

ПОГЛИНАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ БАГАТОШАРОВИМИ КУЛЬОВИМИ ЧАСТИНКАМИ

Ю.Б. Гнучій, доктор фізико-математичних наук

Л.Б. Лерман, кандидат технічних наук

С.В. Шостак, кандидат фізико-математичних наук

С.В. Стеценко, старший викладач

Визначено поляризованість багатошарової кулі. Для побудови розв'язків задачі електростатики використано трансляційні матриці. Наведено приклади тестових розрахунків.

Поляризованість, багатошарові кулі, трансляційні матриці.

Визначення поляризованості малих частинок довільної форми та будови є одним із найважливіших етапів при дослідженні оптичних властивостей як окремих частинок або їх сукупностей, так і матрично-дисперсних систем з такими включеннями [1,3,6,9]. Відомо [1], що прикладене поле наводить у частинці пропорційний йому дипольний момент. Для потенціалу ідеального диполя Φ , який розташований на початку координат, маємо вираз:

$$\Phi = \frac{p \cos \theta}{4\pi\epsilon_m r^2},$$

де p – дипольний момент, дебай; r – відстань до точки спостереження, м; θ – меридіональний кут у сферичній системі координат, градус; ϵ_m – діелектрична проникність середовища, безрозмірна величина.

Дипольний момент p за означенням є величиною

$$p = \epsilon_m \alpha E_0,$$

де E_0 – напруженість сталого електричного поля, В/м; α – поляризованість, безрозмірна величина.

Для суцільної діелектрично-однорідної кулі збурений потенціал Φ_p , який виникає в однорідному полі, що діє вздовж осі z визначається за відомою формулою:

$$\Phi_p = a^3 E_0 \cos \theta \frac{\epsilon_1 - \epsilon_m}{\epsilon_1 + 2\epsilon_m} \frac{1}{r^3},$$

а дипольний момент кулі радіуса a є

$$p = 4\pi\epsilon_m a^3 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_m}{\epsilon_1 + 2\epsilon_m} E_0.$$

Порівняння наведених рівностей дає формулу для обчислення поляризованості кулі α :

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_m}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m}.$$

Отже, поляризованість кульової частинки довільної структури визначається як коефіцієнт при збуреному потенціалі, помножений на 4π . Тому задача полягає в знаходженні явного виразу для цього потенціалу в кожному конкретному випадку.

Мета досліджень – розробка методики розрахунку поляризованості структурно-неоднорідних кульових частинок.

Матеріали та методика досліджень. У цій статті викладено один із можливих підходів до визначення поляризованості кульових частинок з довільним числом шарів із застосуванням так званих трансляційних матриць [2,7–13]. Трансляційні матриці дозволяють переносити граничні умови з шару на шар, і для обчислення збуреного потенціалу шарових частинок вони виявляються дуже зручними. Зокрема в електростатичному наближенні розглядаються багатошарові (концентричні) кулі.

Результати досліджень. Замкнуті формули для обчислення поляризованостей кулі з покриттям (двошарова куля) добре відомі [1], але задача для багатошарової кулі значно ускладнюється у зв'язку із зростанням кількості рівнянь у граничних умовах. Для кулі із довільним законом зміни діелектричної функції від радіальної координати аналітичні розв'язки можуть бути отримано лише для окремих випадків. Нами запропоновано достатньо загальний алгоритм побудови чисельного розв'язку із врахуванням сингулярності в початку сферичної системи координат.

Нами раніш [3,7] була розв'язана задача електростатики для шаруватого еліпсоїда в однорідному полі. З розв'язку цієї задачі можна отримати і розв'язок задачі для кулі. Але внаслідок важливості випадку кулі має сенс отримати розв'язок задачі для багатошарової кулі безпосередньо. До того ж узагальнення розв'язків на кулі, діелектрична проникність шарів яких має трансверсальну анізотропію, потребує окремого розгляду.

Розглянемо кульову частинку (рис. 1), яка складається з n концентричних шарів з діелектричними комплексними проникностями ε_j і зовнішніми радіусами шарів r_j ($j=1,2,\dots,n$ – номер шару). Куля знаходиться у зовнішньому електричному полі E_0 . Для зовнішнього радіуса шару припустимо, що $r_n = a$.

Нумерацію шарів починаємо з центра, тобто для ядра кулі $j=1$, а для зовнішнього середовища – $j=n+1$. Діелектричну проникність зовнішнього середовища позначимо через $\varepsilon_{n+1} = \varepsilon_m$.

Задачу розв'язуємо в сферичних координатах r, θ, φ , пов'язаних із центром кулі. Потенціали електростатичного поля в шарах позначимо через $u_j = u_j(r, \theta, \varphi)$, потенціал зовнішнього поля – через $u_0 = u_0(r, \theta, \varphi)$, а збурений потенціал, який вносить куля, через $u_p = u_p(r, \theta, \varphi)$.

