

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)
УДК 535.34
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-2-221-230>

Поступила в редакцию 26.11.2021
Received 26.11.2021

В. А. Лойко, А. А. Мискевич

*Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Республика Беларусь*

ПОГЛОЩЕНИЕ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ДВУМЕРНЫМ АНСАМБЛЕМ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ СЕРЕБРА ПРИ НАКЛОННОМ ОСВЕЩЕНИИ

Аннотация. Рассмотрена проблема поглощения неполяризованного (естественного) света двумерным ансамблем (монослоем) сферических частиц при наклонном освещении. Для ее решения использована статистическая теория многократного рассеяния волн. Записанные уравнения позволяют находить оптимальные условия поглощения направленного излучения для увеличения эффективности поглощения монослоев с периодическим и частично упорядоченным пространственным расположением частиц. Приведены результаты расчетов коэффициента поглощения поляризованного и естественного излучения ансамблями частиц серебра в непоглощающей среде. Размер частиц и фактор заполнения монослоя выбраны так, чтобы проиллюстрировать зависимость поглощения от угла падения в условиях проявления резонансных эффектов, обусловленных пространственной организацией частиц. Показано, что в области резонансного пика поглощения при освещении по нормали монослой с треугольной решеткой из частиц серебра может поглощать почти на порядок больше падающего излучения, чем частично упорядоченный слой. Коэффициент поглощения монослоя при направленном наклонном освещении может быть почти на порядок больше, чем при освещении по нормали. Результаты могут быть использованы для оптимизации конструкций оптоэлектронных устройств на основе монослоев частиц.

Ключевые слова: поглощение света, поляризация света, пространственно организованные нано- и микроструктуры, метаповерхности

Для цитирования. Лойко, В. А. Поглощение неполяризованного света двумерным ансамблем сферических частиц серебра при наклонном освещении / В. А. Лойко, А. А. Мискевич // Вест. Нац. акад. наук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2022. – Т. 58, № 2. – С. 221–230. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-2-221-230>

Valery A. Loiko, Alexander A. Miskevich

B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus

ABSORPTION OF NONPOLARIZED LIGHT BY A TWO-DIMENSIONAL ENSEMBLE OF SPHERICAL SILVER PARTICLES UNDER OBLIQUE ILLUMINATION

Abstract. The problem of absorption of nonpolarized (natural) light by a two-dimensional ensemble (monolayer) of spherical particles under oblique illumination is considered. The solution is based on the statistical theory of multiple scattering of waves. The written equations make it possible to find the optimal conditions for the absorption of directed light to increase the absorption efficiency of monolayers with a periodic and partially ordered spatial arrangement of particles. The results of the calculations are presented for the absorption coefficient of polarized and natural light by ensembles of silver particles in a nonabsorbing medium. The particle size and monolayer filling factor are chosen so as to illustrate the dependence of absorption on the angle of incidence under conditions of resonance effects caused by the spatial organization of particles. It is shown that in the region of the resonant absorption peak a normally illuminated monolayer with a triangular lattice of silver particles can absorb almost an order of magnitude more incident light than a partially ordered layer. The absorption coefficient of a monolayer under directional oblique illumination can be almost an order of magnitude larger than under normal illumination. The results can be used to optimize the design of opto-electronic devices based on particulate layers.

Keywords: light absorption, polarization of light, spatially organized nano- and microstructures, metasurfaces

For citation. Loiko V. A., Miskevich A. A. Absorption of nonpolarized light by a two-dimensional ensemble of spherical silver particles under oblique illumination. *Vesti Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2022, vol. 58, no. 2, pp. 221–230 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2022-58-2-221-230>

Введение. При создании многих оптических и оптоэлектронных устройств (оптические фильтры, антиотражающие покрытия, солнечные элементы, светодиоды, детекторы и т. д.) используются пространственно организованные структуры из элементов нано- и субмикрометрового

размера, позволяющие улучшить эффективность этих устройств. Большие возможности открывает применение металлических (плазмонных), диэлектрических и полупроводниковых частиц, наноантенн, фотонных кристаллов, дифракционных решеток и других структур. В последние десятилетия активно ведутся исследования по изучению оптических характеристик двумерных пространственно упорядоченных структур (монослоев): коэффициентов отражения, пропускания, поглощения, рассеяния, угловых распределений рассеянного излучения. Характеристики зависят от оптических постоянных вещества частиц, их размера, структуры, формы, концентрации и пространственной организации; оптических постоянных среды, в которой они распределены; свойств подложки и поверхности. Они также определяются условиями освещения: углом падения излучения, состоянием его поляризации и спектральным составом [1–11].

Целью настоящей работы является разработка методики анализа коэффициента поглощения пространственно организованных двумерных ансамблей сферических частиц, расположенных в бесконечной непоглощающей среде, в зависимости от угла падения неполяризованного (естественного) света. Она основана на изложенном нами в работах [12–15] статистическом полуаналитическом методе описания взаимодействия поляризованной плоской волны с двумерным массивом частиц, учитывающем их пространственную организацию и оптическое взаимодействие (многократное рассеяние волн). Методика не имеет ограничений на расстояние между частицами и позволяет анализировать не только системы, где достаточно учитывать дипольные и квадрупольные взаимодействия, но и взаимодействия более высоких порядков. Тем самым она дает возможность рассматривать массивы не только ноночастиц, но и частиц, сопоставимых и превышающих длину волны падающего излучения. Представлены формулы для описания поглощения света двумерным ансамблем однородных сферических частиц при его освещении направленным естественным светом.

Приведены результаты расчетов поглощения поляризованного и естественного излучения частично упорядоченными и сильно упорядоченными [16] монослоями частиц серебра в непоглощающей среде в спектральном диапазоне 0,35–0,80 мкм, иллюстрирующие применимость разработанной методики к решению практических задач оптоэлектроники. Рассмотрены монослои частиц с большой концентрацией частиц. Пространственное распределение частиц описывается с помощью радиальной функции распределения [17–19].

Основные уравнения. При выводе соотношений для описания взаимодействия неполяризованного излучения с бесконечным ансамблем (монослоем) частиц мы основываемся на методе, развитом нами в работах [12, 13], поэтому вначале кратко изложим его основные положения.

