

Эффект абсолютной прозрачности упорядоченного нанокompозита

А. С. Шалин¹⁾

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

Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 18 мая 2009 г.

После переработки 6 июля 2009 г.

Исследовано отражение и пропускание света упорядоченным агрегатом, состоящим из сферических наночастиц. Показано, что при определенных параметрах структуры и длине волны падающего излучения рассеяние света частицами подавляется, и рассматриваемый материал становится абсолютно прозрачным.

PACS: 42.25.Bs, 42.25.Dd, 78.20.-e, 78.66.Sq, 78.67.Bf, 78.67.Pt

Введение. Большое внимание привлекает в последнее время исследование оптических свойств искусственных материалов, состоящих из различного рода наноразмерных объектов, внедренных в некую среду-матрицу, и получивших в литературе название “метаматериалы” [1–4]. Указанный интерес вызван возможностью достижения ряда необычных эффектов, обусловленных композиционной структурой среды, а также спецификой рассеяния света наночастицами. Действительно, за счет варьирования материальных и геометрических параметров системы достигается, например, возможность получения сред с гигантским, сверхмалым либо отрицательным показателем преломления [1, 5, 6], а также показателем преломления, реальная часть которого близка к единице [7].

Отдельно следует выделить направление, посвященное уменьшению видимости материала либо предмета, покрытого данным материалом. К примеру, в работе [8] обнаружено и исследовано явление туннелирования света сквозь микропоры в металлической пленке, повышающее ее прозрачность. Метод, предложенный в работе [9], позволяет полностью погасить дипольное излучение от сферического или цилиндрического тела путем покрытия его специальным материалом, что, по сути, делает его невидимым. Это связано с уменьшением эффективного сечения рассеяния объекта и, как следствие, – огибанием его электромагнитной волной. Подобный эффект, однако, оказалось возможным получить лишь для объектов с размерами порядка или меньше половины длины волны падающего излучения. Более того, необходимым условием реализации эффекта

явилось малое (близкое к нулю либо отрицательное) значение реальной части диэлектрической проницаемости материала покрытия, что реализуется в некоторых металлах для частот, близких к плазменной [10, 11], либо в искусственных, упомянутых нами ранее гетерогенных средах. Это, в свою очередь, является весьма существенным ограничением, поскольку металлическое покрытие вносит в систему значительное поглощение, а создание метаматериальной пленки затруднительно, поскольку размеры нановключений сопоставимы либо превышают толщину последней. Данная идея получила дальнейшее развитие в работе [12], где предложена принципиальная схема покрытия, позволяющего сделать “невидимым” на некоторых длинах волн макроскопическое тело, размером несколько микрометров. Эффект достигается благодаря созданию градиента диэлектрической проницаемости внутри покрытия, в результате чего лучи света огибают объект, распространяясь вдоль покрытия.

Для компенсации поглощения, вносимого в систему металлическими включениями, в ряде работ предлагается использовать активную среду-матрицу [13]. Следует, однако, отметить, что расчетные значения коэффициента усиления, необходимые для этого, являются весьма большими и превышают практически достижимые.

В данной работе предлагается подход, позволяющий подавить рассеяние света наночастицей, делая ее “незаметной” для электромагнитной волны. При этом используется не материальная, а структурная манипуляция оптическими свойствами агрегата, обусловленная изменением эффективных характеристик (поляризуемости, показателя преломления, сечения рассеяния и пр.) наночастиц под воздей-

¹⁾e-mail: shalin_a@rambler.ru

ствием сложного поля, имеющего место внутри ансамбля и определяемого пространственной структурой последнего. Физический смысл указанных величин рассматривался, например, в [14, 15] и может быть определен следующим образом: эффективная характеристика – величина, позволяющая оперировать внешним (падающим на композит) полем вместо векторной суммы всех полей, падающих на каждую частицу с учетом многократного рассеяния. Путем несложных преобразований в выражения для данных характеристик вносятся все структурные параметры агрегата, соответствующие рассеянным наночастицам полям; к примеру, эффективная поляризуемость нанокластера $\hat{\alpha}_{p\text{ eff}}$ получена следующим образом [14]:

$$\mathbf{d}_p = \alpha_p \mathbf{E}_{\text{eff}} = \hat{\alpha}_{p\text{ eff}} \mathbf{E}_I,$$

