

Широкополосное просветление среды, модифицированной внедренным слоем из нанополостей

А. С. Шалин¹⁾

Ульяновский филиал Учреждения Российской академии наук Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, 432011 Ульяновск, Россия

Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 15 апреля 2010 г.

После переработки 5 мая 2010 г.

Исследованы оптические свойства диэлектрической среды, в приповерхностной области которой упорядоченно распределены поры нанометрового масштаба. Показано, что наличие единственного слоя нанополостей вблизи границы раздела “среда – вакуум” способно повысить прозрачность системы до значений, близких к 100%, в широком диапазоне длин волн.

Введение. В настоящее время широкое развитие приобрели исследования, направленные на создание условно “невидимых” материалов и сред, обладающих в заданном спектральном диапазоне полным либо близким к полному пропусканием падающего излучения. Это обусловлено появившейся в последнее десятилетие возможностью контролируемым образом создавать и использовать объекты нанометрового размера, применение которых позволяет в достаточно широких пределах варьировать оптические характеристики природных веществ, модифицируя существующие просветляющие покрытия либо необходимым образом подстраивая показатель преломления всей среды. К примеру, в работе [1] показано, что нанесение на поверхность кремния “ворса” из SiO_2 и TiO_2 нанотрубок способно уменьшить отражательную способность подложки до 0.05% на некоторых длинах волн. Аналогичный эффект обнаружен также в массивах углеродных нанотрубок [2] и обусловлен “запутыванием” света в разреженной хаотической наноструктурной системе. В работе [3] нами теоретически предсказана возможность достижения полного просветления подстилающей среды на заданной длине волны за счет нанесения на ее поверхность упорядоченного слоя из сферических нанокластеров. При этом, однако, указанный эффект удалось получить лишь для некоторых экзотических слабопреломляющих сред. В работе [4] явление погашения отражения упорядоченным нанокристаллом было исследовано экспериментально на примере периодического слоя из полимерных наноконусов, расположенного на поверхности линзы.

Иным способом существенного увеличения прозрачности среды является модификация самого материала, без использования внешних покрытий. Подобные среды, имеющие внутреннюю наноразмерную структуру и получившие в литературе название “метаматериалы” [5–8], обладают рядом особенностей, обусловленных композиционной структурой среды, а также спецификой рассеяния света нанобъектами. К примеру, в работе [9] обнаружено и исследовано явление туннелирования света сквозь микропоры в металлической пленке, повышающее ее прозрачность. Метод, предложенный в [10], позволяет полностью погасить дипольное излучение от сферической или цилиндрической наночастицы путем покрытия ее специальным материалом, что делает ее невидимой. Внедрение в некую диэлектрическую среду матрицу металлических нанокластеров, обладающих показателем преломления, реальная часть которого много меньше единицы (например, золотых, серебряных [11, 12]), позволяет получить среды с близкой к единице реальной частью показателя преломления [13]. При этом, для компенсации поглощения, вносимого в систему металлом, предлагается использовать активную усиливающую матрицу [14], однако расчетные значения необходимого коэффициента усиления являются весьма большими и существенно превышают практически достижимые. В работе [15] показано, что упорядоченные трехмерные диэлектрические нанокристаллы обладают спектральными полосами абсолютной прозрачности.

В настоящей работе исследованы оптические свойства диэлектрической среды, в приповерхностную область которой внедрен слой упорядоченно распределенных в пространстве нанополостей. Показано, что в данной системе реализуются условия, необхо-

¹⁾ e-mail: shalin_a@rambler.ru

димые для достижения близкой к 100% прозрачности в широком спектральном диапазоне. При этом оптическая плотность среды не является ограничивающим фактором, а эффект просветления может быть получен как для слабопреломляющих, так и для сильнопреломляющих материалов.

