

УДК 535:546.57

Влияние распределения включений по размерам в дисперсных системах на их оптические свойства

Л. Г. Гречко, В. Н. Пустовит, Н. Г. Шкода*, С. В. Шостак*

Институт химии поверхности НАН Украины,
ул. Генерала Наумова, 17, 03164, Киев, Украина*Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
пр. Глушкова, 6, 03142, Киев, Украина

Предложен теоретический подход к вычислению эффективной диэлектрической константы матричных дисперсных систем (МДС), состоящих из металлических частиц (сфер), случайно размещенных в окружающей диэлектрической матрице. Обнаружены существенные отклонения от хорошо известного приближения Максвелла–Гарнетта [1], обусловленные влиянием парного взаимодействия между частицами и их распределения по размерам. Изучено также изменение спектра поглощения излучения при изменении объемной фракции заполнения частицами среды и отношения между радиусами каждой пары взаимодействующих частиц.

Определение эффективной диэлектрической константы композитной среды стало уже классической проблемой электродинамики [1, 2]. Предложено множество различных вариантов ее решения [2–5], но до сих пор не предложено теории, которая бы полно и адекватно согласовывалась с существующими экспериментальными данными [2]. В этой работе рассмотрены оптические свойства МДС, состоящих из металлических частиц (сфер), распределенных по случайному закону в матрице с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 . Обычно эффективная диэлектрическая константа $\tilde{\epsilon}$ систем такого типа при малой концентрации включений задается формулой Максвелла–Гарнетта [1]. Спектр поглощения электромагнитного излучения такой системы обнаруживает ряд интересных свойств в оптическом диапазоне частот. Так, наблюдаемый пик в спектре поглощения [2] можно объяснить существованием определенных плазменных мод для отдельной частицы [1]. В соответствии с предсказаниями теории

Максвелла–Гарнетта при увеличении объемной фракции металлических частиц наблюдается сдвиг спектра поглощения в инфракрасную часть спектра [2]. В настоящей работе проведено изучение спектров поглощения электромагнитного излучения в подобных системах. Ниже представлена общая формулировка теории эффективной диэлектрической функции МДС с учетом парного взаимодействия между частицами, а также рассмотрен частный случай теории с определенным отношением радиусов частиц. Исследован характер абсорбционного спектра поглощения излучения такой системы в зависимости от частоты внешнего поля.

Диэлектрическая функция матричных дисперсных систем

Как показано в [5, 6], выражение для диэлектрической проницаемости МДС со сферическими включениями с учетом парного взаимодействия между частицами имеет вид:

$$\frac{4\pi}{3} \frac{\tilde{\epsilon} + 2\epsilon_0}{\tilde{\epsilon} - \epsilon_0} = \frac{1}{\sum_a n_a \alpha_a} - \frac{\frac{4\pi}{3} \sum_{a,b} n_a n_b \int_0^\infty R_{ab}^2 \Phi(\vec{R}_{ab}) dR_{ab} \left[\beta_{ab}^{\parallel}(\vec{R}_{ab}) + 2\beta_{ab}^{\perp}(\vec{R}_{ab}) \right]}{\left(\sum_a n_a \alpha_a \right)^2}, \quad (1)$$

где $\vec{R}_{ab} = |\vec{R}_a - \vec{R}_b|$, $\vec{R}_a$ и $\vec{R}_b$ – радиусы-векторы сфер a и b соответственно. Общее число частиц $N = \sum_{\alpha} N_{\alpha}$, введенных в однородную диэлектрическую среду, и относительная концентрация частиц n_{α} связаны между собой соотношением $n_{\alpha} = \frac{N_{\alpha}}{V}$. Величины $N_a, N_b, N_c \dots$ определяют число частиц сортов $a, b, c \dots$. При получении (1) задача решалась в электростатическом приближении, т. е. полагалось, что длина волны внешнего электрического поля существенно превышает характерный размер частиц и среднее расстояние между ними. Функция $\Phi(R_{ab})$ есть двухчастичная функция распределения [2] частиц в матрице

$$\alpha_b = \frac{\epsilon_b - \epsilon_0}{\epsilon_b + 2\epsilon_0} r_b^3 \equiv B_b r_b^3, \quad (2)$$

дипольная поляризуемость частицы сорта b , r_b – радиус частицы. В уравнении (1) $\beta_{ab}^{\parallel}(\vec{R}_{ab})$ и $\beta_{ab}^{\perp}(\vec{R}_{ab})$ обозначают продольную и поперечную части тензора поляризации двух частиц $\beta_{ab}(\vec{R}_{ab})$ во внешнем поле [6].