где \mathbf{d}_p – дипольный момент нанокластера, α_p – поляризуемость нанокластера, определяемая веществом, из которого он состоит (поляризуемость изолированной частицы), \mathbf{E}_{eff} – эффективное поле, падающее на частицу (сумма полей), \mathbf{E}_I – внешнее поле. Таким образом, эффективная характеристика показывает, как частица взаимодействует с внешним полем ввиду наличия полей, рассеянных прочими элементами композита (например, атомами среды-матрицы либо остальными наночастицами). Другими словами, кластер из материала с показателем преломления n взаимодействует с внешней волной так, как если бы он имел показатель преломления n_{eff} . В частности, в работе [15] показано, что эффективный коэффициент поглощения золотых наночастиц в упорядоченном ансамбле принимает под воздействием поляризирующего влияния соседних частиц значения, много меньшие соответствующих характеристик изолированного нанокластера.

Подчеркнем, что изменения оптических постоянных материала наночастиц не происходит, поскольку все рассматриваемые эффекты являются линейными.

Таким образом, как будет показано далее, определенным образом упорядоченные в пространстве кластеры могут образовывать абсолютно прозрачный на некоторых длинах волн агрегат, подавляя светорассеяние друг друга. При этом необходимость дополнительно наносить на них какое-либо покрытие, как это делалось в [9], отсутствует.

Полученные результаты подтверждаются точным численным решением уравнений Максвелла методом конечных элементов, широко используемым для моделирования оптических свойств наноструктурных систем [1, 8, 9, 12–16].

Основные уравнения. Рассмотрим представленный на рис.1 наноагрегат, состоящий из конечного числа слоев упорядоченно расположенных на-

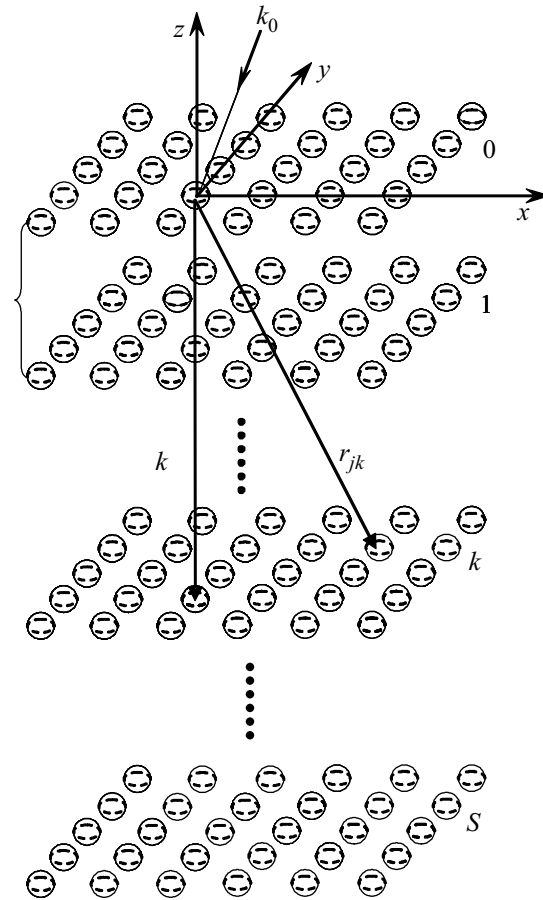


Рис.1. Геометрия системы. Композит представлен в виде $S + 1$ слоев (решетка здесь и далее выбрана прямоугольной), расстояние между которыми равно Δ

