2.Запольський А.К. Водопостачання, водовідведення та якість води / А.К. Запольський. − К.: Вища шк., 2005.− 671 с.

3. Фоменков А.П. Електропривод сельскохозяйственных машин, агрегатов и поточных линий /А.П. Фоменков .− М.: Колос, 1984. −283 с.

УПРАВЛЕНИЕ АВТОМАТИЧЕСКИМИ НАСОСНЫМИ СТАНЦИЯМИ ПРИ БАШЕННОЙ СИСТЕМЕ ВОДОСНАБЖЕНИЯ

В.Е. Василенков

Приведены исследования принципиальных электрических схем управления насосными станциями в различных режимах, обоснован выбор электроконтактных манометров и их совместная работа с датчиками уровня при башенной системе водоснабжения.

Ключевые слова: насосная станция, расход воды, погружной насос, водонапорная башня, схема водоснабжения

CONTROL AT AUTOMATIC PUMP STATION TOWER WATER SYSTEM

V. Vasylenkov

An investigation of schematic diagrams control pumping stations in different modes, a choice grounded electric gauges and their joint work with sensors at the tower of the water supply system.

Keywords: pumping station, water consumption, submersible pump, water tower, water supply scheme

УДК 535.3

ЭФФЕКТИВНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Н.Г. Шкода, кандидат физико-математических наук
Институт химии поверхности НАН Украины
С.В. Шостак, кандидат физико-математических наук
Национальный университет биоресурсов
и природопользования Украины
e-mail: nni.elektrik@gmail.com

Рассмотрена эффективная диэлектрическая проницаемость системы, состоящей из металлических сфер, случайно расположенных в диэлектрической среде. Отмечено, что с увеличением объемной фракции частиц в системе становятся существенными эффекты *мультипольного взаимодействия между частицами. С учетом диполь-дипольного взаимодействия между частицами двух сортов рассмотрено поведение частотной зависимости мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости системы.*

Ключевые слова: эффективная диэлектрическая проницаемость, металлические сферы, диэлектрическая среда, мультипольное взаимодействие

Расчет частотно-зависимой эффективной диэлектрической функции композита представляет старую, но все еще не решенную задачу [1,2]. Существует много различных приближенных подходов к ее решению [3–5], но нет теории, которая обеспечивала бы полное количественное согласие с соответствующими экспериментальными данными. В статье рассматривается матричная дисперсная система с металлическими сферическими включениями, случайным образом распределенными в диэлектрической матрице. Эффективная диэлектрическая функция $\tilde{\varepsilon}$ такой системы при малых концентрациях частиц $f < 0,05$ ($f = \frac{4}{3}\pi n_0 r$; r – радиус включений; n_0 – их концентрация) представляется формулой Максвелла-Гарнетта (МГ) [2]. При концентрациях $f > 0,05$ имеет место существенное отклонение полученных результатов от приближения МГ из-за взаимодействия между включениями.

Цель исследований – обобщение метода, описанного в [6], для случая композита, содержащего сферические металлические включения двух различных размеров (R_a и R_b). Учитывается лишь парное мультипольное взаимодействие между включениями (первая поправка к приближению МГ).

Материалы и методика исследований. В работе были использованы механизмы и закономерности поглощения и рассеивания электромагнитного излучения отдельными металлическими сферическими частицами с учетом мультипольного взаимодействия между ними.

Результаты исследований. Рассмотрим однородную диэлектрическую матрицу с включенными в нее сферическими частицами различного типа (обозначаемыми индексами $a,b,....$). Диэлектрическая проницаемость матрицы $-\varepsilon_0$, а диэлектрические постоянные частиц – $\varepsilon_a,\varepsilon_b,....$. Пусть число сфер типа a – N_a, типа b – N_b,… . Общее число частиц $N = \sum_a N_a$. Система находится во внешнем переменном электрическом поле с длиной волны, значительно превышающей радиусы сфер и средние расстояния между частицами; $n_a = N_a / V,\quad n_b = N_b / V, ...$ – концентрации частиц сорта $a, b, \ldots$.