Для их нахождения необходимо решить задачу двух сфер a и b во внешнем поле $\vec{E}_0$. Здесь приводится решение этой задачи для любого числа частиц N . Введем систему координат как показано на рис. 1. Для произвольной сферы a потенциал электростатического поля $\Phi^{(a)}_{in}$

внутри сферы может быть представлен в виде:

$$\Phi_{in}^{(a)} = -E_0 \sum_{n,m} A_{nm}^{(a)} P_{nm}(R_a, \theta_a, \varphi_a) \quad (3)$$

и, соответственно, вне сферы:

$$\Phi_a = \Phi_{out}^{(a)}(R_a, \theta_a, \varphi_a) + \sum_{b \neq a}^N \Phi_{out}^{(b)}(R_b, \theta_b, \varphi_b) + \Phi_0(R_a, \theta_a, \varphi_a) \quad (4)$$

где $\Phi_{out}^{(a)} = -E_0 \sum_{n,m} B_{nm}^{(a)} Q_{nm}(R_a, \theta_a, \varphi_a)$, а

$$\Phi_0 = -(\vec{E}_0 \vec{R}_a) = -E_0 \sum_{n,m} d_{nm} P_{nm}(R_a, \theta_a, \varphi_a)$$

– потенциал внешнего поля, а

$$P_{nm}(R, \theta, \varphi) = R^n Y_{nm}(\theta, \varphi) \quad (5)$$

$$Q_{nm}(R, \theta, \varphi) = R^{-n-1} Y_{nm}(\theta, \varphi)$$

Функции (5) являются фундаментальными решениями уравнения Лапласа $\Delta \Phi = 0$. Здесь $Y_{nm}(\theta, \varphi)$ – сферические функции ($n=1, 2, \dots$; $m=-n, \dots, 0, \dots, n$) с условием ортогональности [1]

$$\int_{\Omega} Y_{lm}(\theta, \varphi) Y_{l'm'}^*(\theta, \varphi) d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \quad (6)$$

Применяя стандартные граничные условия

$$\Phi_{in}^{(a)}|_{R_a=r_a} = \Phi_a|_{R_a=r_a}, \quad (7)$$

$$\epsilon_a (\vec{\nabla} \Phi_{in}^{(a)} \vec{n}_a)|_{R_a=r_a} = \epsilon_0 (\vec{\nabla} \Phi_a \vec{n}_a)|_{R_a=r_a}$$

из (3)–(7) находим

$$\frac{B_{nm}^{(a)}}{\alpha_n^{(a)}} + \sum_{b \neq a}^N \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m'=-n'}^{n'} (-1)^{n'+m} \frac{B_{n'm'}^{(b)} K_{nm}^{n'm'} Y_{n+n', m'-m}(\theta_{ab}, \varphi_{ab})}{R_{ab}^{n+n'+1}} = -d_{nm}, \quad (8)$$

где $\alpha_n^{(a)} = \frac{\epsilon_a - \epsilon_0}{\epsilon_a + \frac{n+1}{n} \epsilon_0} r_a^{2n+1}$ – мультипольная поляризуемость сферы a , $\vec{n}$ – единичный вектор внешней нормали к ней, а

$$K_{nm}^{n'm'} = \left[\frac{4\pi(2n'+1)(n+n'+m-m')! (n+n'+m'-m)!}{(2n+1)(2n+2n'+1)(n'+m')! (n'-m')! (n+m)! (n-m)!} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

При получении (8) использована теорема суммирования сферических функций [7–9]:

$$\frac{Y_{nm}(\theta_b, \varphi_b)}{R_b^{n+1}} = \sum_{n', m'} (-1)^{m'+n} \frac{K_{nm}^{n'm'}}{R_{ab}^{n+n'+1}} R_a^{n'} Y_{n'm'}(\theta_a, \varphi_a) Y_{n+n', m'-m}(\theta_{ab}, \varphi_{ab}), \quad (10)$$

а также соотношение

$$B_{nm}^{(a)} = - \left[\frac{(2n+1)\epsilon_0}{(\epsilon_a - \epsilon_0)n} \frac{A_{nm}^{(a)}}{r_a^{2n+1}} \right], \quad (11)$$

которое следует из (7).