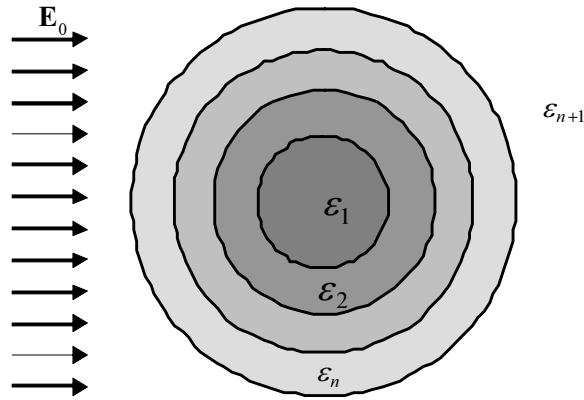


Рис.1. Багатошарова куля в електричному полі

Всі потенціали є розв'язками рівняння Лапласа:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u_j}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial u_j}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_j}{\partial \phi^2} = 0, \quad (1)$$

а на межах шарів при $r = r_j$, ($j = 1, 2, \dots, n-1$) повинні справджуватися умови спряження

$$u_j = u_{j+1}, \quad \varepsilon_j \frac{\partial u_j}{\partial r} = \varepsilon_{j+1} \frac{\partial u_{j+1}}{\partial r}. \quad (2)$$

На поверхні кулі, тобто у випадку, коли $j = n$, матимемо умови ($u_{n+1} = u_0 + u_p$):

$$u_n = u_0 + u_p, \quad \varepsilon_n \frac{\partial u_n}{\partial r} = \varepsilon_m \left(\frac{\partial u_0}{\partial r} + \frac{\partial u_p}{\partial r} \right). \quad (3)$$

До умов (2)–(3) додаються умови обмеженості розв'язків у початку координат і на нескінченності, тобто

$$u_1 < \infty \text{ при } r \rightarrow 0 \text{ і } u_p \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty. \quad (4)$$

Розв'язки рівнянь для кожного шару і вираз для збуреного потенціалу подамо у вигляді розкладів за сферичними гармоніками $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ при $j = 2, 3, \dots, n$

$$u_j(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} \left[A_{lm}^{(j)} \left(\frac{r}{a} \right)^l + B_{lm}^{(j)} \left(\frac{a}{r} \right)^{l+1} \right] Y_{lm}(\theta, \varphi);$$

$$u_1(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} A_{lm}^{(1)} \left(\frac{r}{a} \right)^l Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad u_p(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} B_{lm}^{(n+1)} \left(\frac{a}{r} \right)^{l+1} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (5)$$

де, як звичайно, $Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sum_{m=-l}^l P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{im\varphi}$, а $P_l^{|m|}(\cos \theta)$ – приєднані функції Лежандра. При такому виборі розв'язків умови (4) будуть виконані, оскільки для потенціалу в ядрі кулі прийнято $B_{lm}^{(1)} = 0$, а для збуреного потенціалу – $A_{lm}^{(n+1)} = 0$.

На поверхні кулі, тобто при $r = a$ зовнішній потенціал $u_0(r, \theta, \varphi)$ та його частинна похідна $\partial u_0(r, \theta, \varphi) / \partial r$ будуть задавати деякі функції $F(\theta, \varphi) = u_0(a, \theta, \varphi)$, $G(\theta, \varphi) = \partial u_0(a, \theta, \varphi) / \partial r$, які при досить загальних умовах можна розкласти в ряд за сферичними гармоніками

$$F(\theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} f_{lm} P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{im\varphi}, G(\theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} g_{lm} P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (6)$$

де коефіцієнти розкладів обчислюються за формулами:

$$f_{lm} = \frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \int_0^{2\pi} e^{im\varphi} d\varphi \int_0^\pi F(\theta, \varphi) P_l^{|m|}(\cos \theta) \sin \theta d\theta;$$

$$g_{lm} = \frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \int_0^{2\pi} e^{im\varphi} d\varphi \int_0^\pi G(\theta, \varphi) P_l^{|m|}(\cos \theta) \sin \theta d\theta.$$

Підстановка розкладів (5)–(6) в умови спряження для кожної пари індексів l, m приводить при $j = 1, 2, \dots, n-1$ до систем алгебраїчних рівнянь вигляду:

$$A_{lm}^{(j)} \left(\frac{r_j}{a} \right)^l + B_{lm}^{(j)} \left(\frac{a}{r_j} \right)^{l+1} = A_{lm}^{(j+1)} \left(\frac{r_j}{a} \right)^l + B_{lm}^{(j+1)} \left(\frac{a}{r_j} \right)^{l+1}; \quad (7)$$

$$A_{lm}^{(j)} \varepsilon_j l \left(\frac{r_j}{a} \right)^{l-1} + B_{lm}^{(j)} \varepsilon_j (l+1) \left(\frac{a}{r_j} \right)^{l+2} = A_{lm}^{(j+1)} \varepsilon_{j+1} l \left(\frac{r_j}{a} \right)^{l-1} + B_{lm}^{(j+1)} \varepsilon_{j+1} (l+1) \left(\frac{a}{r_j} \right)^{l+2};$$

а для $j = n$ матимемо систему

$$A_{lm}^{(n)} + B_{lm}^{(n)} = f_{lm} + B_{lm}^{(n+1)}, \quad \varepsilon_n (A_{lm}^{(n)} + B_{lm}^{(n)}) = \varepsilon_m (g_{mm} - (l+1) B_{lm}^{(n+1)}). \quad (8)$$

При цьому, як вказувалось $A_{lm}^{(n+1)} = 0, B_{lm}^{(1)} = 0$.

