

УДК 535.33

ГИГАНТСКОЕ УСИЛЕНИЕ СВЕТА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКЛАСТЕРАХ И НАНОАГРЕГАТАХ В НАНОКОМПОЗИТНОМ ПОКРЫТИИ СОЛНЕЧНЫХ ПАНЕЛЕЙ

К.К. Алтунин

Аннотация

Показано, что интенсивность электрического дипольного излучения нанокластера при определенной структуре расположения атомов может значительно увеличиться (в $10^3 \div 10^8$ раз) по сравнению с интенсивностью излучения изолированного атома благодаря межатомному взаимодействию. Продемонстрировано, что композитная пленка, активированная сферическими наночастицами, может обеспечить идеальное оптическое просветление при различных углах падения внешней волны независимо от оптических свойств подстилающей среды, при этом эффект идеального оптического просветления имеет место при обращении в нуль эффективного комплексного показателя преломления композитной пленки.

Ключевые слова: гигантское усиление света, металлические нанокластеры, наноагрегаты, нанокompозитное покрытие, солнечные панели.

1. Оптические свойства нанокompозитной пленки

Объектом исследования являются новые оптические материалы на основе пленок полиметилметакрилата (PMMA), содержащие нанокластеры серебра, нанесенные на поверхность кремниевой солнечной панели. Эффект гигантского усиления света в металл-полимерных нанокompозитных покрытиях обнаружен экспериментально в [1]; он открывает большие перспективы использования металл-полимерных нанокompозитных покрытий для повышения эффективности кремниевых солнечных элементов и солнечных панелей.

Рассмотрим оптические свойства металл-полимерной нанокompозитной пленки, активированной системой металлических наночастиц, нанокластеров и наноагрегатов, которая нанесена на поверхность кремниевой солнечной панели. Предположим, что часть металлических сферических наночастиц радиуса a распределена равномерно в полимерной пленке с показателем преломления n_m и постоянной концентрацией наночастиц N'_0 , тогда фактор заполнения равен

$$q_1 = \frac{4}{3}\pi a^3 N'_0. \quad (1)$$

Другая часть сферических металлических наночастиц объединяется в нанокластеры и наноагрегаты из s_0 частиц с фактором заполнения

$$q_2 = \frac{4}{3}\pi a^3 s_0 N''_0, \quad (2)$$

где N''_0 – концентрация металлических наноагрегатов в полимерной пленке. Представим наноагрегаты в форме трехмерных «ромашек» (рис. 1), в которых число металлических наночастиц $s_0 = 21$ [2].

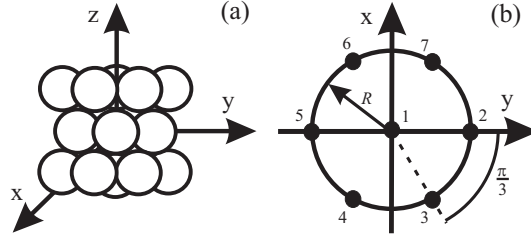


Рис. 1. Изображение наноагрегата, составленного из 21 наночастицы в форме трехмерной «ромашки»: а) пространственное изображение, б) вид среднего слоя

Тип квантового перехода (электрические дипольные, магнитные дипольные, электрические квадрупольные и т. д.) в квантовой системе, находящейся во внешнем поле излучения, определяется фактором a/λ , где λ – длина волны внешнего излучения. При $a \ll \lambda$ с высокой степенью точности можно ограничиться рассмотрением лишь электрических дипольных переходов. Фактор a/λ является определяющим и при учете магнитной проницаемости системы в области оптических и более низких частот [2]. В настоящей статье будем рассматривать сферические наночастицы, для которых выполняется условие $(a/\lambda) \ll 1$. Это позволит нам ограничиться рассмотрением лишь диэлектрических свойств композитных пленок.

