применением ФОИУ к такому мультимеру, рассматриваемому как единое неоднородное рассеивающее образование.

В качестве примера в настоящей работе будем рассматривать УЭС, представляющие собой мультимеры гексагональной симметрии, которые состоят из ориентированных цилиндров конечной длины. Рассматриваемые нами гексагональные мультимеры состоят из семи осевых цилиндров, один из которых находится в центре окружности с радиусом R , а центры шести других расположены на этой окружности равномерно. Схематическое изображение такого мультимера приведено на рис. 2. Гексагональные мультимеры такого типа воспроизводят структуру первичных ячеек пленок анодированного алюминия (сотовые структуры из цилиндрических пор). Для расчета оптических характеристик таких гексагональных мультимеров нами использовался специальный программный пакет VIEF-M [24,25].

Моделирование оптических характеристик ДМПУС

На втором этапе, при моделировании оптических характеристик ДМПУС как целого, развитие модели осуществляется за счет применения к частично-упорядоченному ансамблю УСЭ статистической теории многократного рассеяния волн (СТМРВ). В СТМРВ результирующее поле представляется в виде суммы полей всевозможных многократно рассеянных волн с учетом их фазы, причем каждая неоднородность находится не в поле падающей волны, а в некотором эффективном поле. СТМРВ является одним из наиболее эффективных подходов при моделировании и анализе распространения и рассеяния когерентного излучения в частично-упорядоченных средах, поскольку такой подход позволяет учесть электродинамические взаимодействия между рассеивающими объектами [26–29]. Необходимость учета электродинамических взаимодействий, которые возникают вследствие когерентного переоблучения неоднородностями друг друга, зависит от степени коррелированности пространственного расположения этих неоднородностей. Обычно в плотноупакованных дискретных системах коррелированность расположения неоднородностей описывается бинарной корреляционной функцией распределения $g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, вид которой определяется

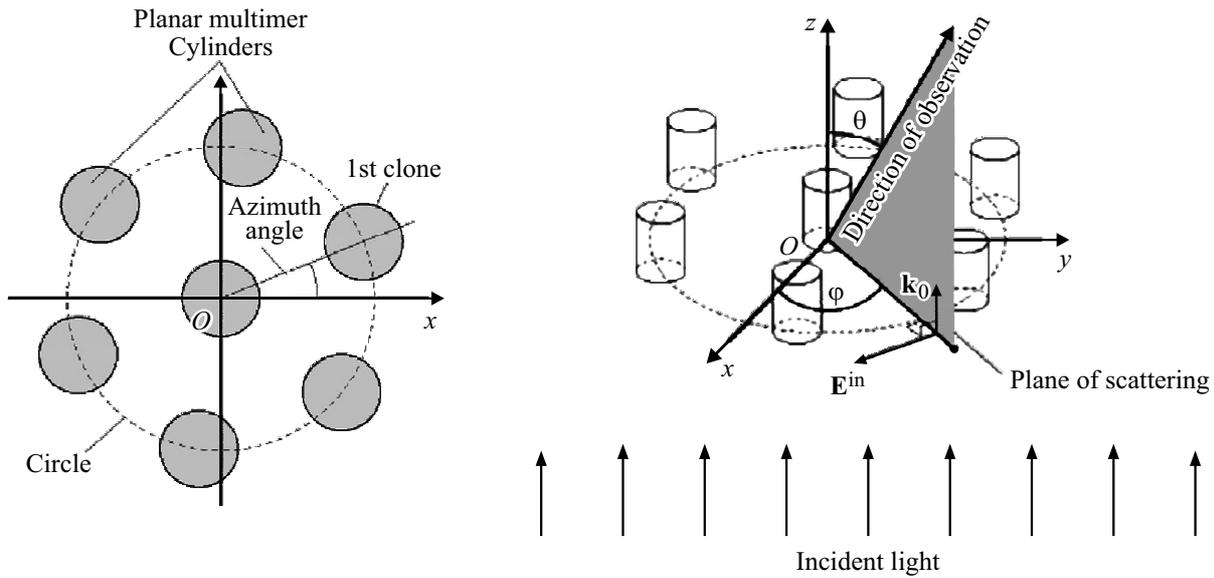


Рис. 2. Схематическое изображение гексагонального мультимера из одинаковых цилиндров.