Пусть плоскость, в которой распределены центры частиц, совпадает с плоскостью (x, y) декартовой системы координат (x, y, z) . Начало системы находится в центре произвольно выбранной частицы (рис. 1). Положения центров частиц определяются радиус-векторами $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_j, \dots$ (j -номер частицы). Монослой освещается плоской электромагнитной волной с электрическим вектором \mathbf{E}_0 ($|\mathbf{E}_0| = 1$), волновым вектором $k\hat{\mathbf{r}}_0$ и вектором поляризации $\hat{\mathbf{e}}_0 = \varepsilon_0\hat{\boldsymbol{\theta}}_0 + i\varepsilon_\varphi\hat{\boldsymbol{\phi}}_0$:

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{e}}_0 e^{ik\hat{\mathbf{r}}_0 \cdot \mathbf{r}}. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\mathbf{r}}_0, \hat{\boldsymbol{\theta}}_0$ и $\hat{\boldsymbol{\phi}}_0$ – единичные векторы ($\hat{\mathbf{r}}_0 = \hat{\boldsymbol{\theta}}_0 \times \hat{\boldsymbol{\phi}}_0$), определяемые направлением волнового вектора падающей волны; $k = 2\pi m_n/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны падающего излучения в вакууме; m_n – показатель преломления окружающей среды, в которой расположены частицы; \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения.

Полное поле $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в любой точке \mathbf{r} (внутри и вне слоя) является суммой полей падающей волны и волн, рассеянных ансамблем частиц заданной конфигурации. Рассеянные поля рассчитываются с использованием функции Грина свободного пространства. Они определяются внутренним полем частиц, которое находится путем усреднения по возможным конфигурациям ансамбля с использованием квазикристаллического приближения теории многократного рассеяния волн и радиальной функции распределения частиц [20, 21]. При этом предполагается, что усредненные поля во всех частицах слоя одинаковы (не зависят от номера частицы) при освещении по нормали и отличаются только фазовым множителем, определяемым сдвигом фазы падающей волны $e^{ik\hat{\mathbf{r}}_0 \cdot \mathbf{R}_j}$, при наклонном освещении.

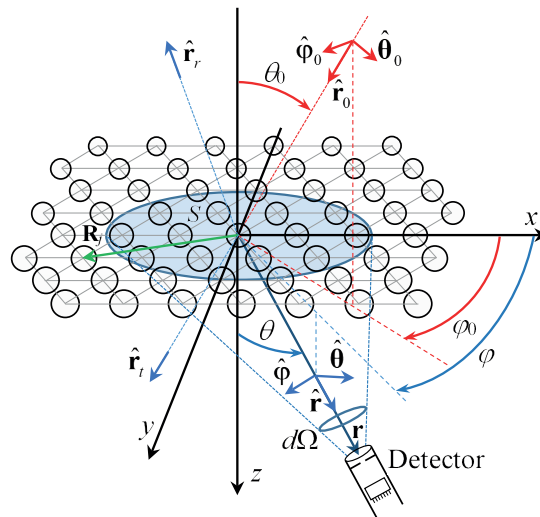


Рис. 1. Схематическое изображение монослоя с треугольной решеткой из монодисперсных сферических частиц, геометрии освещения и приема рассеянного излучения: x,y,z – лабораторная система координат, связанная с монослоем, начало координат находится в центре произвольно выбранной частицы; (x,y) – плоскость монослоя; $\hat{\mathbf{r}}_0, \hat{\boldsymbol{\theta}}_0, \hat{\boldsymbol{\phi}}_0, (\hat{\mathbf{r}}, \hat{\boldsymbol{\theta}}, \hat{\boldsymbol{\phi}})$ – единичные векторы падающей плоской волны (рассеянной волны); θ_0 и ϕ_0 (θ и ϕ) – полярный и азимутальный углы падения (рассеяния); \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения; $\hat{\mathbf{r}}_t$ и $\hat{\mathbf{r}}_r$ – единичные векторы в направлении прямопрошедшей и зеркально отраженной волн; S – площадь поверхности монослоя, «видимая» приемником излучения; \mathbf{R}_j – радиус-вектор j -й частицы

Fig. 1. Scheme of the monolayer with the triangular lattice from monodisperse spherical particles, geometry of illumination and recording the scattered light: x,y,z is the laboratory coordinate system, associated with the monolayer, the coordinate origin coincide with the center of an arbitrarily chosen particle; (x,y) is the monolayer plane; $\hat{\mathbf{r}}_0, \hat{\boldsymbol{\theta}}_0, \hat{\boldsymbol{\phi}}_0, (\hat{\mathbf{r}}, \hat{\boldsymbol{\theta}}, \hat{\boldsymbol{\phi}})$ are unit vectors of the incident plane wave (scattered wave); θ_0 and ϕ_0 (θ and ϕ) are polar and azimuthal angles of incidence (scattering); \mathbf{r} is the radius-vector of the observation point; $\hat{\mathbf{r}}_t$ and $\hat{\mathbf{r}}_r$ are unit vectors in the directions of forwardly transmitted and specularly reflected waves; S is the monolayer area observable by the detector; \mathbf{R}_j is the radius-vector of the j -th particle

При освещении естественным (неполяризованным) светом все направления колебаний вектора напряженности поля равновероятны. Колебания различных перпендикулярных к лучу направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга. Характеристики падающего естественного света определяются усреднением соответствующих характеристик линейно-поляризованной падающей волны по всем возможным направлениям вектора поляризации.

Представим компоненты вектора поляризации $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_0 = \epsilon_\theta \hat{\boldsymbol{\theta}}_0 + i\epsilon_\phi \hat{\boldsymbol{\phi}}_0$ в виде: $\epsilon_\theta = \cos\gamma$, $\epsilon_\phi = \sin\gamma$, где γ – угол поляризации. Усреднение падающей волны дает нулевые значения напряженности ортогональных компонент полного поля $E_{0\theta}^{np}$ и $E_{0\phi}^{np}$ и равные интенсивности $I_{0\theta}^{np} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\cos\gamma)^2 d\gamma = \frac{1}{2}$, $I_{0\phi}^{np} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\sin\gamma)^2 d\gamma = \frac{1}{2}$, сохраняя значение для полной нормированной интенсивности, равное единице ($I_0^{np} = 1$).