Вектор поляризации нанокомпозитной пленки равен

$$\mathbf{P}_2 = \left(q_1 N \alpha_{\text{eff}}^{(c)} + q_2 N \alpha_{\text{eff}} + N_m \alpha_m \right) \mathbf{E} = \chi_2 \mathbf{E}, \quad (3)$$

где N_m , α_m – концентрация и поляризуемость молекул полимерной матрицы, N – концентрация валентных электронов в металлических сферах, \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля оптической волны внутри композитной пленки, $\alpha_{\text{eff}}^{(c)}$ – эффективная поляризуемость валентных электронов в сферах, находящихся в пространстве между агрегатами:

$$\alpha_{\text{eff}}^{(c)} = \frac{\alpha}{1 - (a_T + A_{\perp}^{(c)}) (N\alpha - N_m\alpha_m)}. \quad (4)$$

Квантовая поляризуемость валентных электронов в нанокластере равна

$$\alpha = \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega_0 - \omega - i\frac{1}{T_2'}}, \quad (5)$$

где ω – частота внешнего оптического излучения, ω_0 – частота квантового перехода, $1/T_2'$ – полуширина резонанса, \mathbf{d}_0 – эффективный дипольный момент нанокластера. Для полимерной матрицы справедлива формула Лорентц–Лоренца

$$\frac{n_m^2 - 1}{n_m^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N_m \alpha_m. \quad (6)$$

Величина $A_{\perp}^{(c)}$ учитывает взаимодействие между наночастицами и имеет вид:

$$A_{\perp}^{(c)} = N_0' \frac{\pi}{\cos^2 \theta_1} \frac{4\pi}{3} a^3, \quad (7)$$

где θ_1 – угол падения внешнего оптического излучения.

Геометрический фактор a_T учитывает поляризующее влияние валентных электронов в металлическом нанокластере с показателем преломления $n_A + i\kappa_A$ и может быть вычислен по формуле:

$$a_T = 1 - \exp(ik_0a) \left(\cos((n_A + i\kappa_A)k_0a) - \frac{\sin((n_A + i\kappa_A)k_0a)}{(n_A + i\kappa_A)k_0a} (1 + ik_0a) \right),$$

где $k_0 = \omega/c$. Эффективная поляризуемость α_{eff} в (3) по внешнему виду совпадает с (4), однако вместо $A_{\perp}^{(c)}$ следует подставить величину $A_{\perp}^{(c)}\beta$, где β – структурный фактор, учитывающий взаимодействие между дискретно распределенными сферами в агрегате в точке наблюдения поля с радиус-вектором $\mathbf{r}_i(x_i, y_i, z_i)$, который имеет вид:

$$\beta = 1 + \frac{1}{A_{\perp}^{(c)}} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_i). \quad (8)$$

Предположим, что все локальные дипольные моменты в «ромашке» ориентированы вдоль оси y , тогда геометрический фактор a_{R_j} , вычисленный следуя [3], принимает вид:

$$a_{R_j}(\mathbf{r}_i) = \frac{4\pi}{3} a^3 \frac{3(y_i - y_j)^2 - R_j^2}{R_j^5}, \quad R_j^2 = (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2, \quad (9)$$

где x_j, y_j, z_j – координаты центров j -х сфер относительно начала системы координат в центре центральной сферы «ромашки», $R_j = 2a$, поскольку все сферы в «ромашке» касаются друг друга. Для точки наблюдения поля, находящейся в центре центральной сферы «ромашки» с радиус-вектором $\mathbf{r}_1(0, 0, 0)$, имеем значение

$$\sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1) \approx -3.403, \quad (10)$$

показывающее значительное отличие локального поля в центре агрегата в форме трехмерной «ромашки» от усредненного поля $A_{\perp}^{(c)}$. Если выбирать точки наблюдения поля в центрах других сфер «ромашки», то получим

$$\begin{aligned} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 2}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_2) &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 5}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_5) \approx 1.960, & \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 8}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_8) &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 15}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{15}) \approx 7.790, \\ \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 3}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_3) &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 4}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_4) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 6}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_6) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 7}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_7) \approx -1.021, \\ \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 9}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_9) &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 10}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{10}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 12}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{12}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 13}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{13}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 16}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{16}) = \\ &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 17}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{17}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 19}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{19}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 20}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{20}) \approx 6.083, \\ \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 11}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{11}) &= \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 14}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{14}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 18}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{18}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 21}}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_{21}) \approx 4.470. \end{aligned}$$

Для проявления эффекта идеального оптического просветления композитных пленок, активированных сферическими наночастицами, необходимо, чтобы эффективная поляризуемость α_{eff} принимала большие значения. Это означает, что основной вклад в этот эффект будут вносить центральные наночастицы, для которых локальное поле определяется большим отрицательным фактором (10). Остальные наночастицы в «ромашке», для которых эти факторы принимают большие положительные значения или малые отрицательные значения, дают пренебрежимо меньший вклад в рассматриваемый эффект из-за невозможности выполнить резонансные условия в знаменателе α_{eff} .