наночастиц, в поле внешней плоской волны $\mathbf{E}_I = \mathbf{E}_{0I} \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - i\omega t)$. В общем виде отраженное и прошедшее через композит поля можно представить в виде векторной суммы \mathbf{E}_I и рассеянных нанокластерами полей $\mathbf{E}_{i\eta sca}$ (индексы η и i указывают на номер слоя и номер рассматриваемой частицы в нем, соответственно), волновая структура которых, в свою очередь, определяется материалом, формой, размером и пр. частиц, а также падающим на них локальным полем, учитывающим взаимодействие всех элементов композита. Для расчета указанных локальных полей существует большое количество методов [17, 18], различающихся сложностью, областью применимости и т.д. В частности, в ряде предыдущих работ предложен аналитический подход, обладающий, наряду с достаточной простотой, а также возможностью получить результат в аналитическом

виде (что особенно важно для обратных оптических задач), высокой точностью относительно численного решения ab initio [14, 15]. В рамках данного метода выражение для эффективного оптического поля, падающего на нулевую частицу η -го слоя (центр частицы имеет координаты $\eta\Delta$, $\Delta = (0, 0, -\Delta)$ (см. рис.1)), примет следующий вид [15]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{0\eta \text{ eff}} &= \frac{1}{1 - \alpha_p \hat{A}_{p\eta}} \times \\ &\times \left\{ \mathbf{E}_I(0) \exp(i\mathbf{k}_0(\eta\Delta)) + \right. \\ &\left. + \sum_{\substack{k=0, \\ k \neq \eta}}^S \alpha_p \mathbf{E}_{0k \text{ eff}} \hat{C}_p^\pm((\eta - k)\Delta) \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

а поле, падающее на остальные частицы слоя, может быть определено, исходя из принципа параллельной трансляционной симметрии [4, 14, 15, 19]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{j\eta \text{ eff}} &= \mathbf{E}_{i\eta \text{ eff}} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)] = \\ &= \mathbf{E}_{0\eta \text{ eff}} \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r}_j], \end{aligned}$$

где \mathbf{r}_j , \mathbf{r}_i – радиус-векторы центров j -й и i -й наночастицы, соответственно, а вектор \mathbf{q} имеет компоненты $(q_x, q_y, 0)$, где $q_x = -k_0 \sin\theta_I \cos\phi$, $q_y = -k_0 \sin\theta_I \sin\phi$, $k_0 = |\mathbf{k}_0|$ – волновое число, θ_I – угол падения, ϕ – угол между координатной осью x и плоскостью падения.

При этом использованы следующие обозначения: $\hat{A}_{p\eta}$ – решеточная сумма, описывающая поле, создаваемое нанокластерами η -го слоя в центре принадлежащей ему частицы, $\hat{C}_p^\pm((\eta - k)\Delta)$ – решеточная сумма, описывающая поле, создаваемое k -м слоем в центре i -й частицы η -го слоя. При этом \hat{C}_p^+ имеет место при $k > \eta$ (поле излучается в положительном направлении оси z , $((\eta - k)\Delta)$ – положительный вектор), а \hat{C}_p^- – при $k < \eta$ (поле излучается в отрицательном направлении оси z , $((\eta - k)\Delta)$ – отрицательный вектор). Поляризуемость наночастиц α_p определим, в рамках данной работы, по следующей известной формуле для малой сферы с заданной локальной диэлектрической проницаемостью [14, 17, 20]:

$$\alpha_p = a^3 \frac{\bar{\epsilon} - 1}{\bar{\epsilon} + 2},$$

где a – радиус, а $\bar{\epsilon}$ – диэлектрическая проницаемость частицы. Подчеркнем, что данное выражение является частным случаем формулы для поляризуемости эллипсоида [17, 18] в электростатическом приближении.

Следует отметить, что прямое суммирование полей, рассеянных наночастицами, представляет собой практически невыполнимую задачу ввиду наличия дипольных членов, обратно пропорциональных

первой степени расстояния до точки наблюдения и, следовательно, существенных на расстоянии, много большем периода решетки. Тем не менее, поскольку распределение наночастиц в данном случае является строго регулярным, можно использовать переход к обратной решетке, предложенный Эвальдом для расчета сумм по атомам в кристаллах [21, 22], в рамках которого соответствующие решеточные суммы являются быстро сходящимися. С деталями указанного метода, а также результатами апробации можно ознакомиться, например, в работах [4, 14, 15, 21, 22]; здесь приведем лишь конечные выражения:

$$\hat{A}_{p\eta} = \hat{l}(\mathbf{k}_0) \mathbf{n}_0 \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r}_j], \quad (2)$$