Рассмотрим рассеянное излучение в дальней зоне монослоя ($|\mathbf{r} - (\mathbf{R} + \mathbf{r}')| \gg \lambda$, где $\mathbf{R} + \mathbf{r}'$ – радиус-вектор элементарного объема внутри частицы, находящейся в начале координат). В этой зоне формируются три компоненты интенсивности излучения, рассеянного монослоем: прямопрошедшая $I^{np}(\hat{\mathbf{r}}_t)$, зеркально отраженная $I^{np}(\hat{\mathbf{r}}_r)$ и диффузно рассеянная $I^{np}(\mathbf{r})$. Как и для падающего естественного света, они определяются усреднением по углу поляризации γ соответствующих интенсивностей, полученных для случая поляризованной падающей волны в [13]:

$$I^{np}(\hat{\mathbf{r}}_{t,r}) = \frac{1}{2} \left[|e_\theta(\hat{\mathbf{r}}_{t,r})|^2 + |e_\phi(\hat{\mathbf{r}}_{t,r})|^2 \right], \quad (2)$$

$$I^{np}(\mathbf{r}) = \frac{8\pi\eta}{x^2} \frac{S}{r^2} S_2 \left[|f_\theta^{np}(\hat{\mathbf{r}})|^2 + |f_\phi^{np}(\hat{\mathbf{r}})|^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь η – фактор заполнения монослоя (отношение площади проекций всех частиц на плоскость монослоя к площади, на которой они распределены); $x = \pi D m_h / \lambda$ – параметр дифракции частицы с диаметром D ; m_h – показатель преломления окружающей среды; S – площадь монослоя, с которой регистрируется излучение (см. рис. 1); S_2 – структурный фактор монослоя:

$$S_2(\eta, x, \theta_0, \theta, \varphi, \varphi_0) = 1 + 8\eta \int_0^\infty [g(u) - 1] J_0 \left(2xu \sqrt{\sin^2 \theta_0 + \sin^2 \theta - 2 \sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0)} \right) u \, du. \quad (4)$$

В выражении (2) использованы следующие обозначения:

$$e_\theta(\hat{\mathbf{r}}_l) = \mu_0 - \frac{8\pi\eta}{x^2} \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l \alpha_{ml} \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(o)} + \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(e)} \right], \quad (5)$$

$$e_\varphi(\hat{\mathbf{r}}_l) = \mu_0 - \frac{8\pi\eta}{x^2} \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l \alpha_{ml} \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(o)} + \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(e)} \right], \quad (6)$$

$$e_\theta(\hat{\mathbf{r}}_r) = -\frac{8\pi\eta}{x^2} \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l (-1)^{l-m} \alpha_{ml} \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(o)} - \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(e)} \right], \quad (7)$$

$$e_\varphi(\hat{\mathbf{r}}_r) = -\frac{8\pi\eta}{x^2} \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l (-1)^{l-m} \alpha_{ml} \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(o)} - \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(e)} \right]. \quad (8)$$

В выражении (3):

$$\begin{aligned} |f_\theta^{np}(\hat{\mathbf{r}})|^2 &= \left| \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l \alpha_{ml} \sin(m\varphi) \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(e)} + \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(o)} \right] \right|^2 + \\ &+ \left| \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l \alpha_{ml} \cos(m\varphi) \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(o)} + \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(e)} \right] \right|^2, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} |f_\varphi^{np}(\hat{\mathbf{r}})|^2 &= \left| \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l \alpha_{ml} \sin(m\varphi) \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(e)} + \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(o)} \right] \right|^2 + \\ &+ \left| \sum_{l=1}^\infty \sum_{m=0}^l \alpha_{ml} \cos(m\varphi) \left[m \pi_l^{(m)}(\mu) d_{mlE}^{(o)} + \tau_l^{(m)}(\mu) d_{mlM}^{(e)} \right] \right|^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$\alpha_{ml} = \frac{(2l+1)(l-m)!}{2\pi l(l+1)(l+m)!(1+\delta_{0m})}, \quad \delta_{0m} = \begin{cases} 1, & m=0, \\ 0, & m \neq 0, \end{cases} \quad (11)$$

$\mu_0 = \cos\theta_0$, $\mu = \cos\theta$, угловые функции $\pi_l^{(m)}(\mu) = P_l^m(\cos\theta)/\sin\theta$, $\tau_l^{(m)}(\mu) = dP_l^m(\cos\theta)/d\theta$, P_l^m – присоединенные функции Лежандра: $P_l^m(x) = \frac{(1-x^2)^{m/2}}{2^l l!} \frac{d^{m+l}}{dx^{m+l}} (x^2-1)^l$. Коэффициенты

$d_{mlM}^{(o)}$, $d_{mlM}^{(e)}$, $d_{mlE}^{(o)}$ и $d_{mlE}^{(e)}$ определяют вклад четных (индекс (e)) и нечетных (индекс (o)) гармоник векторных сферических волновых функций (мультиполей) в усредненное поле частицы. Система уравнений для их определения при $\varphi_0 = 0$ (плоскость (z, x) выбранной системы координат совпадает с плоскостью падения излучения) приведена в работе [13]. При таком выборе координат расчеты значительно упрощаются, не ограничивая общность решения задачи.

Коэффициент пропускания T^{np} прямопрошедшего излучения и коэффициент отражения R^{np} зеркально отраженного излучения при освещении монослоя естественным светом определим как отношение соответствующих интенсивностей к интенсивности плоской волны, падающей на монослой под углом θ_0 :

$$T^{np} = \frac{1}{2 \cos^2 \theta_0} \left[|e_\theta(\hat{\mathbf{r}}_t)|^2 + |e_\varphi(\hat{\mathbf{r}}_t)|^2 \right], \quad (12)$$

$$R^{np} = \frac{1}{2 \cos^2 \theta_0} \left[|e_\theta(\hat{\mathbf{r}}_r)|^2 + |e_\varphi(\hat{\mathbf{r}}_r)|^2 \right]. \quad (13)$$

Дифференциальный коэффициент рассеяния монослоя в направлении $\hat{\mathbf{r}}$ определим как отношение потока излучения $dJ^{np}(\hat{\mathbf{r}}) = r^2 I^{np}(\mathbf{r}) d\Omega$, создаваемого частицами, расположенными на площади S монослоя, к потоку излучения $S \cos \theta_0$, падающего на эту площадь:

$$d\sigma^{np}(\hat{\mathbf{r}}) = I^{rd,np}(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (14)$$

где θ, φ – полярный и азимутальный углы рассеяния, $d\Omega$ – элементарный телесный угол, $I^{rd,np}$ – приведенная интенсивность диффузно рассеянного света

$$I^{rd,np}(\theta, \varphi) = \frac{8\pi\eta S_2}{x^2 \cos \theta_0} \left(|f_\theta^{np}(\theta, \varphi)|^2 + |f_\varphi^{np}(\theta, \varphi)|^2 \right). \quad (15)$$