Основные уравнения. Рассмотрим изображенный на рис.1 наноагрегат, представляющий собой квазикристаллический монослой сферических нано-

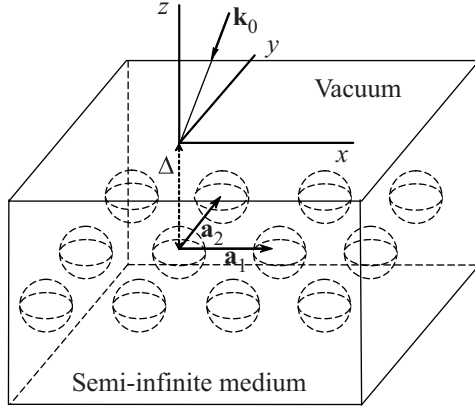


Рис.1. Геометрия системы. Внешняя волна с волновым вектором \mathbf{k}_0 падает из вакуума на поверхность полубесконечной среды, внутри которой параллельно границе раздела расположен упорядоченный слой наночастиц. При этом Δ – глубина залегания нанокристаллического слоя, представляющая собой расстояние от поверхности до плоскости, проходящей через центры наночастиц

объектов с постоянными решетки $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$, расположенный внутри диэлектрической среды, в поле внешней плоской волны $\mathbf{E}_I = \mathbf{E}_{0I} \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - i\omega t)$, \mathbf{k}_0 – волновой вектор. Протяженность слоя и среды в плоскости xy примем бесконечной, а начало координат поместим, для удобства, на поверхность среды-матрицы таким образом, чтобы центр одной из частиц имел $\Delta = (0, 0, -\Delta)$ (см. рис.1). В целях упрощения будем считать, что монослой состоит из одинаковых однородных сферических нанокластеров (радиусы наночастиц: $a_i = a$, диэлектрические проницаемости: $\tilde{\epsilon}_i(\mathbf{r}'_i) = \tilde{\epsilon}$). В работах [3, 16] рассматривалось отражение света от монослоя наночастиц, расположенного на поверхности подстилающей среды, а также предлагался метод, позволяющий получить аналитическое решение, обладающее высокой точностью относительно численного решения ab initio [15–17] в случае, когда размер и показатель преломления частиц удовлетворяют условию

$$k_0 a \ll 1, \quad k_0 n a \ll 1, \quad (1)$$

означающему, что напряженность поля, падающего на нанокластер, слабо изменяется в его объеме.

В рамках данного подхода, располагая точку наблюдения в центре нулевой частицы, имеющем радиус-вектор Δ , получим следующее выражение для падающего на нее полного (эффективного) поля:

$$\mathbf{E}_{0\text{eff}}(\Delta, t) = \alpha_p \sum_{\substack{i=-\infty \\ i \neq 0}}^{\infty} \mathbf{E}_{0\text{eff}}(\Delta, t) \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r}_i] \hat{f}(R_i) + \left[\hat{T}_{12} \mathbf{E}_I(0, t) + \hat{R}_{21} \mathbf{E}_m(0, t) \right] \left(t - \frac{(\mathbf{k}_0 \Delta) \cdot \mathbf{a}_m}{k_0 c} \right), \quad (2)$$

где первое слагаемое характеризует суммарное поле, созданное всеми частицами слоя в центре нулевой. При этом \mathbf{r}_i – радиус-вектор центра i -й наночастицы, $R_i = |\mathbf{r}_i - \Delta|$, а \hat{f} – тензор запаздывающего дипольного взаимодействия с компонентами

$$f^{\parallel}(R) = \exp(ik_0 R) \left(\frac{2}{R^3} - \frac{2ik_0}{R^2} \right), \\ f^{\perp}(R) = \exp(ik_0 R) \left(-\frac{1}{R^3} + \frac{ik_0}{R^2} + \frac{k_0^2}{R} \right), \quad (3)$$

отвечающими, соответственно, параллельной и перпендикулярной поляризациям падающего поля относительно \mathbf{R}_i .