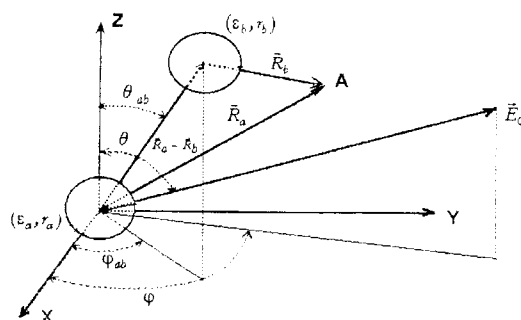


Рис. 1. Две сферы во внешнем поле $\vec{E}_0$.

Рассмотрим решение системы уравнений (8), ограничившись простейшим случаем парного взаимодействия двух сферических частиц. Вы-

берем ось z вдоль вектора $\vec{N} = \frac{\vec{E}_0}{E_0}$ (рис. 1). То-

гда коэффициенты d_{nm} могут быть найдены из выражения:

$$d_{nm} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi (\vec{r} \cdot \vec{N}) Y_{nm}^*(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta, \quad (12)$$

или в другой форме [6]:

$$d_{nm} = -\delta_{n1} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \left\{ \sqrt{2} \delta_{m0} \cos \theta + \right. \\ \left. + [\delta_{m1} + \delta_{m-1}] \sin \theta \sin \varphi + (\delta_{m-1} - \delta_{m1}) \sin \theta \cos \varphi \right\} \quad (13)$$

Диэлектрическая функция МДС с включениями частиц разного радиуса

Рассмотрим теперь случай, когда система состоит из двух типов частиц ($\varepsilon_a = \varepsilon_b = \varepsilon$) разного радиуса (r_a и r_b). Определим отношение радиусов двух сфер a и b как $\Delta_{ab} = \frac{r_b}{r_a}$ и, введя $\sigma_a = \frac{r_a}{R_{ab}}$, $A_a = 1/B_a$, из (8) можно получить выражения для коэффициентов $X_{10}^{(a)}(\vec{R}_{ab})$ и $X_{11}^{(a)}(\vec{R}_{ab})$ [6]:

$$X_{10}^{(a)}(R_{ab}) = \frac{1}{2} r_a^3 \frac{\left[\left(\frac{A_b}{A_a} \right)^{\frac{3}{2}} + \Delta_{ab}^{\frac{3}{2}} \right] \left[\left(\frac{A_b}{A_a} \right)^{\frac{3}{2}} - \Delta_{ab}^{\frac{3}{2}} \right]}{\left[\sqrt{A_a A_b} - 2\Delta_{ab}^2 \sigma_a^3 \right] \left[\sqrt{A_a A_b} + 2\Delta_{ab}^2 \sigma_a^3 \right]}, \quad (14)$$

$$X_{11}^{(a)}(R_{ab}) = \frac{1}{2} r_a^3 \frac{\left[\left(\frac{A_b}{A_a} \right)^{\frac{3}{2}} - \Delta_{ab}^{\frac{3}{2}} \right] \left[\left(\frac{A_b}{A_a} \right)^{\frac{3}{2}} + \Delta_{ab}^{\frac{3}{2}} \right]}{\left[\sqrt{A_a A_b} - \Delta_{ab}^2 \sigma_a^3 \right] \left[\sqrt{A_a A_b} + \Delta_{ab}^2 \sigma_a^3 \right]}. \quad (15)$$

Выражения (14)–(15) получены в приближении парного диполь-дипольного взаимодействия ($n = n' = 1$). Используя эти выражения, из (1) можно получить общее выражение для эффективной диэлектрической проницаемости системы $\tilde{\varepsilon}$.