где тензор \hat{l} является симметричным с компонентами l_{xz} , l_{yz} , l_{zx} , l_{zy} , равными нулю и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} l^{\mu\nu}(\mathbf{k}_0) &= c^{\mu\nu} + \left[\frac{2}{3} i k_0^3 \text{Erfc} \left(\frac{-i k_0}{2F} \right) + \right. \\ &\left. + \frac{4F}{3\sqrt{\pi}} (k_0^2 - F^2) \exp \left(\frac{k_0^2}{4F^2} \right) - \frac{2}{3} i k_0^3 \right] \delta^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь содержится дополнительный интеграл вероятностей (Erfc), который быстро стремится к нулю при больших значениях аргумента,

$$\begin{aligned} c^{\mu\nu} &= \frac{i\pi}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|} \times \\ &\times \sum_{p,q} \left[\frac{k_0^2 \delta^{\mu\nu} - k_{pq\nu} k_{pq\mu}}{k_{pq}} \Delta_{pq} (1 + \tau) + \eta \Sigma_{pq} \right] + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{n,m} \frac{\exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{a}_{nm})}{a_{nm}^3} \left\{ \Gamma_{nm}^{(1)} \left[\delta^{\mu\nu} \Gamma_{nm}^{(2)} + \mathbf{a}_{nm}^\mu \mathbf{a}_{nm}^\nu \Gamma_{nm}^{(3)} \right] + \right. \\ &\left. + \Gamma_{nm}^{(4)} \left[-\delta^{\mu\nu} a_{nm} + \mathbf{a}_{nm}^\mu \mathbf{a}_{nm}^\nu \Gamma_{nm}^{(5)} \right] + \text{c.c.} \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mu, \nu = x, y, z$, $\mathbf{a}_{nm} = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2$, $a_{nm} = |\mathbf{a}_{nm}|$, n, m – целые числа,

$$\begin{aligned} \Delta_{pq} &= \text{Erfc} \left(-\frac{i k_{pq}}{2F} \right), \quad \Sigma_{pq} = \frac{i4F}{\sqrt{\pi}} \exp \left(\frac{k_{pq}^2}{4F^2} \right), \\ \eta &= \delta^{\mu z} \delta^{\nu z}, \quad \tau = (-1)^{\delta^{\mu z}} (-1)^{\delta^{\nu z}}, \\ \Gamma_{nm}^{(1)} &= \exp(-i k_0 a_{nm}) \text{Erfc} \left(a_{nm} F - \frac{i k_0}{2F} \right), \\ \Gamma_{nm}^{(2)} &= -1 - i k_0 a_{nm} + k_0^2 a_{nm}^2, \\ \Gamma_{nm}^{(3)} &= -k_0^2 + \frac{3i k_0}{a_{nm}} + \frac{3}{a_{nm}^2}, \\ \Gamma_{nm}^{(4)} &= \frac{2F}{\sqrt{\pi}} \exp \left(-F^2 a_{nm}^2 + \frac{k_0^2}{4F^2} \right), \\ \Gamma_{nm}^{(5)} &= \frac{3}{a_{nm}} + 2F^2 a_{nm}, \quad F = \sqrt{\pi / |\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|}. \end{aligned} \quad (5)$$

В свою очередь, суммы, описывающие поле, излучаемое слоем наночастиц вовне, имеют вид

$$\hat{C}_p((\eta - k)\Delta) = \sum_{p,q=-\infty}^{\infty} \mathbf{A}_{pq}((\eta - k)\Delta) \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r}_j], \quad (6)$$

$$\mathbf{A}_{pq}((\eta - k)\Delta) = -\frac{2\pi i}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|} [\mathbf{k}_{pq} \times (\mathbf{k}_{pq} \times \mathbf{n}_0)] \times \frac{\exp[i(\mathbf{k}_{pq} - \mathbf{q})((\eta - k)\Delta)]}{\kappa_{pq}}, \quad (7)$$

