

07;11;12

Высокоэффективные просветляющие наноструктурные оптические покрытия для солнечных элементов

© О.Н. Гадомский,¹ К.К. Алтунин,² Н.М. Ушаков,³ И.Д. Кособудский,³ В.Я. Подвигалкин,³ Д.М. Кульбацкий³¹ Ульяновский государственный университет,
432000 Ульяновск, Россия

e-mail: gadomsky@mail.ru

² Ульяновский государственный педагогический университет им. И.Н. Ульянова,
432700 Ульяновск, Россия

e-mail: teleportation@yandex.ru

³ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
410019 Саратов, Россия

e-mail: ntm@bk.ru

(Поступило в Редакцию 16 июня 2009 г. В окончательной редакции 1 декабря 2009 г.)

Исследованы возможности композитных пленок (РММА) с нанокластерами серебра в качестве высокоэффективных просветляющих наноструктурных оптических покрытий для кремниевых солнечных элементов в диапазоне длин волн от 400 до 1100 nm.

Введение

Интерференционные оптические покрытия [1] не могут обеспечить высокой эффективности солнечных панелей. Так, в работе [2] было проведено исследование свойств интерференционных оптических покрытий на основе алмазоподобных углеродных пленок для солнечных элементов на основе кремния. Было получено высокое (до 90% вблизи 600 nm) пропускание света алмазоподобных пленок, осажденных из газовых смесей с различным содержанием азота, что привело к увеличению фототока в кремнии приблизительно на 28% по сравнению с фототоком в кремнии без просветляющего покрытия. Тем не менее алмазоподобные пленки обладают высоким поглощением, поэтому применение многослойных интерференционных покрытий не может обеспечить значительного увеличения фототока в кремнии.

Представляет значительный интерес разработка таких оптических покрытий, которые обеспечивали бы 100%-ное пропускание света в диапазоне от 400 до 1100 nm и обладали малым поглощением. Верхняя граница чувствительности солнечного элемента равна $\lambda_{\max} = 1110$ nm, что соответствует ширине запрещенной зоны кремния при комнатной температуре, нижний предел равен $\lambda_{\min} = 400$ nm, поскольку при $\lambda < 400$ nm эффективность фотообразования в кремнии резко уменьшается. Такие оптические покрытия могут обеспечить увеличение фототока в кремнии приблизительно на 60% по сравнению с фототоком в кремнии без просветляющего покрытия. В настоящей статье, после рассмотрения композитной пленки как метаструктурной системы, будет показано, что необходимыми свойствами оптического просветления поверхности кремния обладают наноструктурные покрытия, принцип просветления которых основан не на интерференции полей, отраженных от

границ пленки, а на природе взаимодействия наночастиц в пленке между собой и с внешним излучением. Будет показано также, что коэффициент полезного действия солнечных элементов с помощью наноструктурных просветляющих покрытий может быть увеличен на 90%.

Природа взаимодействия оптического излучения с наноструктурными системами обусловлена индуцированием локальных дипольных моментов валентных электронов в сферических частицах, которые определяются соответствующими эффективными поляризуемостями. При этом локальные электрические поля в наноструктурных системах значительно (приблизительно в 100 раз) превосходят внешнее электрическое поле.

Как было показано в [3], это свойство наноструктурных систем проявляется в экспериментах оптической ближнепольной микроскопии, где зонд и образец можно аппроксимировать сферическими наночастицами. В системе из двух сферических наночастиц образуются оптические размерные резонансы, значения частоты которых сильно отличаются от собственных значений частоты в спектре изолированных сфер.

Природа взаимодействия внешнего оптического излучения с бисферами может быть обнаружена в макросистемах. Так, в работе [4] было показано, что полубесконечная оптическая среда из бисфер представляет собой метаструктурную систему, которая приобретает принципиально новые оптические свойства по сравнению с оптическими свойствами массивного материала, из которого изготовлены бисферы. Оптическая среда из бисфер, как было показано в [4], при определенных условиях превращается в идеальное зеркало, а при других условиях — в абсолютно прозрачное тело. Важным свойством этого эффекта является то, что подавление отражательной способности такой метаструктурной системы происходит в широком диапазоне длин волн,

например, от 400 до 800 nm, т.е. во всем видимом диапазоне длин волн.

Как было показано в [5], эффект оптического просветления обнаруживается и в тех случаях, когда монослой из сферических наночастиц располагается на поверхности поглощающей или непоглощающей среды. На основе этого эффекта может быть предложен способ конструирования просветляющих наноструктурных оптических покрытий.

В настоящей статье эффект оптического просветления будет рассмотрен в нанокompозитной пленке на поверхности подложки. Будет показано, что идеальное оптическое просветление достигается при малых значениях эффективного показателя преломления композитной пленки.