Обобщая метод кластерного разложения [3–5], можно получить следующее соотношение для эффективной диэлектрической проницаемости системы [6–8]:

$$\frac{\tilde{\varepsilon}+2\varepsilon_0}{\tilde{\varepsilon}-\varepsilon_0}=\frac{1}{\frac{4\pi}{3}\sum_a n_a\alpha_a}-\frac{1}{\left(\sum_a n_a\alpha_a\right)^2}\cdot\sum_{a,b} n_a n_b\int_0^\infty R^2 dR\Phi_{ab}(R)\left[\beta_{ab}^{II}(R)+2\beta_{ab}^{\perp}(R)\right], \tag{1}$$

где $\alpha_a=\frac{\varepsilon_a-\varepsilon_0}{\varepsilon_a+2\varepsilon_0}r_a^3$ – дипольная поляризуемость отдельной частицы сорта a; $\Phi_{ab}(R)$ – двухчастичная функция распределения частиц в матрице; r_a – радиус частицы a, $R=\left|\vec{R}_a-\vec{R}_b\right|$; $\vec{R}_a$ и $\vec{R}_b$ – центры сфер a и b соответственно; β и $\beta^{\perp}$ – продольная и поперечная части двухчастичной поляризуемости. Принимая во внимание только парные диполь-дипольные взаимодействия между частицами, получаем [6–8]:

$$\begin{gathered}\beta_{ab}=\alpha_a\left[X_{10}^{(a)}(R)-1-\frac{2\alpha_b}{R^3}\right];\quad \beta_{ab}^{\perp}=\alpha_a\left[X_{11}^{(a)}(R)-1+\frac{\alpha_b}{R^3}\right];\\ X_{10}^{(a)}=\frac{1+2\alpha_b R^{-3}}{1-4\alpha_a\alpha_b R^{-6}};\qquad X_{11}^{(a)}=\frac{1-\alpha_b R^{-3}}{1-\alpha_a\alpha_b R^{-6}}.\end{gathered} \tag{2}$$

В этом подходе возможно обобщение на случай высших парных мультипольных взаимодействий [7], а также на случай многочастичных взаимодействий. Сходимость интеграла в выражении (1) в пределе $N\to\infty,\ V\to\infty,\ (N/V=\text{const})$ детально рассмотрена в [4]. Используя простейшее приближение для двухчастичной функции распределения $\Phi_{ab}(R)$:

$$\Phi(R)=\begin{cases}0,\ \text{когда}\ R<r_a+r_b;\\ 1,\ \text{когда}\ R\ge r_a+r_b,\end{cases} \tag{3}$$

и ограничиваясь случаем двух сортов частиц различного радиуса, когда $n_a=n_b=n_0, \varepsilon_a=\varepsilon_b=\varepsilon, B_a=B_b=\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{\varepsilon+2\varepsilon_0}, \Delta_{ab}=\Delta=\frac{r_b}{r_a}<1,$ получаем из (1) – (3) [6,7]:

$$\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_0\left[1+\frac{3f_0(1+\Delta^3)}{B^{-1}f_0(1+\Delta^3)-\frac{2}{3}f_0 D}\right], \tag{4}$$

где

$$\begin{gathered}D=\left(\frac{1+\Delta^6}{1+\Delta^3}\right)\ln\frac{8+b}{8-2B}+\frac{\Delta^3}{2(1+\Delta^3)}\cdot\\ \cdot\left[\left(\Delta^{3/4}+\Delta^{-3/4}\right)^2\ln\frac{(1+\Delta)^3+B\Delta^{3/2}}{(1+\Delta)^3-2B\Delta^{3/2}}-\left(\Delta^{3/4}-\Delta^{-3/4}\right)^2\ln\frac{(1+\Delta)^3-B\Delta^{3/2}}{(1+\Delta)^3+2B\Delta^{3/2}}\right]\end{gathered} \tag{5}$$

и $f_0 = \frac{4}{3}\pi n_0 r_b^3$ – коэффициент заполнения включений ($n_1 = n_2 = n_0$), $\Delta = \frac{r_a}{r_b} < 1$, а диэлектрическая функция металлических сфер соответствует модели Друде [2]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'_\infty + i\varepsilon''_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \qquad (6)$$

где ω_p – плазмонная частота свободных электронов; γ – частота их затухания.