размерами и поверхностной концентрацией неоднородностей [30].

К настоящему времени наиболее строгим методом СТМРВ для учета кооперативных эффектов в частично-упорядоченных ансамблях частиц является так называемое квазикристаллическое приближение (ККП). В тех случаях, когда когерентное переоблучение между неоднородностями незначительно, достаточно хорошие результаты дает так называемое приближение однократного когерентного рассеяния (ПОКР), или интерференционное приближение (ИП). В этом приближении предполагается, что каждая частица находится лишь в поле падающей волны [26–29], а коллективное взаимодействие состоит в интерференции однократно рассеянных каждой частицей волн. Вклад эффектов когерентного переоблучения неоднородностями друг друга убывает при уменьшении их поверхностной концентрации и увеличении расстояния между ними. Сравнение результатов расчетов с использованием ИП и с использованием ККП для монослоев из сферических неоднородностей [29] показывает, что расчеты в этих двух приближениях достаточно хорошо совпадают при $\eta < 0.3$. Кроме того, важно отметить, что концентрационная область применимости ИП расширяется при увеличении степени вытянутости индикатрис однократного рассеяния в направлении вперед.

Применимость интерференционного приближения для монослоев, образованных ориентированными цилиндрами конечной длины

В интерференционном приближении для расчета коэффициентов когерентного пропускания, когерентного

отражения и интенсивности рассеянного света используются следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 T_{\text{coh}} &= 1 - \eta Q_{\text{ext}} + \eta^2 Q_{\text{ext}} \frac{4\pi x(0)\Lambda}{\rho^2}, \\
 R_{\text{coh}} &= \eta^2 Q_{\text{ext}} \frac{4\pi x(\pi)\Lambda}{\rho^2}, \\
 I(\theta, \phi) &= F_0 \lambda Q_{\text{ext}} \eta x(\theta, \phi) H(\theta, \phi), \\
 H(\theta, \phi) &= 1 + N \int_V \int_V [g(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) - 1] \\
 &\quad \times \exp[ik(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)(\mathbf{s} - \mathbf{s}_0)] \frac{d\mathbf{r}_i}{V} \frac{d\mathbf{r}_j}{V}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $\Lambda = Q_{\text{sca}}/Q_{\text{ext}}$ — параметр выживания, Q_{sca} и Q_{ext} — факторы эффективности рассеяния и ослабления частицы соответственно, η — параметр перекрытия, пропорциональный поверхностной концентрации частиц, $\rho = \pi d/\lambda$ — дифракционный параметр; d — диаметр частицы, $x(\theta)$ — индикатриса рассеяния частицы, величина F_0 — мощность падающего излучения, $H(\theta, \phi)$ — структурный фактор, зависящий от бинарной корреляционной функции $g(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, N — количество частиц, (θ, ϕ) — угол между падающим и рассеянным лучом.

Учет интерференции однократно рассеянных каждой частицей волн в интерференционном приближении приводит, в частности, к появлению квадратичного по числу частиц третьего члена в формуле для коэффициента когерентного пропускания. Вклад третьего члена в формуле (1) определяется интенсивностью рассеяния излучения в направлении вперед и степенью вытянутости индикатрисы рассеяния отдельной частицы. Эти характеристики зависят от оптико-геометрических параметров частицы. Для частиц цилиндрической формы такие исследования проводились в работах [24,25]. Обнаружено