1. Радиационная модель сферического металлического кластера

Оптические свойства изолированного сферического металлического кластера рассмотрим, вводя эффективную поляризуемость валентных электронов. В результате сечение рассеяния света изолированного сферического металлического кластера радиуса a определим по формуле

$$\sigma_{\text{sca}}(\omega) = \frac{4\pi(8/3)\Omega^2/k_0^4 a^6}{(\omega_0 - \omega - \Omega \operatorname{Re} a_T)^2 + \left(\frac{1}{T_2'} + \Omega \operatorname{Im} a_T\right)^2}, \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$, ω — частота внешнего оптического излучения, c — скорость света в вакууме, ω_0 — собственная частота металлического кластера, $(T_2')^{-1}$ — полуширина резонанса, $\Omega = 8\pi|\mathbf{d}_0|^2 N/(3\hbar)$, $|\mathbf{d}_0|$ — эффективный дипольный момент сферического металлического кластера, N — концентрация валентных электронов в кластере. Геометрический фактор a_T учитывает поляризующее влияние валентных электронов в металлическом кластере и имеет вид

$$a_T = 1 - \exp(ik_0 a) \cos(n_A k_0 a) - \exp(ik_0 a) \frac{\sin(n_A k_0 a)}{n_A k_0 a} (1 + ik_0 a), \quad (2)$$

в котором показатель преломления кластера

$$n_A = \sqrt{\frac{1 + \frac{2}{3\epsilon_0} N\alpha}{1 - \frac{1}{3\epsilon_0} N\alpha}}, \quad (3)$$

квантовая поляризуемость валентных электронов

$$\alpha = \frac{8\pi|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega_0 - \omega - i(T_2')^{-1}}, \quad (4)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

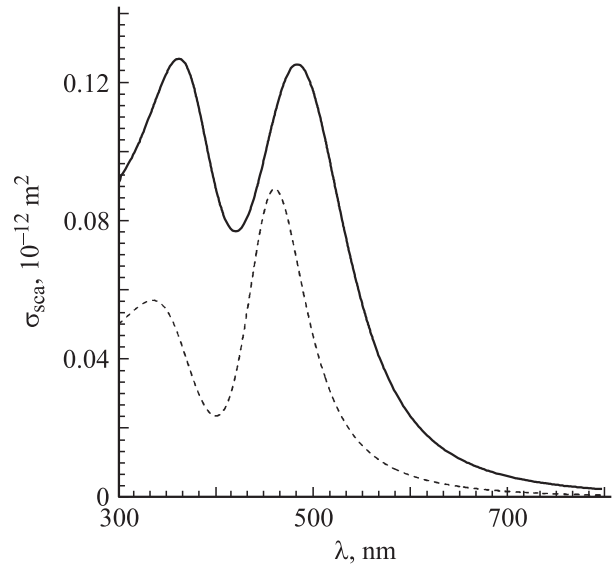


Рис. 1. Сечение рассеяния света изолированной сферой серебра в вакууме. Сплошная кривая — зависимость для сферы радиусом $a = 80 \cdot 10^{-9}$ м, частотой квантового перехода $\omega_0 = 0.503 \cdot 10^{16}$ с $^{-1}$, дипольным моментом перехода $|\mathbf{d}_0| = 4.133 \cdot 10^{-30}$ С · м, $(T_2')^{-1} = 0.571 \cdot 10^{15}$ с $^{-1}$, пунктир — для сферы $a = 70 \cdot 10^{-9}$ м, $\omega_0 = 0.5205 \cdot 10^{16}$ с $^{-1}$, $|\mathbf{d}_0| = 4.067 \cdot 10^{-30}$ С · м, $(T_2') = 0.410 \cdot 10^{15}$ с $^{-1}$ и концентрацией валентных электронов $N = 5.8 \cdot 10^{28}$ м $^{-3}$.

При малых радиусах частиц ($k_0 a \ll 1$) фактор

$$a_T \approx -1 - ik_0 a. \quad (5)$$

Вывод формулы (2) базируется на методе [3], основанном на уравнениях для полевых и атомных переменных для решения граничной задачи „сфера в вакууме“. В электростатическом приближении ($c \rightarrow \infty$) фактор $a_T = -1$, что соответствует деполаризующему фактору для сферы [7]. Если подставить именно это значение фактора a_T в формулу (1), то получим явное противоречие с наблюдаемыми зависимостями рис. 1.

При увеличении частоты внешнего излучения сечение рассеяния будет стремиться к бесконечности (ультрафиолетовая расходимость), поэтому в радиационной модели кластера необходимо применять выражение для фактора a_T в виде (2).