Второе слагаемое, заключенное в квадратные скобки, описывает поле, падающее на слой извне, и разделяется на прошедшее через границу раздела “среда-вакуум” внешнее поле $\hat{T}_{12} \mathbf{E}_I(0, t)$ и поле, излученное слоем и отраженное поверхностью среды обратно $\hat{R}_{21} \mathbf{E}_m(0, t)$. При этом выражение для поля

$$\mathbf{E}_m(0, t) = \alpha_p \sum_{i=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{0\text{eff}}(\Delta, t) \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r}_i] \hat{f}(|\mathbf{r}_i|) \quad (4)$$

содержит сумму полей, рассеянных всеми частицами монослоя. При этом использован принцип параллельной трансляционной симметрии [3, 16], позволяющий определить поле, падающее на ненулевые частицы слоя:

$$\mathbf{E}_{i\text{eff}}(\mathbf{r}_i, t) = \mathbf{E}_{0\text{eff}}(\Delta, t) \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r}_i], \quad (5)$$

где $\mathbf{q} = (k_{0x}, k_{0y}, 0)$. Поляризуемость наночастиц α_p в выражениях (2), (4) рассчитывается по известной формуле для малой сферы с заданной локальной диэлектрической проницаемостью [18]:

$$\alpha_p = a^3 \frac{\tilde{\epsilon} - \tilde{\epsilon}_m}{\tilde{\epsilon} + 2\tilde{\epsilon}_m}, \quad (6)$$

где $\tilde{\epsilon}_m$ – диэлектрическая проницаемость среды.

В выражении (2) для описания взаимодействия поля сложной структуры, излученного слоем наночастиц, с границей раздела “среда–вакуум” использованы, согласно [3, 16], тензоры френелевских коэффициентов пропускания и отражения \hat{T} и \hat{R} , при этом порядок индексов показывает направление падения волны (“12” – из вакуума в среду, “21” – из среды в вакуум). Аргумент $\left(t - \frac{(\mathbf{k}_0 \Delta) \tilde{n}_m}{k_0 c}\right)$ характеризует запаздывание на время прохождения волной расстояния от поверхности среды-матрицы до плоскости, проходящей через центры наночастиц, $\tilde{n}_m = \sqrt{\tilde{\epsilon}_m}$. При этом в рамках данной работы будем считать, что переходный слой вблизи поверхности отсутствует, и падающая волна заменяется прошедшей, распространяющейся со скоростью (c/\tilde{n}_m) , на математической границе раздела, что соответствует теореме погашения [19].

Суммирование рассеянных наночастицами полей, присутствующее в соотношениях (2), (4), необходимо производить в фурье-пространстве, что обусловлено плохой сходимостью данных сумм в реальном пространстве [20–22]. При этом конечные выражения, представляющие собой разложение рассеянного монослоем поля на плоскую (нулевую) и ряд затухающих гармоник, являются весьма громоздкими и приводились нами в работах [15–17]. Отметим, что данный метод позволяет достигнуть хорошего согласия расчетных спектров с результатами точных численных расчетов. В данной статье мы ограничимся соотношениями для нулевых, незатухающих членов разложения, поскольку они понадобятся нам для дальнейшего качественного анализа.

Таким образом, полагая внешнее поле поляризованным вдоль одной из координатных осей, запишем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \hat{C}_p^\pm(-\Delta) &= \sum_{i=-\infty}^{\infty} \exp[i\mathbf{q}_i \Delta] \hat{f}(|\mathbf{r}_i|) \approx \\ &\approx i\pi G \exp(\mp i\mathbf{k}_0(-\Delta) \tilde{n}_m), \end{aligned} \quad (7)$$

где индекс “±” показывает направление распространения волны относительно оси z (см. рис.1),

$$\begin{aligned} \hat{A}_p &= \sum_{\substack{i=-\infty \\ i \neq 0}}^{\infty} \exp[i\mathbf{q}_i \Delta] \hat{f}(R_i) \approx \\ &\approx i\pi G + \frac{1}{3}G \left[\text{Erfc} \left[\frac{i}{2} \sqrt{\frac{L}{\pi}} \right] (3\pi + L) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2(\pi - L) \exp(L/4\pi)}{\sqrt{L}} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$G = \frac{2k_0 \tilde{n}_m}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|}, \quad L = (k_0 \tilde{n}_m)^2 |\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|. \quad (9)$$

Решая систему уравнений (2), (4), получим следующее выражение для полей $\mathbf{E}_{0 \text{ eff}}$:

$$\mathbf{E}_{0 \text{ eff}}(\Delta, t) = \frac{\hat{T}_{12} \exp(i\mathbf{k}_0 \Delta \tilde{n}_m)}{(1 - \alpha_p \hat{A}_p - \hat{R}_{21} \alpha_p \hat{C}_p^+(-2\Delta))} \mathbf{E}_I(0, t), \quad (10)$$