где $\mathbf{n}_0 = \mathbf{E}_{0I}/|\mathbf{E}_{0I}|$, а также введены обозначения:

$$\mathbf{k}_{pq} = \begin{cases} (\mathbf{q} + \mathbf{g}_{pq}^{\parallel}, \kappa_{pq}), & z > 0 \\ (\mathbf{q} + \mathbf{g}_{pq}^{\parallel}, -\kappa_{pq}), & z < 0 \end{cases}, \quad (8)$$

$$\kappa_{pq} = \sqrt{k_0^2 - (\mathbf{q} + \mathbf{g}_{pq}^{\parallel})^2}, \quad \mathbf{g}_{pq}^{\parallel} = p\mathbf{g}_1 + q\mathbf{g}_2.$$

Векторы обратной решетки:

$$\mathbf{g}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{n}}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|}, \quad \mathbf{g}_2 = 2\pi \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{a}_1}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|}, \quad (9)$$

где $\mathbf{a}_1 = (\alpha, 0, 0)$, $\mathbf{a}_2 = (\beta, \gamma, 0)$ – векторы трансляции прямой решетки, выбранные из соображения минимальности их длины, а вектор $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ перпендикулярен поверхности монослоя.

Выражения (6), (7) представляют собой разложение поля, создаваемого монослоем наночастиц, на плоскую гармоническую волну ($p = q = 0$) и ряд экспоненциально затухающих эванесцентных волн, имеющих место при $|\mathbf{q} + \mathbf{g}_{pq}^{\parallel}| > k_0$, когда κ_{pq} являются мнимыми.

Таким образом, решая систему из $S+1$ уравнений типа (1), получим эффективные поля, воздействующие на каждую наночастицу агрегата, а отраженная и прошедшая волны запишутся в следующем очевидном виде:

$$\mathbf{E}_{\text{refl}}(\mathbf{R}_1) = \alpha_p \sum_{k=0}^S \hat{C}_p^+(\mathbf{R}_1 - k\Delta) \mathbf{E}_{0k \text{ eff}},$$

$$\mathbf{E}_{\text{tran}}(\mathbf{R}_2) = \mathbf{E}_I(0) \exp[i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_2] + \alpha_p \sum_{k=0}^S \hat{C}_p^-(\mathbf{R}_2 - k\Delta) \mathbf{E}_{0k \text{ eff}}, \quad (10)$$

где $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2$ – радиус-векторы точек наблюдения.

Численное моделирование. Обсуждение результатов. В целях упрощения будем считать окружающую частицы среду вакуумом ($n_1 = 1$), а сами

частицы – одинаковыми. При этом геометрические параметры структуры (размер кластеров, межчастичное и межслойное расстояния) выберем такими, чтобы рассматриваемый наноагрегат не являлся в видимом диапазоне фотонным кристаллом, то есть – не обладал запрещенной зоной для фотонов с соответствующей энергией. Фактически, для этого необходимо лишь взять их много меньшими длины волны падающего излучения, что предотвратит конструктивную интерференцию волн, рассеянных соседними слоями в направлении отражения [23, 24 и ссылки там].

На рис.2 показаны дисперсионные зависимости отражающей и пропускающей способностей подоб-