$$\frac{\tilde{\varepsilon} + 2\varepsilon_0}{\tilde{\varepsilon} - \varepsilon_0} = \frac{1}{\frac{4\pi}{3} \sum_a n_a B_a r_a^3} - \frac{1}{3 \left(\sum_a n_a B_a r_a^3 \right)^2} \sum_{a,b} n_a n_b B_a B_b r_a^3 r_b^3 \times \\ \left\{ \left[1 + \left(\frac{r_a^3}{r_b^3} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B_b}{B_a} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \ln \frac{(r_a + r_b)^3 + (r_a^3 r_b^3)^{\frac{1}{2}} (B_a B_b)^{\frac{1}{2}}}{(r_a + r_b)^3 - 2(r_a^3 r_b^3)^{\frac{1}{2}} (B_a B_b)^{\frac{1}{2}}} + \right. \\ \left. \left[1 - \left(\frac{r_a^3}{r_b^3} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B_b}{B_a} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \ln \frac{(r_a + r_b)^3 - (r_a^3 r_b^3)^{\frac{1}{2}} (B_a B_b)^{\frac{1}{2}}}{(r_a + r_b)^3 + 2(r_a^3 r_b^3)^{\frac{1}{2}} (B_a B_b)^{\frac{1}{2}}} \right\}, \quad (16)$$

где $B_a = \frac{\varepsilon_a - \varepsilon_0}{\varepsilon_a + 2\varepsilon_0}$ и $n_a = \frac{N_a}{V}$, $n_b = \frac{N_b}{V}$. Заме-

тим, что в частном случае $r_a = r_b = a$, $B_a = B_b$ (т. е. $\varepsilon_a = \varepsilon_b = \varepsilon$) уравнение (16) вырождается в соотношение, ранее полученное в работе [5].

$$\frac{\tilde{\varepsilon} + 2\varepsilon_0}{\tilde{\varepsilon} - \varepsilon_0} = \frac{1}{fB} - \frac{2}{3} \ln \frac{3\varepsilon + 5\varepsilon_0}{2\varepsilon + 6\varepsilon_0}, \quad (17)$$

где $f = \frac{4\pi}{3} a^3 n_0$ — объемная фракция металлических частиц в матрице.

Отметим, что при получении (16) использовалась следующая двухчастичная функция распределения

$$\Phi(R_{ab}) = \begin{cases} 1, & \text{при } R_{ab} \geq r_a + r_b \\ 0, & \text{при } r_a + r_b < R_{ab} \end{cases}$$

Рассмотрим теперь случай, когда число частиц двух сортов a и b одинаково, т. е.

$n_a = n_b = n_0$ и $B_a = B_b = B$ ($r_a > r_b$). Тогда из общего выражения (16) для случая частиц двух сортов разных радиусов ($a=1, 2; b=1, 2$),

$$\Delta = \frac{r_a}{r_b} < 1, \text{ находим}$$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_0 \left\langle 1 + \frac{3f_0(1+\Delta^3)}{\frac{1}{B} - f_0(1+\Delta^3) - \frac{2}{3}f_0D} \right\rangle, \quad (18)$$

где

$$D = \frac{1+\Delta^6}{1+\Delta^3} \ln \frac{8+B}{8-2B} + \frac{\Delta^3}{2(1+\Delta^3)} \left[\left(\Delta^{3/4} + \frac{1}{\Delta^{3/4}} \right)^2 \ln \frac{(1+\Delta)^3 + B\Delta^{3/2}}{(1+\Delta)^3 - 2B\Delta^{3/2}} - \left(\Delta^{3/4} - \frac{1}{\Delta^{3/4}} \right)^2 \ln \frac{(1+\Delta)^3 - B\Delta^{3/2}}{(1+\Delta)^3 + 2B\Delta^{3/2}} \right] \quad (19)$$

$$\text{и } f_0 = \frac{4\pi}{3} R^3 n_0.$$

Определим теперь частотную зависимость диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}$ для случая металлических включений, когда

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (20)$$

где γ — затухание и $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2}{m}}$ — плазменная частота свободных электронов [1].