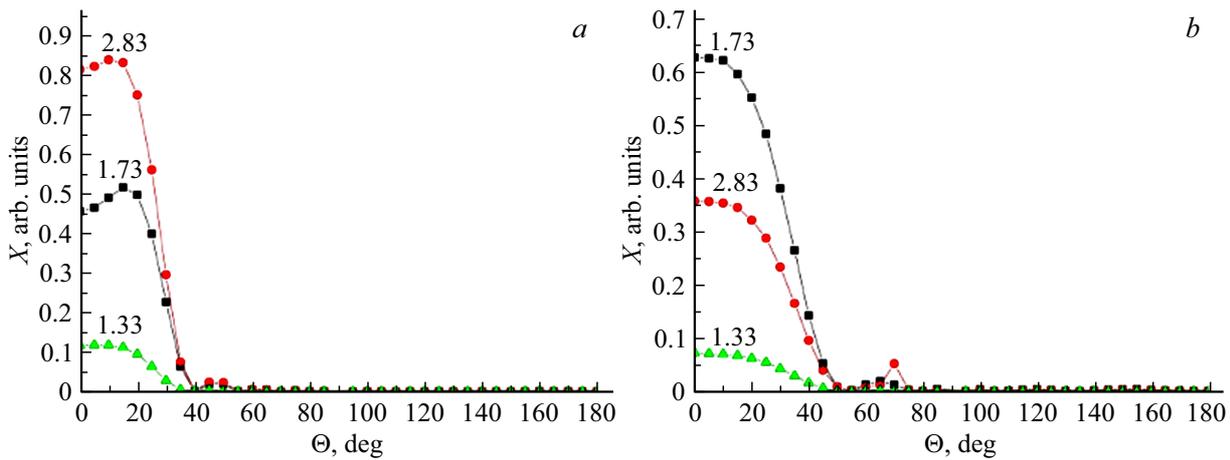


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния частиц цилиндрической формы с размерами $d = 100 \text{ nm}$, $l = 1500 \text{ nm}$ и показателем преломления 1.33, 1.73, 2.83; длина волны падающего излучения 300 (а) и 600 нм (б); волна падающего излучения распространяется вдоль оси OZ.

увеличение интенсивности рассеяния в направлении вперед при уменьшении длины волны падающего излучения и при увеличении параметра дифракции за счет увеличения размера частицы или показателя преломления окружающей среды. Кроме того, показано, что переход от прямой системы к инверсной системе приводит к значительному увеличению степени вытянутости ИР конечного цилиндра в направлении распространения падающего излучения и увеличению интенсивности рассеяния в направлении вперед.

Для примера на рис. 3 показано влияние относительного показателя преломления частицы и длины волны падающего излучения.

На рис. 4 приведен пример расчета в ИП коэффициента пропускания монослоя, образованного отдельными (не объединенными в мультимеры) ориентированными цилиндрами, расположенными перпендикулярно поверхности монослоя. Длина цилиндров 1500 нм, длина волны падающего излучения 300 нм.

Рассчитанная в этом приближении зависимость коэффициента пропускания монослоя цилиндрических частиц от параметра перекрытия является немонотонной. Такой характер концентрационной зависимости отражает факт конкуренции двух процессов, имеющих место при возрастании числа частиц в монослое — уменьшения свободного пространства и увеличения интенсивности когерентно рассеянного в направлении вперед излучения. В области малых поверхностных концентраций при возрастании числа частиц в монослое преобладающее влияние оказывает уменьшение свободного пространства, что приводит к уменьшению коэффициента пропускания. В области высоких поверхностных концентраций, когда корреляция в расположении частиц возрастает, становятся существенными процессы интерференции когерентно рассеянного в направлении вперед излучения. В этой области концентраций при возрастании числа частиц в монослое вклад интерференционных

эффектов усиливается, и коэффициент пропускания увеличивается. Минимальное пропускание достигается при значениях h , зависящих от характеристик рассеяния и поглощения отдельных частиц. Например, как видно из сравнения рис. 3, а и 3, б, уменьшение диаметра и показателя преломления цилиндра приводит к сужению области поверхностных концентраций, в пределах которой реализуется концентрационное убывание коэффициента пропускания.

Однако из рисунка видно, что для малых значений показателя преломления ($n = 1.33$) уже в области параметров перекрытия $\eta > 0.15$ значения коэффициента пропускания превышают единицу и становятся нефизическими. Для больших значений показателя преломления ($n = 1.73$) область $T < 1$ расширяется до $\eta = 0.3$. Этот факт связан с тем, что по мере уменьшения относительного показателя преломления частицы индикатриса рассеяния становится более диффузной, что приводит к более значительным ошибкам при неучете когерентного переоблучения частиц в монослое. Область применимости интерференционного приближения можно расширить, проводя на предварительном этапе учет когерентного переоблучения в ближайшем окружении частиц. В случае двухмасштабных систем в первую очередь необходим учет электродинамических взаимодействий внутри УСЭ.