Коэффициент диффузного рассеяния F^{np} монослоя определим интегрируя (14) по всем направлениям рассеяния:

$$F^{np} = \int d\sigma^{np}(\hat{\mathbf{r}}) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi I^{rd,np}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta. \quad (16)$$

Для коэффициента поглощения монослоя при направленном освещении неполяризованным излучением, используя закон сохранения энергии, запишем:

$$A^{np} = 1 - (T^{np} + R^{np} + F^{np}). \quad (17)$$

Результаты расчетов. В этом разделе приведены результаты расчетов коэффициента поглощения монослоев с ближним и неидеальным дальним порядком, состоящих из частиц серебра, при освещении направленным поляризованным и неполяризованным излучением. Размер частиц и фактор заполнения монослоя выбраны так, чтобы проиллюстрировать зависимость поглощения от угла падения в условиях проявления резонансных эффектов, обусловленных пространственным упорядочением частиц. Для упрощения анализа мы полагаем показатель преломления окружающей среды $m_h = 1$. Радиальные функции распределения, характеризующие пространственную организацию частиц [17, 18] монослоев, даны на рис. 2, *с*. На рис. 2, *а* показаны результаты расчета спектров коэффициентов поглощения монослоев частиц серебра, освещаемых по нормали. Отметим, что коэффициенты пропускания, отражения, рассеяния и поглощения не зависят от состояния поляризации волны, падающей на слой по нормали.

На рис. 2, *а* приведены также спектральные зависимости коэффициента диффузного рассеяния F_{tri}^{np} монослоя с треугольной решеткой и фактора эффективности поглощения Q_{abs} [22] для отдельной серебряной частицы. Зависимость показателя преломления серебра от длины волны взята из [23]. Видно, что зависимости коэффициента поглощения $A_{po}^{np}(\lambda)$ частично упорядоченного монослоя сильно коррелируют с $Q_{abs}(\lambda)$. Наибольшие значения $Q_{abs}(\lambda)$ имеют место в области плазмонного резонанса отдельной серебряной наночастицы ($0,35 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,4 \text{ мкм}$). В этой спектральной области значения $A_{po}^{np}(\lambda)$ также максимальны.

На зависимости, соответствующей упорядоченному монослою, имеет место резкий резонансный пик («решеточный резонанс») коэффициента поглощения $A_{tri}^{np}(\lambda)$ в окрестности длины волны $\lambda = 0,619 \text{ мкм}$ (рис. 2, *а*). Он обусловлен большой степенью упорядоченности слоя. Как видно из рис. 2, коэффициент поглощения упорядоченного монослоя (A_{tri}^{np}) больше, чем у частично упорядоченного (A_{po}^{np}) во всем рассмотренном диапазоне длин волн. Отношение коэффициентов поглощения слоя с упорядоченным и частично-упорядоченным расположением