При учете лишь диполь-дипольного взаимодействия между частицами ($n = n' = 1$), после некоторых алгебраических преобразований (18–19) получим выражение для $\tilde{\varepsilon}$:

$$\tilde{\varepsilon} = 1 + \frac{f_0(1+\Delta^3)L(x; \nu; f_0)}{L^2(x; \nu; f_0) + F^2(x; \nu; f_0)} + i \frac{f_0(1+\Delta^3)F(x; \nu; f_0)}{L^2(x; \nu; f_0) + F^2(x; \nu; f_0)}, \quad (21)$$

где

$$x_0^2 = \frac{1 - f_0(1+\Delta^3)}{3}, \quad x = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \nu = \frac{\gamma}{\omega_p} \text{ и } f_0 - \text{объемная часть частиц одного сорта.} \quad (22)$$

Здесь:

$$L = x_0^2 - x^2 - \frac{f(1+\Delta^6)}{9(1+\Delta^3)} \ln \frac{(8x^2-3)^2 + 64x^2\nu^2}{(8x^2-2)^2 + 64x^2\nu^2} + \frac{\Delta^3 f}{18(1+\Delta^3)} \left[\left(\Delta^{3/4} + \frac{1}{\Delta^{3/4}} \right)^2 \ln \frac{\left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) + \Delta^{3/2} \right]^2 + 9x^2\nu^2(1+\Delta^6)}{\left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) - 2\Delta^{3/2} \right]^2 + 9x^2\nu^2(1+\Delta^6)} - \left(\Delta^{3/4} - \frac{1}{\Delta^{3/4}} \right)^2 \ln \frac{\left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) - \Delta^{3/2} \right]^2 + 9x^2\nu^2(1+\Delta^6)}{\left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) + 2\Delta^{3/2} \right]^2 + 9x^2\nu^2(1+\Delta^6)} \right], \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
 F = x\nu + \frac{2f}{9} \frac{(1+\Delta^6)}{(1+\Delta^3)} \operatorname{arctg} \frac{8x\nu}{(2-8x^2)(3-8x^2)+64x^2\nu^2} + \frac{2(1+\Delta^6)}{9(1+\Delta^3)} \pi \Theta \left(x^2; \frac{1}{4}; \frac{3}{8} \right) - \\
 \frac{\Delta^3 f}{9(1+\Delta^3)} \left[\left(\Delta^{\frac{3}{4}} + \frac{1}{\Delta^{\frac{3}{4}}} \right)^2 \operatorname{arctg} \frac{9x\nu(1+\Delta)^3 \Delta^{\frac{3}{2}}}{\left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) - 2\Delta^{\frac{3}{2}} \right] \left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) + \Delta^{\frac{3}{2}} \right] + 9x^2\nu^2(1+\Delta)^6} + \right. \\
 \left. \left(\Delta^{\frac{3}{4}} - \frac{1}{\Delta^{\frac{3}{4}}} \right)^2 \operatorname{arctg} \frac{9x\nu(1+\Delta)^3 \Delta^{\frac{3}{2}}}{\left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) - \Delta^{\frac{3}{2}} \right] \left[(1+\Delta)^3(1-3x^2) + 2\Delta^{\frac{3}{2}} \right] + 9x^2\nu^2(1+\Delta)^6} \right] - \\
 \frac{\Delta^3 f \pi}{9(1+\Delta^3)} \left[\left(\Delta^{\frac{3}{4}} + \frac{1}{\Delta^{\frac{3}{4}}} \right)^2 \Theta \left(x^2; \frac{1}{3} - \frac{2}{3} \frac{\Delta^{\frac{3}{2}}}{(1+\Delta)^3}; \frac{1}{3} + \frac{\Delta^{\frac{3}{2}}}{3(1+\Delta)^3} \right) - \left(\Delta^{\frac{3}{4}} - \frac{1}{\Delta^{\frac{3}{4}}} \right)^2 \Theta \left(x^2; \frac{1}{3} - \frac{\Delta^{\frac{3}{2}}}{3(1+\Delta)^3}; \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{\Delta^{\frac{3}{2}}}{(1+\Delta)^3} \right) \right],
 \end{aligned} \quad (24)$$