где $\hat{C}_p^+(-2\Delta)$ учитывает запаздывание волны на пути от поверхности до плоскости, проходящей через центры наночастиц, и в обратном направлении. Выражение для амплитуды полной волны, отраженной от рассматриваемой среды, в точке наблюдения \mathbf{x} примет, с учетом (4), следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{ref}}(\mathbf{x}, t) &= \hat{R}_{12} \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{x}) \mathbf{E}_I(0, t) + \\ &+ \hat{T}_{21} \alpha_p \hat{C}_p^+(\mathbf{x} - \Delta) \mathbf{E}_{0 \text{ eff}}(\Delta, t), \end{aligned} \quad (11)$$

где первое слагаемое характеризует отражение от поверхности чистой среды, без внедренного слоя наночастиц, а второе – вклад данного слоя.

С учетом (7), выражение (11) можно преобразовать к классическому, известному в оптике тонких пленок, виду:

$$\hat{r} = \frac{\mathbf{E}_{\text{ref}}(0, t)}{\mathbf{E}_I(0, t)} = \frac{\hat{R}_{12} + \hat{R}_l \exp\{2i\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0 \Delta)\}}{1 - \hat{R}_{21} \hat{R}_l \exp\{2i\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0 \Delta)\}}, \quad (12)$$

что в точности соответствует коэффициенту отражения Эйри для пленки, расположенной на поверхности подстилающей среды, причем

$$\hat{R}_l = \frac{i\pi\alpha_p G}{1 - \alpha_p \hat{A}_p} \quad (13)$$

– тензор нефренелевских коэффициентов отражения монослоя. Аналогично записывается коэффициент пропускания системы, описывающий полное поле, прошедшее в среду-матрицу:

$$\hat{t} = \frac{\mathbf{E}_{\text{tran}}(\Delta, t)}{\mathbf{E}_I(0, t)} = \frac{\hat{T}_{12} \hat{T}_l \exp\{i\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0 \Delta)\}}{1 - \hat{R}_{21} \hat{R}_l \exp\{2i\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0 \Delta)\}}, \quad (14)$$

где тензор нефренелевских коэффициентов пропускания монослоя:

$$\hat{T}_l = 1 + \frac{i\pi\alpha_p G}{1 - \alpha_p \hat{A}_p}. \quad (15)$$

Тензоры (13) и (15) имеют схожий вид, поскольку поле слоя симметрично относительно плоскости, в которой он расположен.

Таким образом, монослой наночастиц представляет собой некую мнимую границу раздела двух сред, проходящую через центры кластеров и обладающую сложными коэффициентами отражения и пропускания. Другими словами, рассматриваемая система может быть представлена в виде пленки толщиной Δ (расстояние от поверхности среды-матрицы до мнимой границы), расположенной на поверхности полубесконечной подстилающей среды, хотя в действительности и пленка, и подложка состоят из одного и того же материала и, соответственно, обладают одинаковым показателем преломления. Следует отметить, что ранее рядом авторов [23, 24] предпринимались попытки трактовать слой наночастиц (либо упорядоченный агрегат из нескольких слоев) как пленку конечной толщины с неким эффективным показателем преломления, отличным от показателя преломления среды-матрицы, как это делается, например, в теории эффективной среды Максвелла-Гарнетта [25]. Однако, ввиду отсутствия четких границ слоя, которые можно было бы считать границами данной пленки, толщина последней определяется в различных источниках по-разному. Данное затруднение легко понять, если рассмотреть монослой не из сферических частиц, а из неких мицеллярных нанобразований, представляющих собой ядро, покрытое иглообразными наростами. При этом неочевидно, что понимать под толщиной данной гетерогенной пленки: следует ли ее определить как диаметр ядра либо необходимо включить в пленку также и мицеллярные “иглы”. Одним из вариантов выбора толщины является определение фиктивных границ, на которых рассеянная слоем волна становится плоской (затухают все эванесцентные гармоники, вызванные дискретной структурой слоя, а также формой составляющих его наночастиц). Поскольку от того, как именно выбраны границы композитной пленки, очевидно, зависит также отношение суммарного объема наночастиц к полному объему пленки (фактор заполнения), эффективный показатель преломления является нелинейной функцией толщины, что сильно влияет на результирующие оптические характеристики системы.