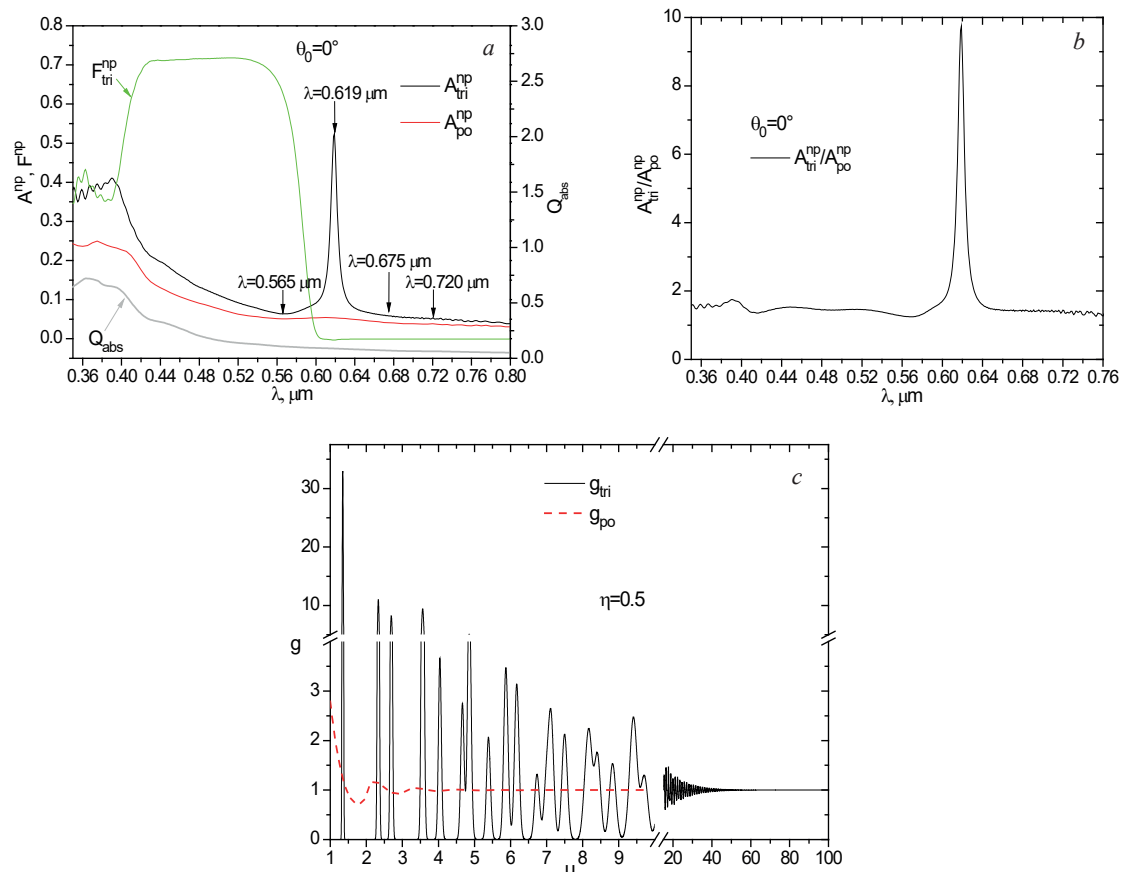


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента поглощения A^{np} монослоев частиц серебра (Ag) с ближним (частично упорядоченный монослой, A_{po}^{np}) и неидеальным дальним (монослой с неидеальной треугольной решеткой, A_{tri}^{np}) порядком при освещении по нормали ($\theta_0 = 0^\circ$) неполяризованным излучением (a); спектральные зависимости отношения $A_{tri}^{np} / A_{po}^{np}$ (b); зависимости радиальных функций распределения для монослоя с треугольной решеткой (g_{tri}) и частично упорядоченного монослоя (g_{po}), от безразмерного расстояния $u = R/D$, выраженного в диаметрах D частиц (c). Вертикальными стрелками указаны длины волн, для которых приведены результаты расчетов зависимостей $A(\theta_0)$ на рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента некогерентного рассеяния F_{tri}^{np} монослоя с треугольной решеткой (a); фактор заполнения монослоев $\eta = 0,5$; диаметр частиц $D = 0,5$ мкм; спектральные зависимости фактора эффективности поглощения Q_{abs} отдельной частицы Ag с диаметром $D = 0,5$ мкм (правая ось) (a)

Fig. 2. Spectral dependences of the absorption coefficient A^{np} of monolayers of silver (Ag) particles with short-range (partially ordered monolayer, A_{po}^{np}) and imperfect long-range (monolayer with imperfect triangular lattice, A_{tri}^{np}) spatial order under normal illumination ($\theta_0 = 0^\circ$) by nonpolarized light (a); spectral dependences of $A_{tri}^{np} / A_{po}^{np}$ ratio (b); dependences of the radial distribution functions for the monolayer with the triangular lattice, g_{tri} , and partially ordered monolayer, g_{po} , on the dimensionless distance $u = R/D$, expressed in the particle diameters D (c). The vertical arrows indicate the wavelengths for which the calculation results of $A(\theta_0)$ dependences are shown in Fig. 3. Spectral dependences of the diffuse scattering coefficient F_{tri}^{np} of the monolayer with the triangular lattice (a); the filling factor of monolayers is $\eta = 0.5$; particles diameter $D = 0.5 \mu\text{m}$; spectral dependences of the absorption efficiency factor Q_{abs} of an individual Ag particle with a diameter $D = 0.5 \mu\text{m}$ (right axis) (a)

частиц ($A_{tri}^{np}(\lambda) / A_{po}^{np}(\lambda)$) показано на рис. 2, b. В интервале длин волн, где имеет место резкий пик коэффициента поглощения монослоя с треугольной решеткой, величина $A_{tri}^{np}(\lambda)$ может быть почти в десять раз больше, чем $A_{po}^{np}(\lambda)$.

Рассмотрим влияние угла освещения на коэффициент поглощения монослоя в области «решеточного резонанса», наблюдаемого при падении волны по нормали. На рис. 3 показаны зависимости коэффициентов поглощения $A_{tri}(\theta_0)$ при освещении монослоя с треугольной решеткой направленным поляризованным и неполяризованным излучением на длинах волн, отмеченных на рис. 2, a. Для сравнения, на рисунках приведены также результаты для частично упорядоченного монослоя.

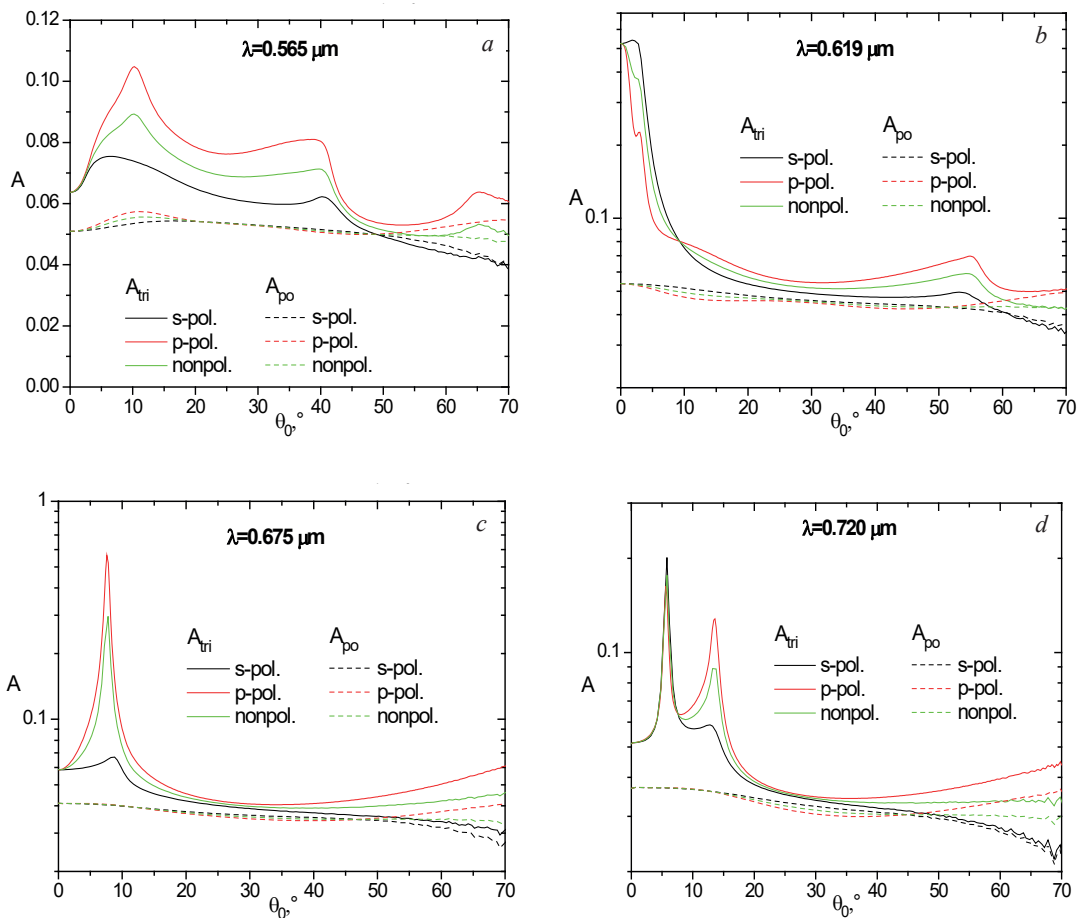


Рис. 3. Зависимости коэффициентов поглощения $A(\theta_0)$ при освещении монослоя с треугольной решеткой (сплошные линии, A_{tri}) и частично упорядоченного монослоя (штриховые линии, A_{po}) частиц серебра направленным поляризованным и неполяризованным (при азимутальном угле падения $\varphi_0 = 0$) излучением на длинах волн, отмеченных на рис. 2, a ; $D = 0,5$ мкм, $\eta = 0,5$