Отметим, что в частном случае $\Delta = 1,\ \varepsilon''_\infty = 0$ и $\gamma = 0$ мы получаем частоты поверхностных дипольных плазмонов:

$$\omega^2 = \omega_S^2 \frac{1 - 2\rho^3}{1 - 2\rho^3 B(\infty)}; \quad \omega_\perp^2 = \omega_S^2 \frac{1 + \rho^3}{1 + \rho^3 B(\infty)}; \quad B(\infty) = \frac{\varepsilon'_\infty - \varepsilon_0}{\varepsilon'_\infty + 2\varepsilon_0}, \qquad (7)$$

где $\rho = \frac{r}{R}$, $\omega_S = \frac{\omega_p}{\sqrt{\varepsilon'_\infty + 2\varepsilon_0}}$ – частота поверхностного плазмона отдельной частицы.

Остановимся теперь на случае $\Delta = 1$. Из (4) и (5) следует, что $\tilde{\varepsilon}$ можно получить из соотношения

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_0 \left[1 + \frac{3fB}{1 - fB - \frac{2}{3} fB \ln \frac{8 + B}{8 - 2B}} \right], \qquad (7)$$

при $f = 2f_0$, которое приводит к приближению МГ, когда членом с логарифмом в знаменателе (7) можно пренебречь [6]. Этот член связан с парным диполь-дипольным взаимодействием между частицами. Его учет приводит к появлению граничной полосы частот поглощения вместо одной частоты ω_S в системе. Действительно, при $\Delta = 1,\ \varepsilon''_\infty = 0$ и $\gamma \to 0$ из (6) следует, что частица может поглощать на двух (ω и $\omega_\perp$) частотах, величины которых существенно зависят от расстояния R между фиксированными частицами и любыми другими частицами системы. Так, при $R \to \infty,\ \omega = \omega_\perp = \omega_S$, а при $R = 2R_0$ (минимальное расстояние между частицами) эти частоты определяют границы непрерывного спектра поглощения и находятся из соотношений:

$$\bar{\omega}^2 = \frac{\omega_p^2}{\varepsilon'_\infty + 3\varepsilon_0}; \quad \bar{\omega}_\perp^2 = \frac{\omega_p^2}{\varepsilon'_\infty + \frac{5}{3}\varepsilon_0}. \qquad (9)$$

Выводы

Проведенные расчеты показали, что спектральная зависимость $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ композита получается усреднением по всем возможным положениям пар частиц в матрице. Отметим, что в металлическом композите при f=0,1 и более, тонкая структура спектра наблюдается только в случае учета парных диполь-дипольных взаимодействий [4, 6]. Учет высших парных взаимодействий между включениями (квадрупольных $l = l' = 2$, октупольных $l = l' = 3$ и т.д.) может быть сделан в рамках нашего рассмотрения, приводя к частичному сглаживанию частотных зависимостей $\mathrm{Im}\,\tilde{\varepsilon}(\omega)$. К такому же результату могут приводить и другие факторы – многочастичные взаимодействия, кластеризация частиц и т.д. В случае $r_b << r_a$ $(\Delta \to 0)$ $\tilde{\varepsilon}$ можно определить из (7) при $f = f_0$, т.е. вклад частиц малого радиуса (r_b) в $\tilde{\varepsilon}$ пренебрежим.