В настоящей статье мы рассматриваем частицы малого радиуса, поэтому ограничимся приближенным выражением геометрического фактора $a_{R_j}(\mathbf{r}_1)$ в формуле (8). Для частиц с радиусом $a > 10$ нм следует пользоваться общими выражениями факторов a_T и a_{R_j} , вычисленными по методу интегральных уравнений в оптике. Для расчета локальных полей в «ромашке» используется дипольное приближение. Это связано с выполнением условия $(a/\lambda) \ll 1$ в рассматриваемом эффекте. Очевидно, что при нарушении этого условия при упаковке частиц в плотный кластер становится существенной неоднородность локального поля внутри наночастиц и вблизи их поверхностей. Это требует учета степеней a/λ , содержащихся в общих выражениях a_T и a_{R_j} .

Для случая плотной упаковки наночастиц, находящихся в кластере, условие малости размера наночастиц по сравнению со средним расстоянием между соседними наночастицами в кластере не выполняется. Однако если считать, что возбуждаются только электрические дипольные переходы в системе взаимодействующих наночастиц, составляющих кластер, то полученные результаты остаются справедливыми. Если электрические дипольные переходы запрещены правилами отбора для излучения, то для других типов квантовых переходов полученные результаты остаются справедливыми только на качественном уровне.

2. Показатель преломления нанокомпозитного покрытия

Квадрат эффективного комплексного показателя преломления композитной пленки, активированной металлическими наночастицами, равен

$$(n_2 + i\kappa_2)^2 = \frac{1 + \frac{8\pi}{3}\chi_2}{1 - \frac{4\pi}{3}\chi_2}. \quad (11)$$

Из формулы (11) следует, что

$$2n_2\kappa_2 = \frac{4\pi \text{Im } \chi_2}{\left(1 - \frac{4\pi}{3} \text{Re } \chi_2\right)^2 + \left(\frac{4\pi}{3} \text{Im } \chi_2\right)^2}, \quad (12)$$

$$\text{Re } \chi_2 = N_m \alpha_m + \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^2 \frac{2|\mathbf{d}_0|^2 N q_i \text{Re } \Omega_i}{(\text{Re } \Omega_i)^2 + (\text{Im } \Omega_i)^2}, \quad \text{Im } \chi_2 = \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^2 \frac{2|\mathbf{d}_0|^2 N q_i \text{Im } \Omega_i}{(\text{Re } \Omega_i)^2 + (\text{Im } \Omega_i)^2},$$

$$\text{Re } \Omega_1 = \omega_0 - \omega + \frac{N_m \alpha_m}{T_2'} \text{Im } a_T + \left(N_m \alpha_m (\omega_0 - \omega) - \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} N \right) \left(A_{\perp}^{(c)} + \text{Re } a_T \right),$$

$$\text{Im } \Omega_1 = \frac{1}{T_2'} + \frac{N_m \alpha_m}{T_2'} \left(A_{\perp}^{(c)} + \text{Re } a_T \right) - \left(N_m \alpha_m (\omega_0 - \omega) - \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} N \right) \text{Im } a_T,$$

$$\operatorname{Re} \Omega_2 = \operatorname{Re} \Omega_1 + N_m \alpha_m (\omega_0 - \omega) \sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1) - \frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} N \sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1),$$

$$\operatorname{Im} \Omega_2 = \operatorname{Im} \Omega_1 + \frac{N_m \alpha_m}{T_2'} \sum_{j=2}^{21} a_{R_j}(\mathbf{r}_1).$$