В экспериментальной работе [6] измерялось смещение максимумов рассеяния света изолированной сферой серебра в вакууме. Сравнение формулы (1) с экспериментальными данными работы [6] позволяет определить параметры ω_0 , $|\mathbf{d}_0|$ и $(T_2')^{-1}$.

Алгоритм вычисления параметров ω_0 , $|\mathbf{d}_0|$ и $(T_2')^{-1}$ включает в себя следующие стадии. На первой стадии на основе экспериментальных данных для оптических постоянных массивного вещества, из которого изготовлены сферические кластеры, определяется его диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$. Так, для серебра на

основе данных [8] получим

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\delta\omega),$$

где $\hbar\omega_p = 9.6 \text{ eV}$, $\hbar\delta = 0.0544 \text{ eV}$, $\varepsilon_\infty = 5.266$. Для золота $\hbar\omega_p = 8.9488 \text{ eV}$, $\hbar\delta = 0.06909 \text{ eV}$, $\varepsilon_\infty = 9.5$. На второй стадии на основе теории Ми строятся зависимости $\sigma_{\text{sca}}(\lambda)$ для определенного радиуса сферы, с учетом, например, первых двух парциальных волн ($l = 1, 2$). На третьей стадии с учетом данных теории Ми и экспериментальных данных по сечению рассеяния света изолированной сферой путем варьирования параметров ω_0 , $|\mathbf{d}_0|$, $(T_2')^{-1}$ в формуле (1) определяются их численные значения.

Из сравнения результатов численных расчетов по формуле (1), приведенных на рис. 1, с экспериментальными данными работы [6] получены приближенные формулы для кластеров серебра

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= \frac{2\pi c}{\omega_0} = 2.69 \cdot 10^{-9} + 4.41a - 84.52a^2 \\ &\quad + 5.67 \cdot 10^4 a^3 + 5.49 \frac{a_0}{a}, \\ \frac{|\mathbf{d}_0|}{ea_0} &= 4011 + \frac{5.6(a/a_0) - 5444}{|(a/a_0) - 9.73|^{0.76}}, \\ \gamma &= \frac{1}{T_2'} = \frac{2|\mathbf{d}_0|^2 \omega_0^2}{3\hbar c^3} \frac{4}{3} \pi a^3 N, \end{aligned} \quad (6)$$

поскольку полуширина резонанса нанокластера серебра равна сумме полуширин резонансов валентных электронов, составляющих нанокластер. В формулах (6) введены обозначения: $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ — модуль заряда электрона, $a_0 = 0.529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ — первый борковский радиус.

Значения ω_0 , $|\mathbf{d}_0|$, $(T_2')^{-1}$ приведены в таблице. На рис. 1 представлены зависимости сечения рассеяния (1) от длины волны излучения для различных

Параметры кластеров серебра

$a, \text{ nm}$	$\omega_0, 10^{16} \text{ s}^{-1}$	$\lambda_0, \text{ nm}$	$ \mathbf{d}_0 , 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{ m}$	$(T_2')^{-1}, 10^{14} \text{ s}^{-1}$
5	0.5434	346.6	2.611	0.000702
10	0.5643	333.8	2.633	0.006391
15	0.5590	337.0	2.657	0.02135
20	0.5507	342.0	2.684	0.04938
25	0.5436	346.5	2.714	0.09485
30	0.5384	349.8	2.749	0.1634
35	0.5351	352.1	2.790	0.2623
40	0.5331	353.4	2.843	0.4019
45	0.5320	354.1	2.917	0.5990
50	0.5313	354.5	3.068	0.9049
55	0.5304	355.2	3.850	1.887
60	0.5286	356.3	3.953	2.557
65	0.5255	358.4	4.016	3.298
70	0.5205	361.9	4.063	4.097
75	0.5131	367.1	4.101	4.918
80	0.5030	374.5	4.134	5.711

радиусов сферы, полученные в результате численного расчета по формуле (1) с использованием выражений для параметров (6).

2. Эффективный показатель преломления металл-композитной пленки

Предположим, что металлические сферические наночастицы равномерно распределены в полимерной пленке с показателем преломления n_m с не зависящей от координат концентрацией N'_0 , тогда фактор заполнения q_1 равен

$$q_1 = \frac{4}{3} \pi a^3 N'_0. \quad (7)$$

При этом усредненное по объему пленки значение концентрации N'_0 следует отличать от локального числа частиц в единице объема в окрестности отдельных частиц. В диэлектрической пленке, активированной наночастицами, наряду с внутренними поляризуемыми полями необходимо учитывать и внешние поляризуемые поля, образованные окружающими наночастицами и атомами (молекулами) диэлектрической пленки. Вектор поляризации такой композитной пленки имеет вид

$$\mathbf{P}_2 = (q_1 N \alpha_{\text{eff}} + N_m \alpha_m) \varepsilon_0 \mathbf{E} = \chi_2 \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (8)$$