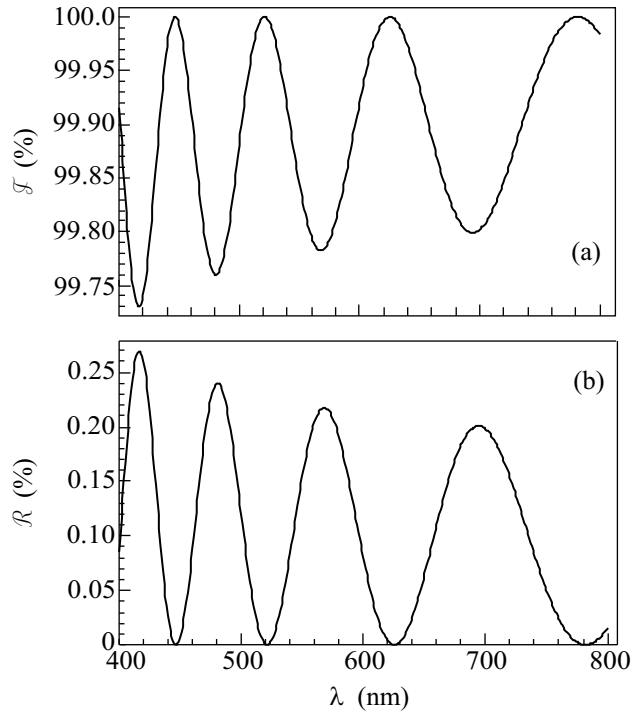


Рис.2. Пропускающая (а) и отражающая (б) способности композита, состоящего из 20 одинаковых монослоев наночастиц, обладающих следующими параметрами: $a = 15$ нм, $n = 1.5$, $|\mathbf{a}_{1,2}| = 3a$; межслойное расстояние $\Delta = 5a$, внешняя волна падает на структуру нормально

ного агрегата. Пик отражения, обусловленный запрещенной зоной фотонного кристалла, как и следовало ожидать, в данном случае отсутствует, и ансамбль, ввиду своей разреженности, обладает достаточно сильным пропусканием практически во всем видимом диапазоне. Наибольший интерес при этом вызывает наличие в спектре рассматриваемого композита ряда длин волн (447, 521, 625 и 782 нм), на которых он является абсолютно прозрачным. Дей-

ствительно, произведенный расчет показывает, что значение \mathfrak{F} в пиках пропускания равно 100% ($\mathfrak{R} = 0\%$, соответственно) с точностью до $10^{-4}\%$, что является недостижимым для макроскопических однородных сред, а также для существующих в настоящее время метаматериалов. Подчеркнем, что положение максимумов по шкале длин волн можно изменять, варьируя, например, параметры решетки слоев либо показатель преломления частиц. На рис.3 полученные результаты верифицированы точ-

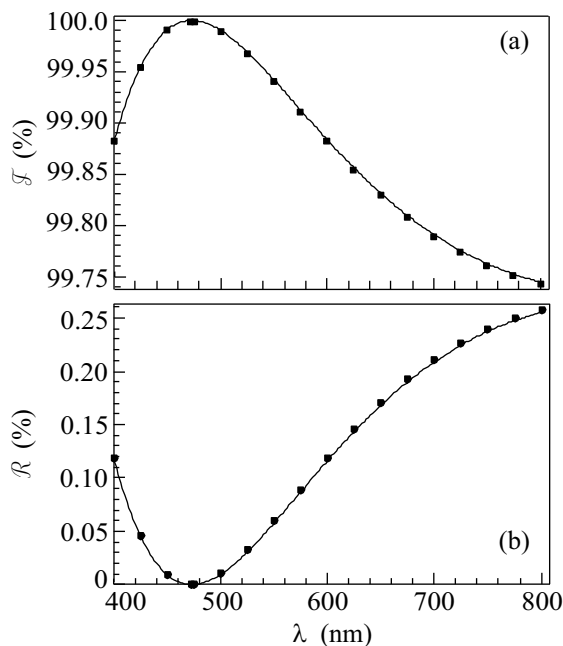


Рис.3. Пропускающая (а) и отражающая (б) способности трехслойного композита. Значения физических величин: $a = 15$ нм, $n = 2.5$, $|\mathbf{a}_{1,2}| = 4a$; межслойное расстояние $\Delta = 5a$. Точками показаны результаты численного решения методом конечных элементов, сплошной линией – расчет в рамках предлагаемого метода

ным численным решением уравнений Максвелла методом конечных элементов, реализованным в программном продукте COMSOL Multiphysics [12, 25]. При этом количество слоев намеренно уменьшено, поскольку увеличение области дискретизации в рамках указанного метода приводит либо к потере точности, либо к существенному росту числа решаемых уравнений (определяемому количеством узлов разбиения), что, в свою очередь, требует огромных затрат компьютерного времени. Как и отмечалось нами ранее, расхождение численного и аналитического методов незначительно и не отражается на величине и спектральном положении максимума пропускающей способности ($\lambda = 472$ нм), значение которой в рамках обоих методов равно $(100 \pm 10^{-4})\%$. Таким