В рамках представленного формализма указанные затруднения отсутствуют, поскольку усреднение параметров не применяется. Теорема погашения при этом также выполняется, поскольку точно на плоскости, проходящей через центры наночастиц, происходит разделение падающей волны на отраженную и прошедшую, амплитуды которых определяются тензорными коэффициентами (13), (15).

Условие полного широкополосного просветления среды-носителя. Полагая в (12) коэффици-

ент отражения \hat{r} равным нулю, запишем следующее условие, при выполнении которого среда становится абсолютно прозрачной:

$$\hat{R}_{12} = -\hat{R}_l \exp \{2i\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0\Delta)\}, \quad (16)$$

где левая часть соотношения характеризует среду-носитель, а правая – слой наночастиц. Вид выражения (16) хорошо известен в оптике просветляющих покрытий, при этом оно формально разделяется на два условия, первое из которых требует равенства коэффициентов отражения пленки и подложки, а второе – наличия разности хода отраженных волн $\lambda/2$ (λ – длина волны в среде):

$$\left| \hat{R}_{12} \right| = \left| \hat{R}_l \right|, \quad (17a)$$

$$\exp \{2i\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0\Delta) + i(\rho_l - \rho_{12}) + i\pi\} = -1, \quad (17b)$$

где ρ_{12} , ρ_l – аргументы \hat{R}_{12} и \hat{R}_l соответственно. Поскольку просветляемая среда является диэлектриком с показателем преломления $\tilde{n}_m > 1$, очевидно, что $\rho_{12} = \pi$.

В отличие от классической системы “пленка на подложке” в выражении (17b) присутствует дополнительный фазовый сдвиг ρ_l , возникающий при отражении волны от слоя наночастиц, поскольку, в соответствии с (7)–(9), (13), \hat{R}_l является комплексным, даже если сами наночастицы диэлектрические. Это обусловлено дискретностью структуры монослоя, а также спецификой рассеяния света объектами, размер которых много меньше длины волны, и является весьма существенным отличием наноструктурных пленок от массивных. Таким образом, для погашения отражения от поверхности среды в некотором спектральном интервале необходимо, чтобы зависимость $\rho_l(\lambda_0)$ (λ_0 – длина волны падающего излучения в вакууме) компенсировала уменьшение $2\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0\Delta)$, возникающее при росте длины волны, сохраняя разность фаз отраженных полей примерно постоянной и соответствующей условию интерференционного минимума (17b). Отметим, что в массивных средах скомпенсировать изменение $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ можно только за счет дисперсии показателя преломления пленки, причем соответствующая дисперсионная зависимость должна быть близка к линейной. Это, в свою очередь, нарушает условие (17a), а также, при достаточно широком спектральном интервале, требует использования пленки с недостижимым показателем преломления. В связи с этим, для широкополосного просветления используются многослойные покрытия.

Точный вид зависимости $\rho_l(\lambda_0)$, однако, определить невозможно, поскольку длина волны входит в соотношения (7)–(9), (13) весьма сложным образом,

включая члены, содержащие дополнительный интеграл вероятностей Erfc . Тем не менее, основываясь на указанных формулах, можно определить основные физические факторы, определяющие поведение функции $\rho_l(\lambda_0)$.

Полагая, что показатель преломления среды-матрицы \tilde{n}_m слабо зависит от длины волны, как это имеет место для многих прозрачных диэлектриков, подставим выражения (8), (9) в (13) а также разложим результат до второго члена малости при $L \rightarrow 1$ (поскольку при размерах частиц и межчастичных расстояниях в несколько десятков нанометров данная величина варьируется в видимом диапазоне примерно от 0.15 до 1.9). При этом получим следующее соотношение:

$$\rho_l(\lambda_0) \approx \text{Arctg} \left[-0.155 + \left(0.683 - \frac{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|^{3/2}}{2\alpha_p\pi} \right) \times \frac{\lambda_0}{\sqrt{L'}} - \frac{0.191\sqrt{L'}}{\lambda_0} - \frac{0.188}{\lambda_0^2} L' \right] + \text{Sign}[\tilde{n} - \tilde{n}_m]\pi, \quad (18)$$