зависящий от эффективной поляризуемости

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\alpha}{1 - \frac{1}{3\varepsilon_0} (a_T + A^\perp) (N\alpha - N_m \alpha_m)}, \quad (9)$$

где N_m — концентрация атомов (молекул) диэлектрической пленки полимерной матрицы, α_m — квантовая поляризуемость атомов (молекул) полимерной матрицы, \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля световой волны внутри композитной пленки. Причем выполняется соотношение Лорентц–Лоренца

$$\frac{1}{3\varepsilon_0} N_m \alpha_m = \frac{n_m^2 - 1}{n_m^2 + 2}. \quad (10)$$

Диагональный тензор A^\perp учитывает поляризуемые поля окружающих наночастиц. Для s -поляризованных волн, учитывая равномерное распределение наночастиц в пленке, получим

$$A^\perp = \frac{3\pi N'_0 A \beta}{k_0^3 n_A (n_A^2 - 1) \cos^2 \theta_1}, \quad (11)$$

где θ_1 — угол падения внешней оптической волны, β — структурный фактор, определяющий отличие локального поля от усредненного,

$$A = \cos(k_0 a) \sin(n_A k_0 a) - n_A \sin(k_0 a) \cos(n_A k_0 a). \quad (12)$$

Метод вычисления геометрических факторов (2), (9) представлен в работе [3]. Эффективный показатель

преломления пленки, активированной наночастицами, имеет вид:

$$(n_2 + i\kappa_2)^2 = \frac{1 + \frac{2}{3\epsilon_0} \chi_2}{1 - \frac{1}{3\epsilon_0} \chi_2}. \quad (13)$$

Из формулы (13) следует, что

$$2n_2\kappa_2 = \frac{\frac{1}{\epsilon_0} \operatorname{Im} \chi_2}{\left(1 - \frac{1}{3\epsilon_0} \operatorname{Re} \chi_2\right)^2 + \left(\frac{1}{3\epsilon_0} \operatorname{Im} \chi_2\right)^2}. \quad (14)$$

Таким образом, знак величин n_2 и κ_2 определяется знаком $\operatorname{Im} \alpha_{\text{эф}}$. Функция $\operatorname{Im} \alpha_{\text{эф}}$ обладает точкой перегиба, разделяющей ее положительные и отрицательные значения. При этом положение точки перегиба зависит от радиуса наночастиц. При увеличении радиуса наночастиц точка перегиба смещается в длинноволновую область оптического спектра. При малых радиусах наночастиц точка перегиба находится в ультрафиолетовой области, поэтому $\operatorname{Im} \alpha_{\text{эф}} > 0$ в видимой области спектра для частиц малого радиуса.

Предположим, что κ_2 является величиной неотрицательной, т. е.

$$\kappa_2 \geq 0. \quad (15)$$

Тогда в соответствии с равенством (14) получим, что в зависимости от знака $\operatorname{Im} \alpha_{\text{эф}}$ действительная часть эффективного показателя преломления n_2 пленки, активированной наночастицами, может принимать положительные или отрицательные значения, а также может обращаться в нуль, если $\operatorname{Im} \alpha_{\text{эф}} = 0$.

3. Оптические поля внутри и вне композитной пленки

Обозначим через E_0^\perp и R^\perp амплитуды падающей и отраженной в среде 1s-поляризованных волн. Поле в пленке складывается из преломленной волны на границе сред 1 и 2 (амплитуда E_0^\perp) и волны, отраженной от границы 2–3 (амплитуда E_2^\perp). Граничные условия на поверхностях пленки дают следующие уравнения [9]:

$$E_1^\perp = d_{12}^\perp E_0^\perp + r_{21}^\perp E_2^\perp, \quad (16)$$

$$E^\perp = r_{12}^\perp E_0^\perp + d_{21}^\perp E_2^\perp, \quad (17)$$

$$T^\perp = d_{23}^\perp E_1^\perp \exp(i\phi), \quad (18)$$

$$T^\perp r_{23}^\perp = d_{23}^\perp E_2^\perp \exp(-i\phi), \quad (19)$$

где T^\perp — амплитуда волны, прошедшей в среду 3;

$$d_{ik}^\perp = \frac{2(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i}{(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i + (n_k + i\kappa_k) \cos \theta_k},$$

$$r_{ik}^\perp = \frac{(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i - (n_k + i\kappa_k) \cos \theta_k}{(n_i + i\kappa_i) \cos \theta_i + (n_k + i\kappa_k) \cos \theta_k}$$

— френелевские коэффициенты, соответствующие s-поляризованным волнам; i, k — индексы, нумерующие среду. Так, в среде 1 имеем θ_1 — угол падения, в среде 2