Список литературы

1. Boren C.F. and Huffmen P.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. – N.Y.: Wiley, 1983 / Перевод: Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / Борен К., Хафмен Д. – М.: Мир, 1986. – 664 с.
2. Kreibig U. Optical properties of metal clusters / Kreibig U., Vollmer M. // Springer Series in Material Science 25, Springer, Berlin, 1995.
3. Finkelberg V.M. The virial expansion in the problem of the electrostatic polarization of a many-body system / Finkelberg V.M. // Sov. Phys. Dokl. – 1964. – V.8. – P. 907–909.
4. Cichocki B. Dielectric Constant of Polarizable, Nonpolar Fluids and Suspensions / Cichocki B., Felderhof B.U. // J. Stat. Phys. – 1988. – V.53, № 1–2. – P. 499–521.
5. Felderhof B.U. Effective transport properties of composites of spheres / Felderhof B.U. // Physica A. – 1994. – V.207. – P.13–18.
6. Grechko L.G. Dielectric Function of Matrix Disperse Systems with Metallic Inclusions. Account of Multipole Interaction between Inclusions / Grechko L.G., Blank A.Yu., Motrich V.V., Pinchuk A.O., Garanina L.V. // Radiophysics&Radioastronomy. – 1997. – V.1. – № 2. – P. 19–27.
7. Felderhof B.U. Multipolar corrections to the Clausius-Mossotti formula for the effective dielectric constant of a polydisperse suspension of spheres / Felderhof B.U., Jones R.B. // Physica B. – 1986. – V.62. – P. 231–237.
8. Grechko L.G. Electromagnetic Response of Interacting System of Metallic Particles / Grechko L.G., Pustovit V.N., Boiko V.V. // Radiophysics&Radioastronomy. – 1998. – V.3. – № 2. – P. 245–248.

ЕФЕКТИВНА ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ З МЕТАЛЕВИМИ ВКЛЮЧЕННЯМИ

Н.Г. Шкода, С.В.Шостак

Розглянуто ефективну діелектричну проникність системи, яка складається з металевих сфер, що випадковим чином розміщені в діелектричному середовищі. Відмічено, що зі збільшенням об'ємної фракції частинок у системі стають суттєвими ефекти мультипольної взаємодії між частинками. З врахуванням диполь-дипольної взаємодії між частинками двох сортів розглянуто поведінку частотної залежності уявної частини ефективної діелектричної проникності системи.

Ключові слова: ефективна діелектрична проникність, металеві сфери, діелектричне середовище, мультипольна взаємодія

EFFECTIVE PERMITTIVITY OF DISPERSE SYSTEM WITH METALLIC INCLUSIONS

N. Shkoda, S. Shostak

The effective permittivity is examined for a system of metallic spheres randomly embedded in an uniform dielectric medium. It is noted that with the metal volume fraction increase the role of pair multipole interactions between inclusions becomes significant. The frequency dependence of the imaginary part of the effective permittivity of the system is calculated with account of the dipole-dipole interaction between particles of two different kinds

Keywords: effective permittivity, metallic spheres, dielectric medium, multipole interaction

УДК 532

ПРОЦЕС ФОРМУВАННЯ ВОЛОКОННИХ СВІТЛОВОДІВ ЯК ОБ'ЄКТ ВИВЧЕННЯ

О.П. Зінькевич, кандидат фізико-математичних наук
Національний університет харчових технологій
О.М. Нещадим, кандидат фізико-математичних наук
Національний університет біоресурсів і природокористування України
В.М. Сафонов, кандидат фізико-математичних наук
Національний університет харчових технологій
e-mail: oleksandr_neshchadym@mail.ru

Розглянуто процес формування волоконних світловодів та вплив нестабільності зовнішніх умов на експлуатаційні характеристики готової продукції. Вивчено основні методи витягування волоконних світловодів, та підхід до побудови реологічних моделей зон формування.

Ключові слова: волоконні світловоди, область прядо-місті, гідродинамічна стійкість, вільна поверхня, реологічна модель, зони формування, розрив, розпад на каплі, методи витягування

Експлуатаційні характеристики готової продукції в повній мірі залежать від ефективного функціонування автоматичних систем управління технологічних процесів витягування волоконних світловодів (ВС). Для оперативного управління процесом необхідно знати: стаціонарний процес формування, відгук процесу на нестабільність