где $L' = L\lambda_0^2 = (2\pi\tilde{n}_m)^2 |\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|$. Из формулы (18) следует, что $\rho_l(\lambda_0)$ возрастает при увеличении длины волны только в том случае, если множитель перед $\frac{\lambda_0}{\sqrt{L'}}$ положителен, причем $\left| \frac{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|^{3/2}}{2\alpha_p\pi} \right| > 1$ даже при наименьших значениях постоянных решетки $|\mathbf{a}_1| = |\mathbf{a}_2| = 2a$, так как α_p/a^3 всегда меньше единицы (см. формулу (6)). Таким образом, необходимо, чтобы поляризуемость наночастиц была отрицательной, что имеет место, например, при $\tilde{n} < \tilde{n}_m$. Данный результат может быть получен также при исследовании знака производной от (18) по длине волны.

Условие (17а) требует равенства коэффициентов отражения мнимой и реальной границ в рассматриваемом спектральном интервале. Проводя преобразования, аналогичные проделанным при выводе соотношения (18), получим следующее оценочное выражение для спектральной зависимости $|\hat{R}_l(\lambda_0)|$:

$$|\hat{R}_l(\lambda_0)| = \sqrt{\frac{1}{F(\lambda_0)^2 + 1}},$$

$$F(\lambda_0) \approx \frac{\lambda_0}{4\pi^2\tilde{n}_m} \left(\frac{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|}{\alpha_p} - \frac{4.29}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|^{1/2}} \right) + \frac{1}{3\pi} \left(1.461 + \frac{1.797\sqrt{L'}}{\lambda_0} + \frac{1.776L'}{\lambda_0^2} \right). \quad (19)$$

Из соотношения (19) очевидно, что, поскольку $\frac{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|}{\alpha_p} \gg \frac{4.29}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|^{1/2}}$, коэффициент отражения

является убывающей функцией длины волны, вне зависимости от знака поляризуемости α_p . При этом

$$\frac{\lambda_0}{4\pi^2\tilde{n}_m} \left(\frac{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|}{\alpha_p} - \frac{4.29}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|^{1/2}} \right)$$

значительно превышает остальные слагаемые в выражении для F и определяет характер зависимости $|\hat{R}_l|$ от прочих структурных и материальных параметров монослоя, а именно, поляризуемости наночастиц и постоянных решетки. Таким образом, отражательная способность рассматриваемого наноструктурного слоя увеличивается по мере его уплотнения (уменьшения межчастичных расстояний $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$) и роста поляризуемости α_p , которая, в свою очередь, определяется радиусом частиц и разностью диэлектрических проницаемостей частиц и среды $\tilde{\epsilon} - \tilde{\epsilon}_m$ (6). Данный вывод очевиден также, исходя из общефизических соображений: чем более разреженным является слой и чем слабее поляризуются составляющие его нанокластеры, тем ближе его оптическая плотность к оптической плотности окружающей среды, и, соответственно, слабее отражение.

Численный расчет. Обсуждение результатов. Рассмотрим оптические свойства стекла ($\tilde{n}_m = 1.5$) с внедренным слоем сферических нановключений. При этом, согласно сказанному в предыдущем пункте, материал данных наночастиц должен обладать показателем преломления $\tilde{n} < \tilde{n}_m$, следовательно, наибольшей отражательной способностью будет обладать слой, состоящий из нанополостей с $\tilde{n} = 1$. Использование металлических наночастиц, реальная часть показателя преломления которых меньше единицы, позволило бы дополнительно увеличить $|\hat{R}_l|$, однако поглощение излучения подобным монослоем может достигать единиц процентов, что, в данном случае, делает его применение нецелесообразным.