Fig. 3. Dependences of absorption coefficients $A(\theta_0)$ of the monolayer with the triangular lattice (solid lines, A_{tri}) and partially ordered monolayer (dashed lines, A_{po}) of Ag particles illuminated by directed polarized and nonpolarized (at azimuthal angle on incidence $\varphi_0 = 0$) light on the wavelengths indicated in Fig. 2, a ; $D = 0.5 \mu\text{m}$; $\eta = 0.5$

Из рис. 3, b видно, что с ростом угла освещения в области $0^\circ < \theta_0 < 30^\circ$ значения коэффициента поглощения упорядоченного монослоя на длине волны, соответствующей максимуму резонансного пика при $\theta_0 = 0^\circ$ ($\lambda = 0,619$ мкм), в целом уменьшаются. В области $40^\circ < \theta_0 < 60^\circ$ зависимости $A_{tri}(\theta_0)$ имеют заметный максимум, более выраженный для p -поляризованной падающей волны. Он обусловлен увеличением количества дифракционных порядков с ростом угла освещения. По этой же причине возникают небольшие максимумы (по сравнению со значениями $A_{tri}(\theta_0 = 0^\circ)$) при малых углах падения ($0^\circ < \theta_0 < 4^\circ$). Кроме того, максимумы возникают в коротковолновой (относительно резонансной длины волны при падении по нормали) $\lambda = 0,565$ (рис. 3, a) и длинноволновой $\lambda = 0,675$ и $0,720$ мкм (рис. 3, c, d) областях спектра. При этом в длинноволновой области появляется первый порядок дифракции, а в коротковолновой – «дополнительные» более высокие порядки дифракции, отсутствующие при освещении по нормали [15].

Рис. 3 иллюстрирует также влияние состояния поляризации падающей волны на коэффициент поглощения при наклонном освещении. В целом p -поляризованное излучение поглощается сильнее, чем s -поляризованное, хотя в области малых углов падения ($0 < \theta_0 < 8^\circ$) на длине волны $\lambda = 0,619$ мкм, соответствующей максимуму резонансного пика при освещении упорядоченного монослоя частиц Ag по нормали, коэффициент поглощения больше для s -поляризации (рис. 3, b).

Число и амплитуда резонансных пиков коэффициентов $A_{iri}(\theta_0)$ в области малых θ_0 зависят от длины волны (параметра дифракции частиц). В частности, из рис. 3, *c* и 3, *d* видно, что для рассмотренных параметров монослоя имеет место один пик ($5^\circ < \theta_0 < 10^\circ$) на длине волны $\lambda = 0,675$ мкм для всех состояний поляризации падающего света. Для *p*-поляризации максимум коэффициента поглощения $A_{iri}^{p-pol}(\theta_0) \approx 0,56$, для *s*-поляризации – $A_{iri}^{s-pol}(\theta_0) \approx 0,067$, для неполяризованного света – $A_{iri}^{np}(\theta_0) \approx 0,29$. На длине волны $\lambda = 0,720$ мкм наблюдаются два пика ($3^\circ < \theta_0 < 15^\circ$) с максимумами $A_{iri}^{p-pol}(\theta_0) \approx 0,16$ и $0,13$ (*p*-поляризация), $A_{iri}^{s-pol}(\theta_0) \approx 0,2$ и $0,059$ (*s*-поляризация), $A_{iri}^{np}(\theta_0) \approx 0,175$ и $0,09$ (неполяризованный свет). Зависимость коэффициента поглощения $A_{iri}^{p-pol}(\theta_0)$ упорядоченного монослоя, освещаемого направленным *p*-поляризованным излучением, имеет максимум при $\theta_0 \approx 7,6^\circ$ (см. рис. 3, *c*). Величина $A_{iri}^{p-pol}(\theta_0)$ при этом угле больше, чем при падении по нормали, примерно в 9 раз. Значения коэффициента поглощения естественного излучения находятся между значениями коэффициента поглощения *s*- и *p*-поляризованного излучения. Возможны ситуации, когда все три коэффициента равны (см. рис. 3, *b* ($\theta_0 \approx 9^\circ$)).

Заключение. Получены выражения для описания коэффициентов пропускания, отражения, рассеяния и поглощения упорядоченных и частично упорядоченных монослоев сферических частиц при освещении направленным естественным излучением. Их вывод основан на усреднении интенсивностей прямопрошедшей, зеркально отраженной и диффузно рассеянной компонент излучения по направлению вектора поляризации для поляризованного падающего света. Последние находятся в квазикристаллическом приближении теории многократного рассеяния волн, приближении среднего поля с использованием разложения полей и тензорной функции Грина по векторным сферическим волновым функциям [12–15].

Показано, что в рассмотренном диапазоне длин волн ($\lambda = 0,35$ – $0,8$ мкм) коэффициент поглощения упорядоченного монослоя с треугольной решеткой из частиц серебра с размерами порядка длины волны больше, чем коэффициент поглощения частично упорядоченного монослоя. В области резонансного пика поглощения при освещении по нормали такой монослой может поглощать почти в 10 раз больше падающего излучения, чем частично упорядоченный монослой. Абсолютное значение коэффициента поглощения упорядоченного монослоя в области этого пика может достигать $\sim 0,52$. Величина поглощения при направленном наклонном освещении может быть почти в 9 раз больше, чем при освещении по нормали.

При освещении по нормали (угол падения $\theta_0 = 0$) коэффициенты пропускания, отражения, рассеяния и поглощения монослоя не зависят от поляризации падающей волны. При наклонном освещении ($\theta_0 > 0$) такая зависимость появляется. Показано, что с ростом θ_0 появляются дополнительные дифракционные пики более высоких порядков, которые отсутствовали при освещении по нормали. Это приводит к пикам коэффициента поглощения монослоя и немонотонной зависимости этого коэффициента от угла освещения.

Приведенные формулы и численные результаты могут быть использованы при решении задачи оптимизации условий освещения и конструкции оптоэлектронных устройств на основе двумерных пространственно организованных структур нано- и микрочастиц. На основе приведенных соотношений можно рассмотреть особенности поглощения этих структур при диффузном освещении.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф20КИ-004). Авторы выражают благодарность профессору Н. А. Лойко за плодотворные дискуссии.