где функции $\Theta(x^2; \alpha; \beta)$ определены так же, как и в работе [4].

$$\Theta(x^2; \alpha; \beta) = \begin{cases} 1 & \alpha < x^2 < \beta \\ 0 & x^2 \notin (\alpha, \beta) \end{cases} \quad (25)$$

При получении (24) предполагалось, что $\varepsilon_\infty = \varepsilon_0 = 1$. Появление логарифмического члена в (19) приводит в области существования поверхностного плазмона ($\sim \frac{\omega_p}{\sqrt{3}}$) к появлению непрерывного спектра поглощения, границы которого могут изменяться в зависимости от величины отношения Δ . В отличие от результатов работы [6] мы здесь будем иметь не две, а четыре поверхностные моды двух соприкасающихся сфер

$$\begin{aligned}
 \omega_{\parallel}^{(1)} &= \left(\frac{1}{3} - \frac{2\Delta^{\frac{3}{2}}}{3(1+\Delta)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \omega_p; \\
 \omega_{\parallel}^{(2)} &= \left(\frac{1}{3} - \frac{\Delta^{\frac{3}{2}}}{3(1+\Delta)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \omega_p,
 \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned}
 \omega_{\perp}^{(1)} &= \left(\frac{1}{3} + \frac{\Delta^{\frac{3}{2}}}{3(1+\Delta)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \omega_p; \\
 \omega_{\perp}^{(2)} &= \left(\frac{1}{3} + \frac{2\Delta^{\frac{3}{2}}}{3(1+\Delta)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \omega_p,
 \end{aligned} \quad (27)$$

где (26) определяет продольные волны колебаний, (27) – поперечные. Таким образом, мнимая часть диэлектрической константы среды $\tilde{\epsilon}$ содержит дополнительное затухание, которое обусловлено наличием непрерывного спектра. Заметим, что данный механизм дополнительного затухания не зависит от затухания в отдельной частице – он не зависит от затухания γ .

Рассмотренный в этой статье метод вычисления эффективной диэлектрической проницаемости имеет одно главное ограничение в отношении применимости для нахождения $\tilde{\epsilon}$ в МДС. Показано [9], что объемная доля включений в матрице не превышала $f \leq 0.2$. Если это не выполняется, то полученные на основе данного теоретического подхода результаты начинают сильно расходиться с результатами экспериментальных исследований [9]. На этом этапе более удобно использовать приближение эффективной среды (так называемое приближение среднего поля), что дает результаты, более согласованные с экспериментом. Результаты численных расчетов зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}$ от частоты представлены на рис. 2, 3.

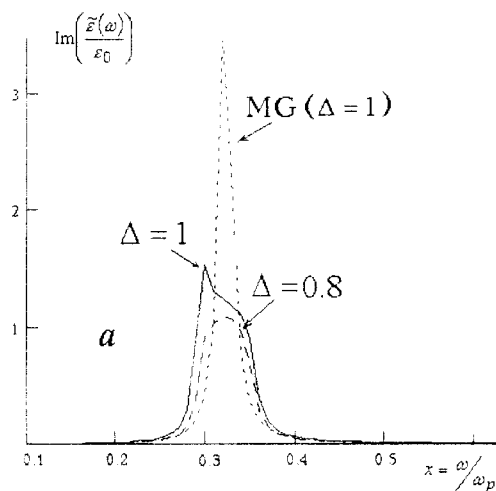


Рис. 2. Мнимая часть $\frac{\tilde{\varepsilon}(\omega)}{\varepsilon_0}$ в зависимости от

$x = \omega/\omega_p$ и параметра $\Delta = 0,8$ для сфер серебра в стекле при объемной фракции $f_0 = 0,04$. MG – приближение Максвелла–Гарнетта.