Полагая постоянные решетки равными минимальному значению $2a$, соответствующему соприкасающимся полостям, получим из соотношения (19) значение радиуса частиц $a \approx 50$ нм, необходимое для выполнения условия (17а) на длине волны 550 нм. При этом для расчета спектра отражения и пропускания системы с данными параметрами воспользуемся точным электродинамическим методом конечных элементов [26, 27], дабы сделанное нами приближение (1), а также отсутствие мультипольных членов в тензоре взаимодействия наночастиц \hat{f} (которые в рассматриваемом случае соприкасающихся сфер играют существенную роль) не повлияли на результат. Согласно [16], при таких геометрических параметрах

наноагрегата рассмотренный аналитический подход может быть использован только для оценочных исследований, таким образом, расчет спектральной зависимости отражательной и пропускательной способностей среды с внедренным слоем наночастиц проводится строго, с точностью до $10^{-3}\%$, в то время как необходимые для полного широкополосного просветления системы параметры определяются приближенно из полученных условий (18), (19).

Как видно из рис.2, просветление среды в данном случае действительно является широкополосным, а

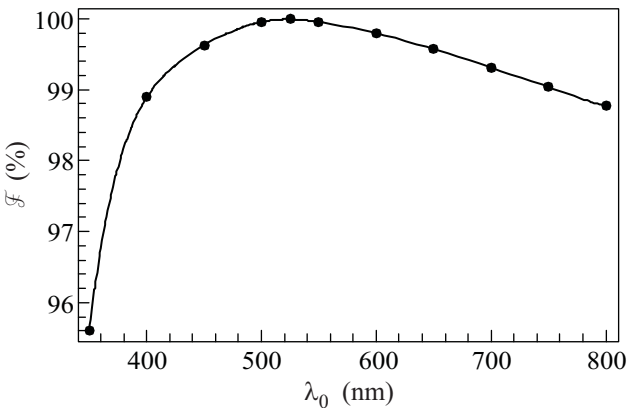


Рис.2. Пропускательная способность стекла ($\tilde{n}_m = 1.5$) с внедренным слоем нанополостей, радиусом $a = 50$ нм. Постоянные решетки одинаковы и равны $2a$ (полости расположены вплотную друг к другу), глубина залегания слоя $\Delta = 51$ нм. Расчет выполнен точным электродинамическим методом конечных элементов

пропускание излучения превышает 99% в интервале (400 ÷ 750) нм. Участок спектральной зависимости пропускательной способности, на котором она слабо зависит от длины волны и близка к максимальному значению, также достаточно широк ($\mathfrak{S} > 99.8\%$ в интервале (470 ÷ 600) нм), что обусловлено взаимной компенсацией изменения фазовых сдвигов $2\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0\Delta)$ и ρ_l . При этом пик пропускания $\mathfrak{S} = 100\%$ имеет место на длине волны 527 нм, а не на 550 нм, как предполагалось. Это связано с упомянутым расхождением результатов численного и аналитического расчетов. Отметим, что в синей области пропускание быстро убывает, поскольку отражательная способность слоя из нанополостей, возрастающая с уменьшением длины волны, становится слишком большой. В связи с этим полости большего размера целесообразно использовать в более плотных оптических средах, нежели стекло, поскольку $|\hat{R}_l|$ при этом дополнительно увеличится.

Следует отметить, что изменение параметров нанослоя приводит к ослаблению эффекта просветле-

ния. К примеру, при уменьшении радиуса сфер до 40 нм либо увеличении до 60 нм область компенсации, в которой $\mathfrak{S} = 99.8\%$, сокращается в $1.5 \div 2$ раза, и просветление становится более узкополосным. При использовании частиц с $n > \tilde{n}_m$ пропускательная способность имеет ярко выраженный пиковый характер, причем за пределами максимума превышает соответствующее значение для чистой среды. Это подтверждает, что широкополосное повышение прозрачности может иметь место только при выполнении указанных ранее условий, налагаемых на материальные и геометрические параметры нанослоя.