Acknowledgements. This work was performed with the financial support of the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (Grant № Ф20КИ-004). The authors are grateful to Professor N. A. Loiko for fruitful discussions.

Список использованных источников

1. Vecchi, G. Surface modes in plasmonic crystals induced by diffractive coupling of nanoantennas / G. Vecchi, V. Giannini, J. G. Rivas // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 80, № 20. – P. 201401-4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.201401>
2. Full Light Absorption in Single Arrays of Spherical Nanoparticles / Y. Radi [et al.] // ACS Photonics. – 2015. – Vol. 2, № 5. – P. 653–660. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.5b00073>

3. Lasing from Finite Plasmonic Nanoparticle Lattices / D. Wang [et al.] // *ACS Photonics*. – 2020. – Vol. 7, № 3. – P. 630–636. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.0c00231>
4. Improving the performance of light-emitting diodes via plasmonic-based strategies / X. Fan [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2020. – Vol. 127, № 4. – P. 040901. <https://doi.org/10.1063/1.5129365>
5. Enhanced Quality Factors of Surface Lattice Resonances in Plasmonic Arrays of Nanoparticles / Q. Le-Van [et al.] // *Adv. Opt. Mater.* – 2019. – Vol. 7, № 6. – P. 1801451-8. <https://doi.org/10.1002/adom.201801451>
6. Dynich, R. A. Local field enhancement around spherical nanoparticles in the absorbing medium / R. A. Dynich, A. N. Ponyavina, V. V. Filippov // *J. Appl. Spectrosc.* – 2009. – Vol. 76, № 5. – P. 705–710. <https://doi.org/10.1007/s10812-009-9248-1>
7. Концентрационная зависимость полосы плазмонного поверхностного резонанса поглощения наноструктур золота в углеродсодержащих матрицах / Р. А. Дынич [и др.] // *Вест. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук.* – 2019. – Т. 55, № 2. – С. 232–241. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-2-232-241>
8. Kachan, S. M. Spectral properties of close-packed monolayers consisting of silver nanospheres / S. M. Kachan, A. N. Ponyavina // *J. Phys. Condens. Matter.* – 2002. – Vol. 14, № 1. – P. 103–111. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/1/309>
9. Kachan, S. M. The spatial ordering effect on spectral properties of close-packed nanoparticle monolayers / S. M. Kachan, A. N. Ponyavina // *Surf. Sci.* – 2002. – Vol. 507–510. – P. 603–608. [https://doi.org/10.1016/s0039-6028\(02\)01322-5](https://doi.org/10.1016/s0039-6028(02)01322-5)
10. Kachan, S. High-absorbing gradient multilayer coatings with silver nanoparticles / S. Kachan, O. Stenzel, A. Ponyavina // *App. Phys. B.* – 2006. – Vol. 84, № 1–2. – P. 281–287. <https://doi.org/10.1007/s00340-006-2252-8>
11. Li, W. Metamaterial Perfect Absorber Based Hot Electron Photodetection / W. Li, J. Valentine // *Nano Lett.* – 2014. – Vol. 14, № 6. – P. 3510–3514. <https://doi.org/10.1021/nl501090w>
12. Loiko, N. A. Scattering and Absorption of Light by a Monolayer of Spherical Particles under Oblique Illumination / N. A. Loiko, A. A. Miskevich, V. A. Loiko // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2020. – Vol. 131, № 2. – P. 227–243. <https://doi.org/10.1134/s1063776120060060>
13. Loiko, N. A. Polarization of light scattered by a two-dimensional array of dielectric spherical particles / N. A. Loiko, A. A. Miskevich, V. A. Loiko // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2021. – Vol. 38, № 9. – P. C22–C32. <https://doi.org/10.1364/josab.424426>
14. Loiko, N. A. Incoherent component of light scattered by a monolayer of spherical particles: analysis of angular distribution and absorption of light / N. A. Loiko, A. A. Miskevich, V. A. Loiko // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2018. – Vol. 35, № 1. – P. 108–118. <https://doi.org/10.1364/josaa.35.000108>
15. Loiko, N. A. Light scattering and absorption by two-dimensional arrays of nano- and micrometer monodisperse spherical silver particles / N. A. Loiko, A. A. Miskevich, V. A. Loiko // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* – 2021. – Vol. 266. – P. 107571 (20 pp.). <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2021.107571>
16. Ziman, J. *Models of Disorder* / J. Ziman. – Cambridge University Press, 1979. – 525 p.
17. Percus, J. K. Analysis of Classical Statistical Mechanics by Means of Collective Coordinates / J. K. Percus, G. J. Yevick // *Phys. Rev.* – 1958. – Vol. 110, № 1. – P. 1–13. <https://doi.org/10.1103/physrev.110.1>
18. Miskevich, A. A. Coherent Transmission and Reflection of a Two-Dimensional Planar Photonic Crystal / A. A. Miskevich, V. A. Loiko // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2011. – Vol. 113, № 1. – P. 1–13. <https://doi.org/10.1134/s1063776111050153>
19. Loiko, V. A. Multiple Scattering of Light in Ordered Particulate Media / V. A. Loiko, A. A. Miskevich // *Springer Series in Light Scattering*. – Springer, 2018. – P. 101–230. https://doi.org/10.1007/978-3-319-70796-9_2
20. Lax, M. Multiple Scattering of Waves. II. The Effective Field in Dense Systems / M. Lax // *Phys. Rev.* – 1952. – Vol. 85, № 4. – P. 621–629. <https://doi.org/10.1103/physrev.85.621>
21. Hong, K. M. Multiple scattering of electromagnetic waves by a crowded monolayer of spheres: Application to migration imaging films / K. M. Hong // *J. Opt. Soc. Am.* – 1980. – Vol. 70, № 7. – P. 821–826. <https://doi.org/10.1364/josa.70.000821>
22. Ishimaru, A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media* / A. Ishimaru. – Wiley-IEEE Press, 1997. – 600 p. <https://doi.org/10.1109/9780470547045>
23. *Handbook of Optical Constants of Solids: in 3 vol.* / ed. E. D. Palik. – San Diego: Academic, 1985. – Vol. 1. – 804 p. <https://doi.org/10.1016/C2009-0-20920-2>