Модифицированное интерференционное приближение

Особенностью пространственно-упорядоченных двухмасштабных систем является то, что расстояния между первичными частицами, составляющими УСЭ, меньше, чем между отдельными УСЭ. Соответственно плотность упаковки первичных частиц, образующих УСЭ, выше, чем плотность упаковки УСЭ. Кроме того, увеличение

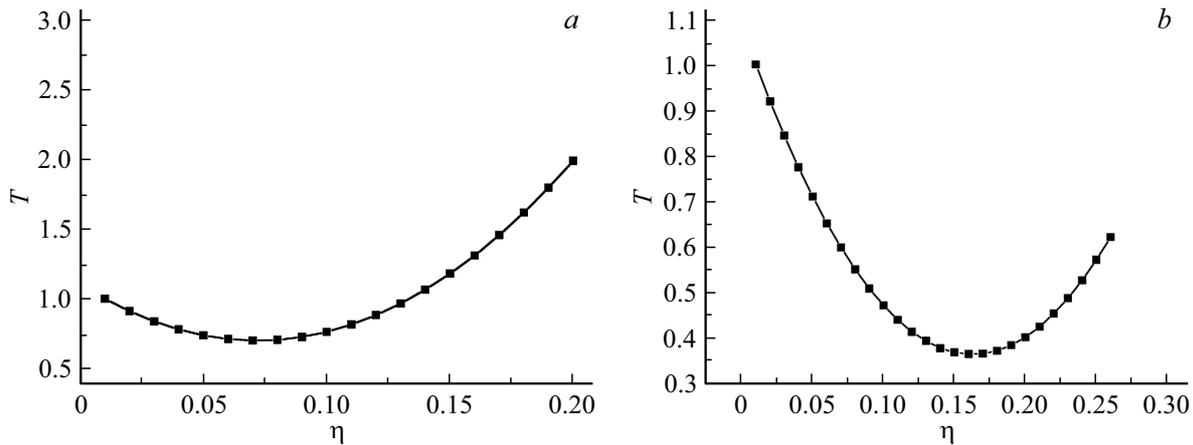


Рис. 4. Зависимость коэффициента пропускания монослоя из цилиндрических частиц от параметра перекрытия (а) — диаметр цилиндров 100 нм, относительный показатель преломления 1.33; (б) диаметр цилиндров 200 нм, относительный показатель преломления 1.73.

дифракционного параметра УСЭ по сравнению с дифракционным параметром первичных частиц приводит к возрастанию степени вытянутости индикатрисы рассеяния УСЭ в направлении вперед. Это обстоятельство способствует уменьшению когерентного переоблучения между УСЭ. Поэтому наиболее существенную роль в двухмасштабных структурах играет когерентное переоблучение между частицами, образующими УСЭ. Как уже упоминалось, наиболее эффективным способом учета когерентного переоблучения внутри УСЭ, представляющих собой мультимер из небольшого числа цилиндров конечной длины, является использование ФОИУ. Когерентное переоблучение между отдельными УСЭ менее значимо и в большом числе практически важных случаев им можно пренебречь.

Таким образом, для оценки оптических характеристик двумерного ансамбля мультимеров в области поверхностных концентраций мультимеров $\eta_m < 0.3$ можно предложить следующие приближенные выражения:

$$\begin{aligned}
 T_m &= 1 - \eta_m Q_m + \eta_m^2 Q_m \frac{4\pi x_m(0)\Lambda_m}{\rho_m^2}, \\
 R_m &= \eta_m^2 Q_m \frac{4\pi x_m(\pi)\Lambda_m}{\rho_m^2}, \\
 I(\theta, \varphi) &= F_0 \Lambda_m Q_m \eta_m x_m(\theta, \varphi) H_m(\theta, \varphi), \\
 H_{m(\theta, \varphi)} &= 1 + N_m \int_V \int_V [g_m(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) - 1] \\
 &\quad \times \exp[ik(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)(s - s_0)] \frac{d\mathbf{r}_i}{V} \frac{d\mathbf{r}_j}{V},
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

где η_m — параметр перекрытия, пропорциональный поверхностной концентрации мультимеров; Q_m , Λ_m , $x_m(\theta)$ — фактор эффективности ослабления, параметр выживания и индикатриса рассеяния мультимера соответственно, $H_m(\theta, \varphi)$ — структурный фактор, описывающий расположение мультимеров, $g_m(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — бинарная