Таким образом, знак величин n_2 и κ_2 определяется знаком $\operatorname{Im} \chi_2$. Функция $\operatorname{Im} \chi_2$ обладает точкой перегиба, разделяющей положительные и отрицательные значения этой функции. При этом местоположение точки перегиба зависит от радиуса частиц. При увеличении радиуса наночастиц точка перегиба смещается в длинноволновую область оптического спектра. При малых радиусах наночастиц точка перегиба находится в ультрафиолетовой области, поэтому $\operatorname{Im} \chi_2 \geq 0$ в видимой области спектра. Предположим, что κ_2 является величиной неотрицательной, то есть $\kappa_2 \geq 0$. Тогда в соответствии с равенством (12) получим, что в зависимости от знака $\operatorname{Im} \chi_2$ действительный показатель преломления n_2 композитной пленки, активированной нанокластерами, может принимать положительные или отрицательные значения, а также может обращаться в нуль.

Рассмотрим оптические свойства композитной пленки (РММА + Ag), предполагая, что в ней формируются агрегаты в форме трехмерных «ромашек». Учитывая (8), получим: $\beta \approx 1 - 3.403/A_{\perp}^{(c)}$. Если среднее расстояние между поверхностями сферических наночастиц в пространстве между агрегатами равно $\Delta_1 = 2a$, концентрация наночастиц $N_0' = (2a + \Delta_1)^{-3} = (4a)^{-3}$, то в случае нормального падения внешнего оптического излучения на композитную пленку, когда $\cos^2 \theta_1 = 1$, получаем $A_{\perp}^{(c)} = \pi^2/48 \approx 0.2056$, и эффективная поляризуемость валентных электронов в агрегатах (4) становится функцией, слабо зависящей от длины волны излучения λ в широком спектральном диапазоне $\lambda \geq 400$ нм. Более того, можно достигнуть положительных или отрицательных значений $\operatorname{Re} \chi_2$. При этом $\operatorname{Re} \chi_2$ будет достигать больших значений вследствие стремления знаменателя в формуле (4) к малой величине. Это свойство эффективной поляризуемости можно объяснить как усиление оптических свойств наночастиц, обусловленное их ближнепольным взаимодействием в агрегате. При $\operatorname{Re} \chi_2 > 0$ действительный показатель преломления композитной пленки, согласно формуле (12), становится выше показателя преломления матрицы РММА, равного $n_m = 1.4896$. Если же $\operatorname{Re} \chi_2 < 0$, то действительный показатель преломления n_2 композитной пленки (РММА + Ag) становится меньше n_m и может достигать нулевого значения. При этом в диапазоне длин волн $\lambda \geq 400$ нм эффективный показатель поглощения κ_2 практически равен нулю.

Гигантское усиление излучения локальных дипольных моментов в агрегатах со структурой трехмерных «ромашек», находящихся в полимерной пленке, обусловлено следующими причинами. Локальное поле, зависящее от структуры агрегата, примерно на порядок отличается от среднего поля в пространстве между агрегатами. Для рассматриваемой структуры можно пользоваться приближением эффективной среды и вычислить эффективные оптические параметры, такие, как диэлектрическая проницаемость, комплексный показатель преломления и поляризуемость композиционных материалов с различными включениями. В результате эффективная поляризуемость валентных электронов в сферических металлических наночастицах внутри агрегатов приобретает вид $\alpha_{\text{eff}} = \alpha/\delta$, где δ – малая величина, положительная или отрицательная. Вдали от резонанса эффективная поляризуемость является величиной вещественной и при подстановке ее в формулу (12) можно достичь обращения в нуль действительного показателя преломления композитной пленки.

3. Наноагрегат в форме трехмерной «ромашки» с учетом эффектов запаздывания. Сфера в центре агрегата

В результате процесса самосборки металлических наночастиц и нанокластеров происходит образование наноагрегатов. Наиболее вероятно образование наноагрегатов с числом атомов $20 < s_0 < 34$. Рассмотрим наноагрегат, состоящий из 21 атома. Эффективная поляризуемость электронов внутри сферических наночастиц серебра в наноагрегате в форме трехмерной «ромашки», находящемся в пленке РММА, равна

$$\alpha^{\text{eff}} = \frac{\alpha}{1 - \frac{4\pi}{3}(a_T + S(\mathbf{r}_1))(N\alpha - N_m\alpha_m)}, \quad (13)$$