θ_2 — угол преломления, θ_3 — угол преломления в среде 3, $n_1 = 1$, $\kappa_1 = 0$, $n_2 + i\kappa_2$ — комплексный показатель преломления композитной пленки с нанокластерами, $n_3 + i\kappa_3$ — показатель преломления подстилающей среды. Из уравнений (18) и (19) имеем соотношение

$$E_2^\perp = r_{23}^\perp \exp(2i\phi) E_1^\perp. \quad (20)$$

Угол θ_2 в композитной пленке определим из обобщенного закона преломления

$$\sin \theta_2 = \frac{\sin \theta_1}{n_2 + i\kappa_2}. \quad (21)$$

Экспоненциальные множители в (16)–(19) учитывают изменение фазы и амплитуды волн на толщине пленки d_2 , причем

$$\phi = k_0 d_2 \sqrt{(n_2 + i\kappa_2)^2 \sin^2 \theta_1}. \quad (22)$$

Из уравнений (16), (20) определим напряженность электрического поля внутри композитной пленки вблизи границы 1–2

$$E_1^\perp = E_0^\perp \frac{d_{12}^\perp}{1 + r_{12}^\perp r_{23}^\perp \exp(2i\phi)}, \quad (23)$$

а также напряженность электрического поля внутри композитной пленки вблизи границы 2–3

$$E_2^\perp = E_0^\perp \frac{d_{12}^\perp r_{23}^\perp \exp(2i\phi)}{1 + r_{12}^\perp r_{23}^\perp \exp(2i\phi)}. \quad (24)$$

Из уравнения (17) определим амплитуду отраженной от композитной пленки волны:

$$R^\perp = E_0^\perp \frac{r_{12}^\perp + r_{23}^\perp \exp(2i\phi)}{1 + r_{12}^\perp r_{23}^\perp \exp(2i\phi)}. \quad (25)$$

Теперь можно найти амплитуду прошедшей в подстилающую среду волны:

$$T^\perp = E_0^\perp \frac{d_{12}^\perp d_{23}^\perp \exp(i\phi)}{1 + r_{12}^\perp r_{23}^\perp \exp(2i\phi)}. \quad (26)$$

Использование формул (23)–(26) позволяет решить поставленную граничную задачу. При этом их вывод не связан с какими-либо предположениями об оптических свойствах сред 2 и 3, которые могут быть как прозрачными, так и поглощающими. Аналогичным образом могут быть определены и амплитуды p-поляризованных волн.

В [5] было выведено условие идеального просветления наноструктурного монослоя наночастиц и границы раздела двух сред, когда амплитуда отраженной волны обращается в нуль в широком диапазоне длин волн. Предположим, что и в рассматриваемой граничной задаче амплитуда отраженной волны (25) обращается в нуль. Тогда из формулы (25) получим равенство

$$r_{23}^\perp \exp(2i\phi) = -r_{12}^\perp, \quad (27)$$

которое должно выполняться при соответствующем эффективном показателе преломления пленки. Подставим (27) в формулу (26) и получим соотношение

$$T^\perp = E_0^\perp \exp(i\phi), \quad (28)$$

которое выполняется при любых углах падения внешнего излучения на композитную пленку, находящуюся на подложке.

Если подстилающая среда является непоглощающей, то при выполнении условий (27), (28) диэлектрическая пленка, активированная наночастицами, становится сверхпрозрачной, т.е. невидимой для наблюдателя, находящегося в среде 1. Если полубесконечная среда 3 является поглощающей, то наблюдатель в среде 1 будет воспринимать среду 3 с композитной пленкой как абсолютно черное тело.

4. Пленки (PMMA + Ag) как высокоэффективные просветляющие оптические нанопокртия

Как следует из соотношений (14), (15), в композитных пленках, активированных сферическими частицами, могут быть достигнуты отрицательные, положительные и близкие к нулю значения действительного показателя преломления. Будем рассматривать частицы серебра малого радиуса около 5 nm, при которых отрицательные значения n_2 лежат в ультрафиолетовой области. Это означает, что в интервале длин волн от 400 до 1100 nm эффективный показатель преломления $n_2 > 0$, т.е. величина неотрицательная. При этом показатель поглощения κ_2 композитной пленки практически равен нулю, поскольку эффективная поляризуемость α_{eff} валентных электронов имеет максимум в ультрафиолетовой области на частоте ω_0 .