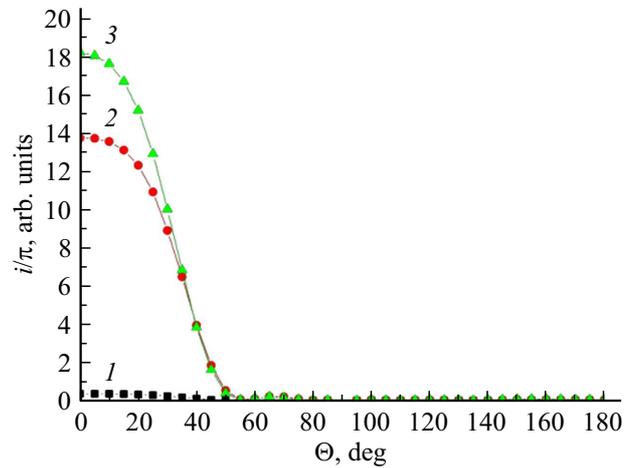


Рис. 5. Нормированные функции углового распределения интенсивности рассеяния отдельного цилиндра (1) и гексагональных мультимеров с радиусами 100 (2) и 140 нм (3). Относительный показатель преломления цилиндров 2.83, длина волны падающего излучения 600 нм, длина и диаметр каждого цилиндра соответственно 1500 нм и 100 нм.

корреляционная функция распределения мультимеров, N_m — количество мультимеров.

Связь параметров перекрытия гексагональных мультимеров η_m и первичных частиц η_c задается выражениями:

$$\begin{aligned}
 \eta_m &= \frac{N_m \frac{\pi D_m^2}{4}}{S} = (N_0)_m \frac{\pi D_m^2}{4}, \\
 \eta_c &= (N_0)_c \frac{\pi d^2}{4} = (7N_0)_m \frac{\pi d^2}{4} = \frac{7}{4} \pi d \frac{4\eta_m}{\pi D_m^2} = \frac{7d^2}{D_m^2} \eta_m, \\
 \eta_c &= \frac{7d^2}{D_m^2} \eta_m.
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Здесь $Dm = 2R + d$ — характерный поперечный размер мультимера, $(N_0)_c$ и $(N_0)_m$ — поверхностная плотность первичных частиц и мультимеров соответственно.

Для статистически однородных ансамблей из частично-упорядоченных мультимеров двумерная корреляционная функция зависит только от расстояния между мультимерами, что позволяет ввести радиальную функцию распределения $g_m(r)$. Радиальная функция распределения $g_m(r)$ может быть определена либо в приближении твердых несжимаемых дисков с размером, равным размеру мультимера, либо с использованием подходящих аппроксимационных выражений [30]. Поглощающие и рассеивающие свойства мультимеров рассчитываются, как уже упоминалось, с использованием ФОИУ-метода.

Для примера на рис. 5 приведены результаты расчета нормированных функций углового распределения интенсивности рассеяния отдельного цилиндра и гексагональных мультимеров.

Как видно из рис. 5, при увеличении поперечного дифракционного параметра неоднородности за счет увеличения ее размера, т.е. при переходе от одиночного цилиндра к ансамблю цилиндров, наблюдается вытягивание индикатрисы рассеяния в направлении вперед. Значения функции углового распределения интенсивности рассеяния для мультимеров возрастают на порядок, также происходит смещение главного максимума в область малых углов. Аналогичные выводы могут быть сделаны из результатов расчетов для инверсных гексагональных мультимеров, представляющих собой воздушные поры в диэлектрической матрице.

На рис. 6 приведены расчеты коэффициента пропускания монослоя, состоящего из мультимеров цилиндрических частиц, по формуле (2). Мультимеры состоят из цилиндров с диаметром 200 nm, длиной 1500 nm

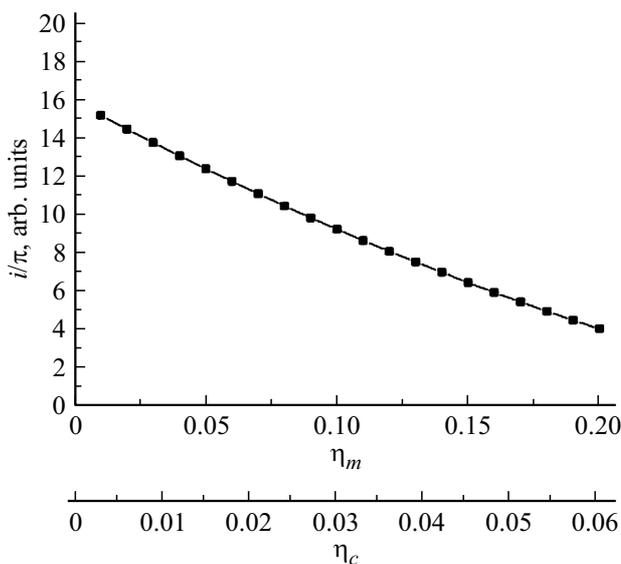


Рис. 6. Концентрационная зависимость коэффициента пропускания монослоя, состоящего из мультимеров цилиндрических частиц.