$$S(\mathbf{r}_i) = \frac{s_1(\mathbf{r}_i) + s_2(\mathbf{r}_i) + s_3(\mathbf{r}_i)}{A_c^\perp}, \quad s_1(\mathbf{r}_i) = \frac{4\pi}{3}a^3 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{21} \frac{3(y_i - y_j)^2 - R_j^2}{R_j^5} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_j\right),$$

$$s_2(\mathbf{r}_i) = \frac{4\pi}{3}a^3 k_0 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{21} \frac{R_j^2 - 3(y_i - y_j)^2}{R_j^4} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_j\right),$$

$$s_3(\mathbf{r}_i) = \frac{4\pi}{3}a^3 k_0^2 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{21} \frac{R_j^2 - (y_i - y_j)^2}{R_j^3} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_j\right).$$

Для плотноупакованного наноагрегата в форме «ромашки» $R_j = 2a$,

$$A_c^\perp = \frac{N'_0 \pi}{\cos^2 \theta_1} \frac{4\pi}{3} a^3 = \frac{4\pi^2 a^3}{3(2a + \Delta)^3 \cos^2 \theta_1}, \quad (14)$$

где Δ – среднее расстояние между поверхностями сферических наночастиц в пространстве между наноагрегатами в форме «ромашки».

4. Гигантское усиление света в металлическом наноагрегате в форме трехмерной «ромашки»

Рассмотрим теперь эффект гигантского усиления света в металлическом наноагрегате, составленном из 21 нанокластера, в котором кластеры расположены в виде трехмерной «ромашки». Все 20 кластеров наноагрегата находятся на одинаковом расстоянии R от центрального нанокластера 1, то есть на сферической поверхности радиуса R . Этот наноагрегат состоит из трех слоев, средний из которых изображен на рис. 1. Верхний и нижний слой повернуты относительно среднего на $\pi/6$. Пусть индуцированные дипольные моменты атомов в нанокластерах направлены вдоль оси y . Тогда локальное электрическое поле в месте расположения атома 1 определим с помощью факторов

$$s_1 = - \sum_{j=2}^{21} \frac{x_j^2 - 2y_j^2 + z_j^2}{R_j^5} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_j\right),$$

$$s_2 = i\frac{\omega}{c} \sum_{j=2}^{21} \frac{x_j^2 - 2y_j^2 + z_j^2}{R_j^4} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_j\right), \quad (15)$$

$$s_3 = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{j=2}^{21} \frac{x_j^2 + z_j^2}{R_j^3} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_j\right).$$

Вычислив их, получаем:

$$s_1 = -\frac{6.5}{R^3} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right), \quad s_2 = i\frac{\omega}{c}\frac{6.5}{R^2} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right), \quad s_3 = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{15.7}{R} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R\right). \quad (16)$$

Заметим, что численные значения факторов (16) сильно зависят от структуры наноагрегата, а также от местоположения атома-наблюдателя. Так, при кубической симметрии в расположении атомов $s_1 = s_2 = 0$.

Эффективную поляризуемость атома 1 в центре наноагрегата представим как

$$\alpha_{\text{eff}}^y = \frac{\alpha}{1 + (s_1 + s_2 + s_3)w\alpha}, \quad (17)$$

где учтена начальная инверсия населенности w атома. Максимального значения эффективная поляризуемость достигнет, если действительная и мнимая части знаменателя в (12) будут стремиться к нулю. В результате получим два уравнения, решение которых позволяет определить условия обнаружения эффекта гигантского усиления света. Одно из этих условий имеет вид: $\omega_0^3 = 40.584\omega^3 w$. При частоте внешнего оптического излучения ω , удовлетворяющей этому условию, происходит полная компенсация радиационного распада центрального атома, благодаря запаздывающему взаимодействию атомов в нанокластере. При такой частоте значительно отличающейся от частоты перехода ω_0 , можно вычислить радиус атомного кластера R , при котором α_{eff}^y достигает максимального значения, и интенсивность электрического дипольного излучения центрального нанокластера будет в $10^3 \div 10^8$ раз превышать интенсивность излучения изолированного атома. Это значение определяется как [4]:

$$R = \left(\frac{6.5w^2|\mathbf{d}_{0j}|^2}{\hbar\omega_0 \left(1 - (40.584w)^{-\frac{1}{3}}\right)} \right)^{1/3}. \quad (18)$$