Условие идеального оптического просветления (27) может быть выполнено при

$$n_2 \approx 0, \quad \kappa_2 \rightarrow 0. \quad (29)$$

При достижении этих значений эффективного показателя преломления в формуле (25) числитель и знаменатель обращаются в нуль, однако эта неопределенность устраняется, и в результате получим, что амплитуды волн приобретают следующие значения $T^\perp = E_0^\perp$, $R^\perp = 0$. При когерентном сложении амплитуд E_0^\perp и E_2^\perp внутри пленки получим выполнение закона сохранения $|T^\perp|^2 = (E_0^\perp)^2$, согласно которому все оптическое излучение без поглощения в пленке проходит в подстилающую среду. При этом эффект идеального оптического просветления не зависит от углов падения внешнего излучения, оптических свойств подстилающей среды, а также толщины пленки. Укажем на то, что выращенные нами композитные пленки характеризуются малыми значениями действительного эффективного показателя

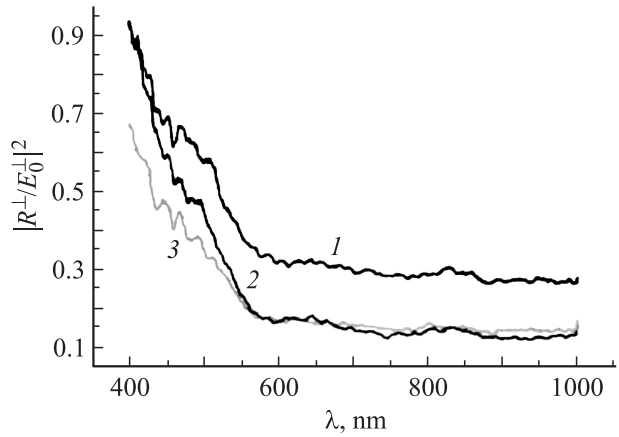


Рис. 2. Спектр отражения структуры (PMMA + Ag) и поверхности кремния при малом (около 1%) весовом содержании серебра: 1 — Si, 2 — (PMMA + Ag)/Si, 3 — PMMA/Si.

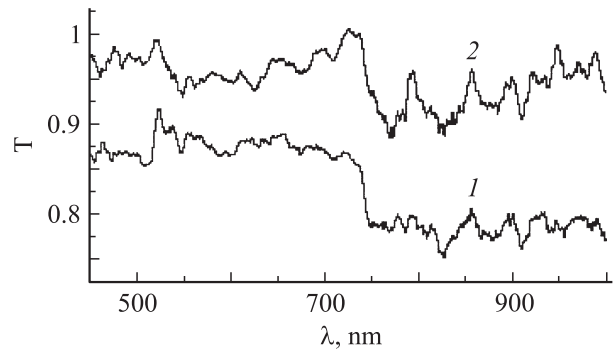


Рис. 3. Оптическое пропускание толстых композитных пленок на поверхности стекла. Весовое содержание серебра в пленке PMMA около 1%. Толщина подложки равна $2 \cdot 10^{-3}$ m: 1 — образец композитной пленки PMMA с нанокластерами серебра толщиной $40 \cdot 10^{-6}$ m, 2 — $25 \cdot 10^{-6}$ m.

преломления и малыми значениями эффективного показателя поглощения, что соответствует условиям (29).

На рис. 2 представлены спектры отражения пленки (PMMA + Ag) при малом (около 1%) весовом содержании серебра. Полученная пленка (PMMA + Ag) является сверхпрозрачной. Однако при нанесении ее на поверхность кремния достигается значительное оптическое просветление. Как видно из рис. 2, отражательная способность композитной пленки (PMMA + Ag), в отличие от пленки PMMA, характеризуется интерференционными максимумами, позволяющими с некоторой точностью определить значение n_2 .

На рис. 3 представлены спектры пропускания толстых композитных пленок, для того чтобы оценить их показатель поглощения. Отношение способностей пропускания композитных пленок определим, согласно формуле (26), с помощью фактора $\exp(15 \cdot 10^3 \kappa_2 4\pi/\lambda)$, где λ — длина волны в нанометрах и учтена разность толщин пленок, равная $15 \cdot 10^{-6}$ m. Тогда получим, что эффективный

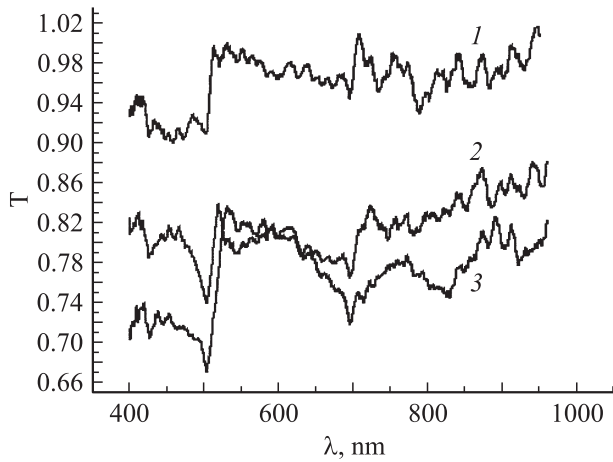


Рис. 4. Пропускание структур чистой пленки РММА толщиной $50 \cdot 10^{-6}$ м на стекле и нанокompозитной пленки РММА + Ag с весовым содержанием 10% серебра толщиной $50 \cdot 10^{-6}$ м на стекле. Толщина стеклянной подложки $1 \cdot 10^{-3}$ м; 1 — образец композитной пленки РММА с нанокластерами серебра толщиной $50 \cdot 10^{-6}$ м на стеклянной подложке; 2 — стекло, 3 — композитная пленка РММА толщиной $50 \cdot 10^{-6}$ м на стеклянной подложке.