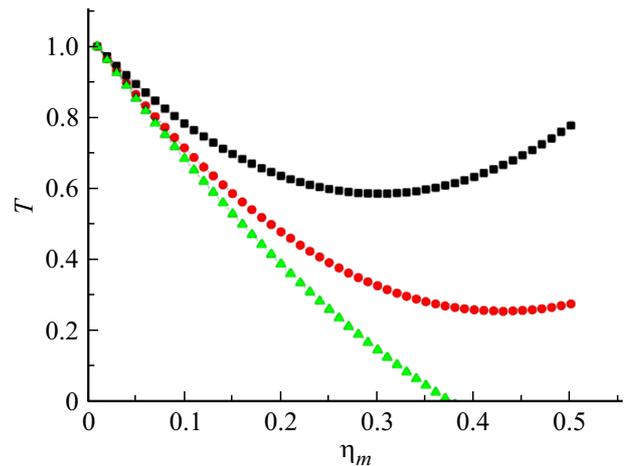


Рис. 7. Зависимость коэффициента пропускания монослоя, состоящего из мультимеров, от параметра перекрытия. Относительный показатель преломления цилиндров $n = 1.73$; $R = 300, 350, 400$ nm.

и показателем преломления 1.73. Радиус мультимеров 400 nm, длина волны 300 nm.

Рисунок 6 демонстрирует монотонное убывание коэффициента пропускания по мере увеличения поверхностной концентрации мультимеров. Подобного рода концентрационная зависимость коэффициента пропускания свидетельствует о том, что при возрастании числа мультимеров в монослое в данном случае эффект уменьшения свободного пространства является преобладающим по сравнению с эффектом увеличения интенсивности излучения, когерентно рассеянного мультимерами в направлении вперед. Такое соотношение двух конкурирующих концентрационных процессов характерно для „оптически жестких“ мультимеров.

Влияние размера мультимеров на концентрационную зависимость пропускания иллюстрируется рис. 7. На этом рисунке приведены результаты расчетов для монослоев из мультимеров разного размера, образованных цилиндрами с диаметром 100 nm и показателем преломления 1.73. Длина волны 300 nm.

Как видно из рисунка, во всей рассмотренной области поверхностных концентраций мультимеров коэффициент пропускания изменяется от 0 до 1.

При увеличении диаметра мультимера изменяется качественный характер зависимости коэффициента пропускания от параметра перекрытия. Немонотонная зависимость коэффициента пропускания, наблюдаемая для малых радиусов мультимеров, сменяется при увеличении размеров мультимера монотонно убывающей зависимостью.

Заключение

Таким образом, на основе совместного использования интерференционного приближения СТМРВ и форма-