образом, в упорядоченном нанокompозите реализуется эффект абсолютной прозрачности, проявляющийся в уменьшении “заметности” наночастиц для электромагнитной волны. Данное утверждение проиллюстрировано на рис.4, где показано распределение моду-

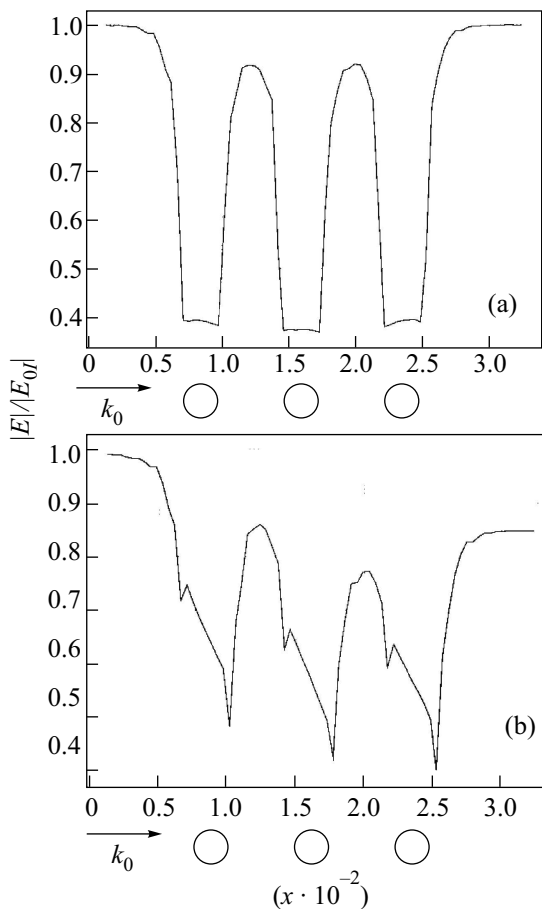


Рис.4. Распределение модуля напряженности электрического поля вдоль оси z , проходящей через центры частиц. Параметры агрегата: (а) те же, что на рис.3; (б) по отношению к (а) изменен показатель преломления частиц: $n = 1.31 + 1.85i$ (золото [11]). Межслойное расстояние в обоих случаях $\Delta = 5a$, количество слоев равно трем, длина волны $\lambda = 472$ нм соответствует пику пропускания на рис.3

ля напряженности электрического поля вдоль линии, направленной по оси z и проходящей через центры частиц для двух случаев: а) параметры структуры соответствуют условиям, необходимым для абсолютного пропускания; б) не соответствуют. Очевидно, что в первом случае наночастицы слабо влияют на распределение поля вокруг себя, в результате чего на границе кластера происходит скачок модуля напряженности, как при взаимодействии света с плоской границей раздела.

Как следует из рис. 2 и 3, а также формул (1), (10), количество пиков пропускания напрямую зависит от количества слоев в композите и межслойного расстояния. Это также очевидно, исходя из соображения, что условие интерференционного максимума на разных длинах волн выполняется для слоев, удаленных друг от друга на различное расстояние. Отметим, что подобный эффект наблюдался также в “инвертированной”, по отношению к рассматриваемой, среде авторами работы [8], где на основе метода конечных элементов исследовалось пропускание света проводящей пленкой с наноразмерными полостями внутри. При этом рост числа слоев с полостями также приводил к увеличению количества пиков пропускания. В то же время, использование проводящих наносфер для построения абсолютно пропускающего наноагрегата представляется на данном этапе возможным лишь при использовании активной среды-матрицы, ввиду наличия в системе поглощения. В качестве примера на рис. 5 представлены зависимости отража-