5. Обсуждение результатов

В настоящей работе предложен метод расчета решеточных сумм системы взаимодействующих металлических нанокластеров, наночастиц а агрегатов, расположенных в полимерной пленке на поверхности кремниевой солнечной панели. Этот метод позволяет объяснить эффект повышения оптического пропускания в поглощающих средах. Показано, что в системах взаимодействующих металлических наночастиц, нанокластеров и агрегатов в форме трехмерных «ромашек», составленных из плотно упакованных сфер, при помощи изменения структурного фактора можно управлять эффектом усиления света в металл-полимерной нанокомпозитной пленке на поверхности кремниевой солнечной панели. Доказано, что оптические свойства нанокомпозитных пленок, активированных сферическими нанокластерами и наночастицами, в значительной степени определяются структурным фактором, учитывающим ближнепольное взаимодействие атомных электронов в нанокластерах и наноагрегатах в форме трехмерных «ромашек». Малые изменения в этом взаимодействии приводят к значительным изменениям эффективного показателя преломления нанокомпозитной пленки по сравнению с показателем преломления диэлектрической матрицы, например, матрицы полиметилметакрилата (РММА). Как показано в настоящей статье, поляризующее влияние атомов в наноагрегате способно при определенных условиях привести к полной компенсации радиационного затухания возбужденных состояний атомов и гигантскому усилению интенсивности электрического дипольного излучения нанокластера при определенной структуре расположения атомов по сравнению с интенсивностью излучения изолированного атома. Изменение весового содержания серебра

в пленках (PMMA + Ag) приводит к эффекту гигантского усиления света, при котором фотоэдс солнечного элемента многократно возрастает. Объяснение эффекта гигантского усиления света в металл-полимерных композитных наноструктурных пленках связано с образованием наноагрегатов из сферических нанокластеров серебра [5]. Металл-полимерные нанокомпозитные пленки с нанокластерами и наноагрегатами могут найти применение при конструировании нанопокрытий для повышения эффективности солнечных элементов, солнечных панелей и счетчиков фотонов.

Summary

K.K. Altunin. Giant Light Enhancement in Metal Nanoclusters and Nanoaggregates in Nanocomposite Coating of Solar Panels.

The article shows that the intensity of the electric dipole radiation emitted by a nanocluster with a certain arrangement of atoms can be much larger (by a factor of $10^3 \div 10^8$), than the radiation intensity of an isolated atom owing to the interatomic interaction. It is demonstrated that a composite film activated by spherical nanoparticles can ensure an ideal optical antireflection at various incidence angles of an external wave irrespective of the optical properties of the underlying medium. It is also shown that the effect of ideal optical antireflection occurs when the effective complex refractive index of the composite film is zero.

Key words: giant light enhancement, metal nanoclusters, nanoaggregates, nanocomposite coating, solar panels.

Литература

1. *Кособудский И.Д., Симаков В.В., Ушаков Н.М., Юрков Ю.Г.* Физическая химия наноразмерных объектов: композиционные материалы. – Саратов: СГТУ, Изд. ООО «Рата», 2009. – 230 с.
2. *Гадомский О.Н., Алтунин К.К., Ушаков Н.М.* Идеальное оптическое просветление композитных пленок, активированных сферическими наночастицами // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90, № 4. – С. 273–278.
3. *Kittel Ch.* Introduction to Solid State Physics. – N. Y.: Willey Press, 1956. = *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. – М.: Иностран. лит., 1978. – 792 с.
4. *Гадомский О.Н., Гадомская И.В., Алтунин К.К.* Гигантское усиление света в атомных кластерах // ЖЭТФ. – 2009. – Т. 136, № 1(7). – С. 31–36.
5. *Гадомский О.Н., Гадомская И.В., Алтунин К.К.* Гигантское усиление света в атомных кластерах // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90, № 4. – С. 266–272.

Поступила в редакцию
31.12.09

Алтунин Константин Константинович – кандидат физико-математических наук, доцент Ульяновского государственного педагогического университета имени И.Н. Ульянова.

E-mail: *teleportation@yandex.ru*