лизма объемного интегрального уравнения предложен метод расчета характеристик пропускания и рассеяния монослоев, состоящих из мультимеров цилиндрических частиц конечной длины. В предложенном методе дополнительно к учету интерференции волн, рассеянных различными частицами в одном направлении, осуществляется приближенный учет когерентного переоблучения частицами, входящими в ближайшее окружение рассматриваемого рассеивающего центра. Предлагаемая модель базируется на двухэтапном рассмотрении электродинамических взаимодействий в двухмасштабном дискретном монослое и позволяет проводить анализ оптических характеристик монослоя в условиях плотной упаковки составляющих его неоднородностей.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Р.А. Андриевский. Наноматериалы: концепции и современные проблемы, **46**(5), 50 (2002).
- [2] S. Lepeshov, A. Krasnok, P. Belov, A. Miroshnichenko. *Physics Uspekhi*, **188** (11), 1137 (2018).
- [3] *Dielectric Metamaterials: Fundamental, Designs and Applications*, ed. by I. Brener et al. (Woodhead Publishing, 2019).
- [4] V. Ponsinet, A. Baron, E. Pouget, Y. Okazaki. *Europhysics Lett.*, **119**(1), 14004 (2017).
- [5] B.S. Mendoza, W.L. Morchán, G. Ortiz, E. Cortés. *Physics Epiotics*, **11**, 16 (2012).
- [6] A.I. Kuznetsov A.E. Miroshnichenko, M.L. Brongersma, Yu.S. Kivshar, B. Luk'yanchuk. *Science*, **354**(6314), 2472 (2016).
- [7] S. O'Brien, J.B. Pendry. *J. Phys. Condens. Matter.*, **14**, 4035 (2002).
- [8] S. Gaponenko *Introduction to Nanophotonics* (Cambridge, UK, 2010).
- [9] V.N. Bogomolov, S.V. Gaponenko, I.N. Germanenko, A.M. Kapitonov, E.P. Petrov, A.N. Pomyavina, A.V. Prokofiev, N.I. Silvanovich, S.M. Samoilovich. *Phys. Rev. E*, **55**(5), 7619 (1997).
- [10] Z. Wang, C.T. Chan, W. Zhang, N. Ming, P. Sheng. *Phys. Rev. B*, **64**, 113108 (2001).
- [11] *Photonic crystals: advances in design, fabrication, and characterization*, ed. by K. Busch et al. (Wiley-VCH, Weinheim, 2004).
- [12] S.M. Kachan, A.N. Pomyavina, N.I. Sil'vanovich. *JOSA B*, **21**, 1866 (2004).
- [13] М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов. *УФН*, **189**, 881 (2019).
- [14] C. Wang, Z. Y. Jia, K. Zhang, Y. Zhou, R.H. Fan, X. Xiong, R.W. Peng. *J. Appl. Phys.*, **115**, 244312 (2014).
- [15] P. Albella, M.A. Poyli, M.K. Schmidt, S.A. Maier, F. Moreno, J.J. Sáenz, J. Aizpurua. *J. Phys. Chem. C*, **117**, 13573 (2013).
- [16] А.Г. Дмитриенко, Е.П. Гольцварт. *Изв. вузов. Радиофизика*, **576**(3), 218 (2014).
- [17] M.I. Mishchenko, V.P. Tishkovets, L.D. Travis, B. Cairns, J.M. Dlugach, L. Liu, V.K. Rosenbush, N.N. Kiselev. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **112**, 671 (2011).
- [18] N.V. Gaponenko, V.S. Kortov, M.V. Rudenko, V.A. Pustovarov, S.V. Zvonarev, A.I. Slesarev, I.S. Molchan, G.E. Thompson, L.S. Khoroshko, S.Ya. Prislopskii. *J. Appl. Phys.*, **111**, 103101 (2012).
- [19] Ю.И. Дмитриенко, А.П. Соколов. *Матем. моделирование*, **24**(5), 3 (2012).
- [20] А.А. Бобков, И.Е. Кононова, В.А. Мошников. *Материаловедение микро- и наносистем. Иерархические структуры* (СПбГЭТУ „ЛЭТИ“, СПб., 2017).
- [21] В.А. Ковтун-Кужель, И.А. Мазайло, А.Н. Понявина. *ЖПС*, **89**(1), 111 (2022).
- [22] Р.А. Дынич. *Рассеяние излучения диэлектрическими пористыми сотовыми слоями*. Автореф. канд. дис. (ИФ им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, 1998).
- [23] V.T. Draine *Astrophys. J.* **33**, 848 (1988).
- [24] Р.А. Дынич, В.А. Ковтун-Кужель, А.Н. Понявина. *ЖПС*, **78**(6), 874 (2011).
- [25] В.А. Ковтун-Кужель, А.Н. Понявина. *ЖПС*, **84**(3), 373 (2017).
- [26] А. Исимару *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*. (Мир, М., 1981).
- [27] A.N. Pomyavina. *SPIE Proceedings*, **4242**, 1 (2001).
- [28] А.П. Иванов, В.А. Лойко, В.П. Дик. *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах* (Наука и техника, Минск, 1988).
- [29] V.P. Dick, A.P. Ivanov. *J. Opt. Soc. Am. A*, **16**(5), 1034 (1999).
- [30] Дж. Займан. *Модели беспорядка* (Мир, М., 1982).