References

1. Vecchi G., Giannini V., Rivas J. G. Surface modes in plasmonic crystals induced by diffractive coupling of nanoantennas. *Physical Review B*, 2009, vol. 80, no. 20, pp. 201401-4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.201401>
2. Radi Y., Asadchy V. S., Kosulnikov S. U., Omelyanovich M. M., Morits D., Osipov A. V., Simovski R. C., Tretyakov S. A. Full Light Absorption in Single Arrays of Spherical Nanoparticles. *ACS Photonics*, 2015, vol. 2, no. 5, pp. 653–660. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.5b00073>
3. Wang D., Bourgeois M. R., Guan J., Fumani A. K., Schatz G. C., Odom T. W. Lasing from Finite Plasmonic Nanoparticle Lattices. *ACS Photonics*, 2020, vol. 7, no. 3, pp. 630–636. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.0c00231>
4. Fan X., Hao Q., Qiu T., Chu P. K. Improving the performance of light-emitting diodes via plasmonic-based strategies. *Journal of Applied Physics*, 2020, vol. 127, no. 4, pp. 040901. <https://doi.org/10.1063/1.5129365>
5. Le-Van Q., Zoethout E., Geluk E.-J., Ramezani M., Berghuis M., Rivas J. G. Enhanced Quality Factors of Surface Lattice Resonances in Plasmonic Arrays of Nanoparticles. *Advanced Optical Materials*, 2019, vol. 7, no. 6, pp. 1801451-8. <https://doi.org/10.1002/adom.201801451>
6. Dynich R. A., Ponyavina A. N., Filippov V. V. Local field enhancement around spherical nanoparticles in the absorbing medium. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2009, vol. 76, no. 5, pp. 705–710. <https://doi.org/10.1007/s10812-009-9248-1>

7. Dynich R. A., Zamkovets A. D., Ponyavina A. N., Shpilevsky E. M. Dependence of a surface plasmon resonance absorption band on the concentration of gold nanoparticles in carbon-bearing matrixes. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seryia fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2019, vol. 55, no. 2, pp. 232–241 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-2-232-241>
8. Kachan S. M., Ponyavina A. N. Spectral properties of close-packed monolayers consisting of silver nanospheres. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2002, vol. 14, no. 1, pp. 103–111. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/1/309>
9. Kachan S. M., Ponyavina A. N. The spatial ordering effect on spectral properties of close-packed nanoparticle monolayers. *Surface Science*, 2002, vol. 507–510, pp. 603–608. [https://doi.org/10.1016/s0039-6028\(02\)01322-5](https://doi.org/10.1016/s0039-6028(02)01322-5)
10. Kachan S. M., Stenzel O., Ponyavina A. N. High-absorbing gradient multilayer coatings with silver nanoparticles. *Applied Physics B*, 2006, vol. 84, no. 1–2, pp. 281–287. <https://doi.org/10.1007/s00340-006-2252-8>
11. Li W., Valentine J. Metamaterial Perfect Absorber Based Hot Electron Photodetection. *Nano Letters*, 2014, vol. 14, no. 6, pp. 3510–3514. <https://doi.org/10.1021/nl501090w>
12. Loiko N. A., Miskevich A. A., Loiko V. A. Scattering and Absorption of Light by a Monolayer of Spherical Particles under Oblique Illumination. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2020, vol. 131, no. 2, pp. 227–243. <https://doi.org/10.1134/s1063776120060060>
13. Loiko N. A., Miskevich A. A., Loiko V. A. Polarization of light scattered by a two-dimensional array of dielectric spherical particles. *Journal of the Optical Society of America B*, 2021, vol. 38, no. 9, pp. C22–C32. <https://doi.org/10.1364/josab.424426>
14. Loiko N. A., Miskevich A. A., Loiko V. A. Incoherent component of light scattered by a monolayer of spherical particles: analysis of angular distribution and absorption of light. *Journal of the Optical Society of America A*, 2018, vol. 35, no. 1, pp. 108–118. <https://doi.org/10.1364/josaa.35.000108>
15. Loiko N. A., Miskevich A. A., Loiko V. A. Light scattering and absorption by two-dimensional arrays of nano- and micrometer monodisperse spherical silver particles. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2021, vol. 266, p. 107571 (20 pp.). <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2021.107571>
16. Ziman J. *Models of Disorder*. Cambridge University Press, 1979. 525 p.
17. Percus J. K., Yeivick G. J. Analysis of Classical Statistical Mechanics by Means of Collective Coordinates. *Physical Review*, 1958, vol. 110, no. 1, pp. 1–13. <https://doi.org/10.1103/physrev.110.1>
18. Miskevich A. A., Loiko V. A. Coherent Transmission and Reflection of a Two-Dimensional Planar Photonic Crystal. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2011, vol. 113, no. 1, pp. 1–13. <https://doi.org/10.1134/s1063776111050153>
19. Loiko V. A., Miskevich A. A. Multiple Scattering of Light in Ordered Particulate Media. *Springer Series in Light Scattering*. Springer, 2018. pp. 101–230. https://doi.org/10.1007/978-3-319-70796-9_2
20. Lax M. Multiple Scattering of Waves. II. The Effective Field in Dense Systems. *Physical Review*, 1952, vol. 85, no. 4, pp. 621–629. <https://doi.org/10.1103/physrev.85.621>
21. Hong K. M. Multiple scattering of electromagnetic waves by a crowded monolayer of spheres: Application to migration imaging films. *Journal of the Optical Society of America*, 1980, vol. 70, no. 7, pp. 821–826. <https://doi.org/10.1364/josa.70.000821>
22. Ishimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Academic Press, 1997. 600 p. <https://doi.org/10.1109/9780470547045>
23. Palik E. D. (ed.). *Handbook of Optical Constants of Solids: Vol. I*. San Diego, Academic Press, 1985. 804 p. <https://doi.org/10.1016/C2009-0-20920-2>

Информация об авторах

Лойко Валерий Александрович – доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Центра «Оптическое дистанционное зондирование», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: loiko@ifanbel.bas-net.by

Мискевич Александр Амуратович – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Центра «Оптическое дистанционное зондирование», Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: miskevic@ifanbel.bas-net.by

Information about the authors

Valery A. Loiko – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Chief Researcher the Center for Optical Remote Sensing, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Niezalezhnastsi Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: loiko@ifanbel.bas-net.by

Alexander A. Miskevich – Ph. D. (Physics and Mathematics), Leading Researcher of the Center for Optical Remote Sensing, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Niezalezhnastsi Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: miskevic@ifanbel.bas-net.by