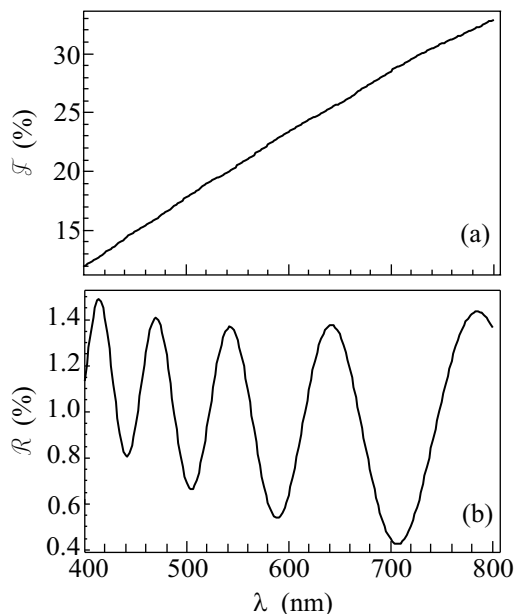


Рис. 5. Пропускающая (а) и отражающая (б) способности поглощающего композита. Параметры структуры те же, что на рис. 2, за исключением показателя преломления наночастиц, $n = 1.5 + 3i$

ющей и пропускающей способностей многослойного нанокомпозита из проводящих сфер, показано, что интерференционные пики пропускания в данном случае отсутствуют.

Таким образом, в данной работе исследованы оптические свойства упорядоченных наноагрегатов, показано, что в спектре подобных структур присутствуют области абсолютной прозрачности, в кото-

рых пропускающая способность композита достигает 100%. Положение пиков пропускания по шкале длин волн, а также их количество возможно изменять за счет варьирования параметров структуры, достигая указанного эффекта практически на любой частоте, принадлежащей видимому диапазону. Полученные результаты верифицированы сравнением с точным электродинамическим решением.

Обнаруженное явление беспрепятственного прохождения света заданной длины волны через ансамбль наночастиц может быть использовано, например, для разработки и конструирования композитных материалов пониженной видимости, светофильтров, просветляющих либо камуфлирующих покрытий и пр.

1. V. M. Shalaev, C. Wenshan, U. K. Chettiar et al., *Opt. Lett.* **30**, 3356 (2005).
2. D. R. Smith and J. B. Pendry, *J. Opt. Soc. Amer. B* **23**, 391 (2006).
3. V. M. Agranovich, Y. R. Shen, R. H. Baughman et al., *Phys. Rev. B* **69**, 165112 (2004).
4. О. Н. Гадомский, А. С. Шалин, *ЖЭТФ* **132**, 870 (2007).
5. A. N. Grigorenko, A. K. Geim, H. F. Gleeson et al., *Nature* **438**, 335 (2005).
6. S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 137404 (2005).
7. J.-Q. Xi, Kim Jong Kyu, E. F. Schubert et al., *Opt. Lett.* **31**, 601 (2006).
8. F. J. Garcia de Abajo, G. Gomez-Santos, L. A. Blanco et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 067403 (2005).
9. A. Alu and N. Engheta, *Phys. Rev. E* **72**, 016623 (2005).
10. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, New York: Academic Press, 1985.
11. P. B. Johnson and R. W. Christy, *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972).
12. W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, *Nature Photonics* **1**, 224 (2007).
13. С. Г. Моисеев, Е. А. Пашина, С. В. Сухов, *Квантовая электроника* **37**, 446 (2007).
14. А. С. Шалин, С. Г. Моисеев, *Оптика и спектроскопия* **106**, 1029 (2009).
15. А. С. Шалин, *Радиотехника и электроника* **54**, 733 (2009).
16. G. B. Arfken and H. J. Weber, *Mathematical Methods for Physicists*, Academic Press, New York, 1995.
17. M. I. Mishchenko, L. D. Travis, and A. A. Lacis, *Scattering, absorption and emission of light by small particles*, Cambridge university press, 2002.
18. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*, М.: Мир, 1986.

19. М. Борн, Х. Кунь, *Динамическая теория кристаллических решеток*, М.: ИЛ, 1958.
20. Н. Г. Хлебцов, *Квантовая электроника* **38**, 504 (2008).
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. A. Moroz, *Phys. Rev. B* **66**, 115109 (2002).
24. V. Poborchii, T. Tada, T. Kanayama et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, No 4, 508 (2003).
25. COMSOL Multiphysics 3.4, COMSOL AB, Stockholm, Sweden,
<http://www.comsol.com/products/multiphysics/>