От глубины залегания слоя наночастиц Δ спектр рассматриваемой системы зависит так же, как спектр классической системы “пленка на подложке” – от толщины пленки. Это следует из формулы (12), в которую данный параметр входит, определяя фазовый сдвиг $2\tilde{n}_m(\mathbf{k}_0\Delta)$. Величина Δ определяет разность хода волн, отраженных от границы среды и от внедренного слоя нанополостей и, соответственно, значение длины волны, на которой выполняется условие интерференционного минимума отражения. Угол падения внешнего поля также определяет разность хода отраженных волн ($\mathbf{k}_0\Delta$). Таким образом, указанные параметры (глубина залегания и угол падения света) варьируют положение пика полного пропускания в соответствии с изменением разности хода отраженных волн, практически не влияя на его форму. Отметим также, что, поскольку наночастицы расположены в виде квадратной решетки, система изотропна, и ее спектр не зависит от поляризации падающей волны.

Таким образом, в данной работе на основе предложенного подхода, а также метода конечных элементов показано, что полубесконечная среда может быть просветлена единственным внедренным слоем наночастиц в широком диапазоне длин волн. Показано, что данный эффект присущ только наноструктурной системе и не может быть достигнут при помощи массивной пленки. Получены условия, позволяющие определить необходимые для просветления той или иной среды геометрические и материальные параметры слоя. Результаты данного исследования могут иметь большое значение для разработки материалов повышенной прозрачности (“невидимых” материалов), создания просветляющих покрытий лучшего, по сравнению с существующими, качества, а также повышения пропускательной способности сред, просветление которых имеющимися методами затруднительно либо невозможно.

1. J.-Q. Xi, F. Schubert Martin, Kim Jong Kyu et al., *Nature Photonics*, **1**, 176 (2007).
2. Garcia-Vidal Francisco J., *Nature Photonics* **2**, 215 (2008).
3. А. С. Шалин, С. Г. Моисеев, *Квантовая электроника* **39**, 1175 (2009).
4. Takashi Yanagishita, Kazuyuki Nishio, and Hideki Masuda, *Appl. Phys. Express* **2**, 022001 (2009).
5. V. M. Shalaev, C. Wenshan, U. K. Chettiar et al., *Opt. Lett.* **30**, 3356 (2005).
6. D. R. Smith and J. B. Pendry, *J. Opt. Soc. Amer. B* **23**, 391 (2006).
7. V. M. Agranovich, Y. R. Shen, R. H. Baughman et al., *Phys. Rev. B* **69**, 165112 (2004).
8. О. Н. Гадомский, А. С. Шалин, *ЖЭТФ* **132**, 870 (2007).
9. F. J. Garcia de Abajo, G. Gomez-Santos, L. A. Blanco et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 067403 (2005).
10. A. Alu and N. Engheta, *Phys. Rev. E* **72**, 016623 (2005).
11. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, New York, 1985.
12. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972).
13. J.-Q. Xi, Kim Jong Kyu, E. F. Schubert et al., *Opt. Lett.* **31**, 601 (2006).
14. А. Н. Ораевский, И. Е. Проценко, *Квантовая электроника* **31**, 252 (2001).
15. А. С. Шалин, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 279 (2009).
16. А. С. Шалин, С. Г. Моисеев, *Оптика и спектроскопия* **106**, 1029 (2009).
17. А. С. Шалин, *Радиотехника и электроника* **54**, 733 (2009).
18. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*, М.: Мир, 1986.
19. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 1973.
20. S. V. Sukhov and K. V. Krutitsky, *Phys. Rev. B* **65**, 115407 (2002).
21. G. P. M. Poppe, C. M. J. Wijers, and A. Silfhout, *Phys. Rev. B* **44**, 7917, (1991).
22. C. M. J. Wijers and G. P. M. Poppe, *Phys. Rev. B* **46**, 7605 (1992).
23. С. Г. Моисеев, Е. А. Пашина, С. В. Сухов, *Квантовая электроника* **37**, 446 (2007).
24. G. W. Milton, *The Theory of Composites*, Cambridge University Press, Cambridge, 2004.
25. О. А. Займидорога, В. Н. Самойлов, И. Е. Проценко, *Физика элементарных частиц и атомного ядра* **33**, 101 (2002).
26. G. B. Arfken and H. J. Weber, *Mathematical Methods for Physicists*, Academic Press, New York, 1995.
27. COMSOL Multiphysics 3.4, COMSOL AB, Stockholm, Sweden, <http://www.comsol.com/products/multiphysics/>