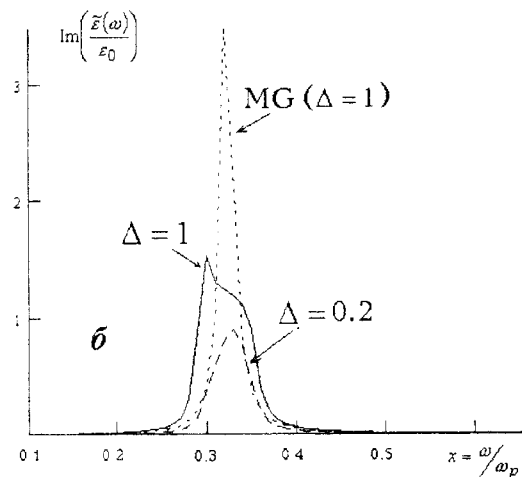


Рис. 3. Мнимая часть $\frac{\tilde{\varepsilon}(\omega)}{\varepsilon_0}$ в зависимости от

$x = \omega/\omega_p$ и параметра $\Delta = 0,2$ для сфер серебра в стекле при объемной фракции $f_0 = 0,04$. MG – приближение Максвелла–Гарнетта.

Выводы

В данной работе развит теоретический подход для описания оптических свойств матричных дисперсных систем (МДС). Предложен новый подход к вычислению эффективной диэлектрической константы МДС, основанный на расширенной формулировке хорошо известного закона Максвелла–Гарнетта с учетом парного мультипольного взаимодействия между включениями. Полученные результаты позволяют прогнозировать поведение спектра поглощения излучения в таких МДС в ИК и видимом диапазоне и, соответственно, оценить область применимости самой формулы Максвелла–Гарнетта. Аналитические вычисления показывают, что в области плазменного резонанса отдельных частиц $\sim \frac{\omega_p}{\sqrt{3}}$ появляется область непрерывного спектра, которая вносит дополнительный вклад в затухание излучения (добавочные члены в соотношении (24)). Суще-

ственная особенность этого затухания состоит в том, что оно не зависит от затухания в отдельном включении γ .

Литература

1. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986. – С. 107–198.
2. Kreibig U., Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters, Springer Series, in Materials Science, **25**, Springer, 1995.
3. Felderhof B. U., Ford G. W., Cohen E. G. D. // J. Stat. Phys. – 1982. – **28**, p. 649–658.
4. Felderhof B. U., Jones R. B. // Phys. Rev. B. – 1989. – **39**, p. 5669–5677.
5. Grechko L. G., Levandovskii V. G. // SPIE. – 1997. – **3055**, p. 111–118.
6. Grechko L. G., Blank A. Yu. et al. // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – **2**, N 1, p. 19–27.
7. Danos M., Maximon L. C. // J. Math. Phys. – 1965. – **6**, p. 766.
8. Crusan O. R. // Quart. Appl. Math. – 1962. – **20**, p. 33.
9. Claro F. // Phys. Rev. B. – 1984. **30**, p. 4989–999.

Получено 12.07.98

Вплив розподілу включень по розмірах в дисперсних системах на їх оптичні властивості

Л. Г. Гречко, В. Н. Пустовіт, Н. Г. Шкода, С. В. Шостак

Запропоновано теоретичний підхід до розрахунку ефективної діелектричної константи матричних дисперсних систем (МДС), які складаються із металевих частинок (сфер), випадково розташованих в навколишній діелектричній матриці. Виявлені суттєві відхилення від добре відомого наближення Максвелла–Гарнета, обумовлені впливом парної взаємодії між частинками та їх розподілу по розмірах. Вивчена також зміна спектру поглинання випромінювання при зміні об'ємної фракції заповнення частинками середовища та співвідношення між радіусами кожної пари взаємодіючих частинок.

Influence of particle size distribution on the optical properties of the matrix disperse systems

L. G. Grechko, V. N. Pustovit, N. G. Shkoda, S. V. Shostak

It has been proposed a theoretical approach to calculation of the effective dielectric constant of the matrix disperse systems (MDS) which consist of the metallic particles (spheres) randomly distributed in the surround dielectric matrix. It is found significant deviations from the well-known Maxwell–Garnett formula due to influence of particle pair multipole interaction and particle size distribution. It is also considered a dependence of absorption spectra on the ratio of sizes of the each interacted pair of particles.