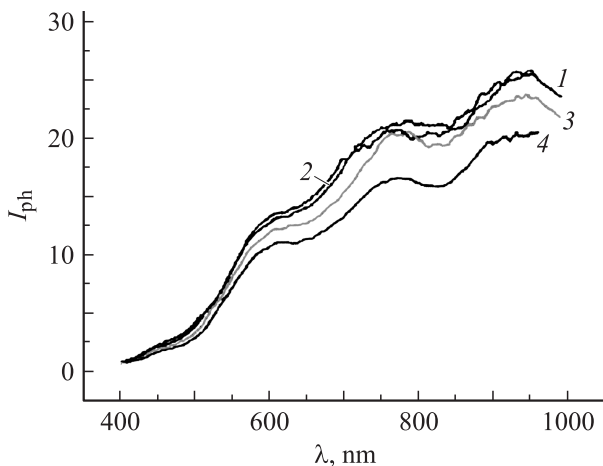


Рис. 5. Спектральный сигнал фотоприемника для структур чистой пленки РММА на стекле и композитной пленки РММА + Ag на стекле. Толщина подложки из химического стекла $1 \cdot 10^{-3}$ м; 1 — атмосферный канал, 2 — металл-полимерная нанокompозитная пленка (РММА + Ag) толщиной $50 \cdot 10^{-6}$ м, 3 — пленка РММА толщиной $50 \cdot 10^{-6}$ м, 4 — пленка РММА толщиной $10 \cdot 10^{-6}$ м.

показатель поглощения $\kappa_2 \approx 6 \cdot 10^{-4}$, это приблизительно в тысячу раз меньше показателя поглощения для алмазоподобных пленок, применяемых для повышения эффективности солнечных элементов [2].

На рис. 4 представлены спектры пропускания толстых пленок на поверхности химического стекла (пропускание около 80%), показывающие, что композитная пленка (РММА + Ag) представляет собой высокоэффективное широкополосное просветляющее покрытие.

На рис. 5 представлены сравнительные спектры проходящего через различные структуры оптического излучения. Фотоприемник настроен на длину волны 1200 нм. Как видно из рис. 5, оптическое пропускание структуры (РММА + Ag)/glass практически не отличается от оптического пропускания свободного атмосферного канала, что указывает на оптическую невидимость полученной структуры.

5. Фотоэлектрические измерения фотоэлемента из четырех секций. Выводы

Нами проведены измерения фотоэдс фотоэлемента из четырех секций (рис. 6) с нанесенными пленками (РММА + Ag) с различной структурой. Пленки были нанесены на элементы 1 и 4. Элементы 2 и 3 оставались со свободной поверхностью. Измерения проводились от одного источника белого света с помощью гибкого световода. Расстояние от торца световода до измеряемого объекта было фиксированным. Перемещением диафрагмы и образца последовательно проводились измерения фотоэдс каждого элемента. Напряжение измерялось на постоянном резисторе сопротивлением $2 \text{ M}\Omega$ с помощью прецизионного милливольтметра. Ошибка измерений не превышала 1%.

На рис. 7 представлены результаты измерений фотоэдс фотоэлемента. Увеличение коэффициента полезного действия солнечного элемента оценивалось как $(V_n/V_0)^2$, где V_n , V_0 — фотоэдс n -го элемента и элемента, свободного от пленки, соответственно. В результате были получены следующие значения эффективности солнечного элемента. Значение роста коэффициента полезного действия солнечного элемента с просветляющим покры-

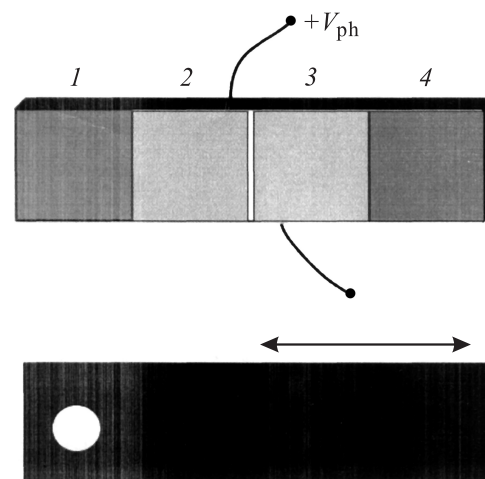


Рис. 6. Фотоэлемент, состоящий из четырех секций, и диафрагма для измерения фотоотклика в отдельной секции: 1 — композитная пленка РММА + Ag („с присыпкой“); 2, 3 — свободная поверхность фотоэлемента; 4 — пленка РММА + Ag (однородная поверхность).

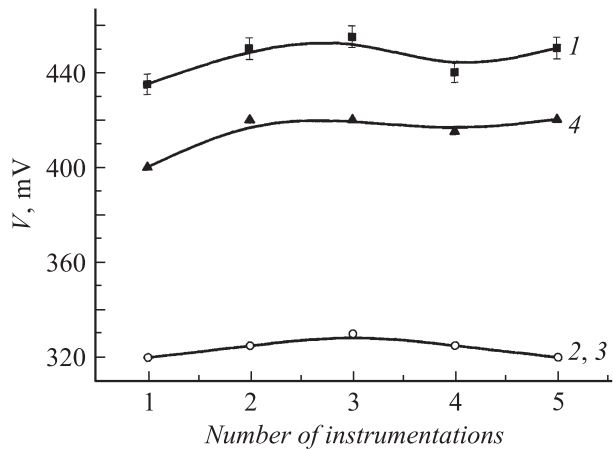


Рис. 7. Результаты измерения фотоэдс фотоэлемента из четырех секций. По оси абсцисс отложен порядковый номер измерения фотоэдс. Цифрами на поле рисунка обозначены номера секций фотоэлемента в соответствии с рис. 6.

тием (PMMA + Ag) составляет 90% по сравнению с коэффициентом полезного действия солнечного элемента без покрытия. При этом эффективность оптического просветления зависит от структуры композитной пленки. Для однородной композитной пленки увеличение коэффициента полезного действия не превышает 60%, а для неоднородной композитной пленки увеличение коэффициента полезного действия равно 90%.

Итак, в настоящей статье представлена теория композитных пленок, основанная на радиационной модели кластера, нелокальных уравнениях электродинамики и соответствующих материальных уравнениях. После определения эффективной поляризуемости валентных электронов (7), нами была получена возможность моделировать эффективный показатель преломления композитной пленки. Значительная роль в оптических свойствах композитной пленки отводится структурному фактору. Можно показать, что среднее поле в ряде случаев значительно меньше локального поля, обусловленного ближайшим окружением наночастиц, когда вокруг центральных сферических наночастиц формируется агрегат из близко расположенных наночастиц. В этом случае композитную пленку следует рассматривать как неоднородную. В данной статье основное внимание уделено композитным пленкам, активированным малыми сферическими частицами. При этом достигаются такие состояния пленки, в которых эффективные показатели преломления и поглощения принимают близкие к нулю значения. В таких композитных пленках может быть реализовано идеальное оптическое просветление.

В настоящей статье исследованы оптические свойства композитных пленок (PMMA + Ag) на химическом стекле и на поверхности кремния. Показано, что выращенные нами по особой технологии композитные пленки способны значительно повышать оптическое

просветление различных структур в широком диапазоне оптических длин волн.

Нами проведены электрофизические измерения в солнечном элементе при наличии просветляющего покрытия и показано, что полученные нами композитные пленки являются высокоэффективными просветляющими покрытиями, способными увеличивать коэффициент полезного действия солнечных элементов на 90%. Такие композитные пленки могут найти также широкое применение при разработке высокоэффективных фотоэлементов (счетчиков фотонов), солнечных элементов и солнечных панелей.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант РНП 2.2.575).

Список литературы

- [1] *Born M., Wolf E.* Principles of Optics. Oxford: Pergamon Press, 1986. P. 854.
- [2] *Клюй Н.И., Литовченко В.Г., Лукьянов А.Н.* и др. ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 122–126.
- [3] *Гадомский О.Н., Кадочкин А.С.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 3. С. 516–528.
- [4] *Гадомский О.Н., Кадочкин А.С.* // Опт. и спектр. 2005. Т. 98. № 2. С. 300–308.
- [5] *Гадомский О.Н., Шалин А.С.* // ЖЭТФ. 2007. Т. 132. № 4 (10). С. 870–884.
- [6] *Tamaru H., Kuwata H., Miyazaki H.T.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. N 10. P. 1826–1828.
- [7] *Kittel Ch.* Introduction to Solid State Physics. N Y: Willey Press, 1953. P. 408.
- [8] *Johnson P.B., Cristy R.* // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. N 12. P. 4370–4379.
- [9] *Розенберг Г.В.* Оптика тонкослойных покрытий. М.: Физматгиз, 1958. 570 с.