Для знаходження збуреного потенціалу необхідно мати тільки значення сталої $B_{lm}^{(n+1)}$. Зайві сталі виключимо із системи за допомогою трансляційних матриць. Як і в роботах [3,4,7] після деяких перетворень отримаємо вираз для матриці переходу від j -го до $(j+1)$ -го шару:

$$T_j^{(l)} = \frac{1}{\Delta_j^{(l)}} \begin{bmatrix} t_{11,j}^{(l)} & t_{12,j}^{(l)} \\ t_{21,j}^{(l)} & t_{22,j}^{(l)} \end{bmatrix}, \quad (9)$$

де $\Delta_j^{(l)} = -\varepsilon_{j+1} (2l+1) (a/r_j)^2$ з точністю до множника ε_{j+1} є визначник Вронського відповідних розв'язків, обчислений на межі поділу шарів, а елементи матриці визначаються за формулами:

$$t_{11,j}^{(l)} = -\varepsilon_{j+1} (l+1) \left(\frac{a}{r_j} \right)^2 - \varepsilon_j l \left(\frac{a}{r_j} \right)^2;$$

$$t_{12,j}^{(l)} = -\varepsilon_{j+1} (l+1) \left(\frac{a}{r_j} \right)^{2l+3} - \varepsilon_j (l+1) \left(\frac{a}{r_j} \right)^{2l+3};$$

$$t_{21,j}^{(l)} = -\varepsilon_{j+1} l \left(\frac{r_j}{a} \right)^{2l-1} + \varepsilon_j l \left(\frac{r_j}{a} \right)^{2l-1};$$

$$t_{22,j}^{(l)} = -\varepsilon_{j+1} l \left(\frac{r_j}{a} \right)^2 + \varepsilon_j (l+1) \left(\frac{r_j}{a} \right)^2.$$

Трансляційна матриця визначається добутком матриць переходу шарів

$$T_l(r_1, r_n) = \begin{bmatrix} t_{11}^{(l)} & t_{12}^{(l)} \\ t_{21}^{(l)} & t_{22}^{(l)} \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^{n-1} T_{n-j}^{(l)}. \quad (10)$$

Із застосуванням трансляційної матриці будемо мати:

$$\begin{bmatrix} A_{lm}^{(n)} \\ B_{lm}^{(n)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11}^{(l)} & t_{12}^{(l)} \\ t_{21}^{(l)} & t_{22}^{(l)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{lm}^{(l)} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11}^{(l)} & t_{12}^{(l)} \\ t_{21}^{(l)} & t_{22}^{(l)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{lm}^{(l)} \\ 0 \end{bmatrix},$$

і тоді потенціал в останньому шарі буде визначатися за формулою:

$$U_n^{(l)} = t_{11}^{(l)} A_{lm}^{(l)} \left(\frac{r}{a} \right)^l + t_{21}^{(l)} A_{lm}^{(l)} \left(\frac{a}{r} \right)^{l+1}, \quad (11)$$

а граничні умови (2) набувають вигляду:

$$(t_{11}^{(l)} + t_{21}^{(l)}) A_{lm}^{(l)} - B_{lm}^{(n+1)} = f_{lm}; \quad \varepsilon_n \left[t_{11}^{(l)} l - t_{21}^{(l)} (l+1) \right] A_{lm}^{(l)} + \varepsilon_m (l+1) B_{lm}^{(n+1)} = \varepsilon_m a g_{lm}. \quad (12)$$

Після знаходження коефіцієнтів для збуреного потенціалу отримаємо вираз:

$$u_p(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_m a g_{lm} \left[t_{11}^{(l)} + t_{21}^{(l)} \right] - \varepsilon_n f_{lm} \left[t_{11}^{(l)} l - t_{21}^{(l)} (l+1) \right]}{\varepsilon_m (l+1) \left[t_{11}^{(l)} + t_{21}^{(l)} \right] - \varepsilon_n \left[t_{11}^{(l)} l - t_{21}^{(l)} (l+1) \right]} \left(\frac{a}{r} \right)^{l+1} Y_l(\theta, \varphi). \quad (13)$$

Розглянемо докладніше однорідне поле з потенціалом $u_0 = -E_0 z = -E_0 \cos \theta$, що діє вздовж осі z . У цьому випадку в розкладі потенціалу зовнішнього поля маємо лише один член ($\cos \theta = P_1(\cos \theta)$, $l=1, m=0$), а $f_{10} = -E_0 a$, $g_{10} = -E_0 a$. Відповідно за випадком значень індексів $l=1, m=0$ всі коефіцієнти розкладів інших потенціалів обертаються на нуль. Вираз для збуреного потенціалу набуває вигляду (індекс “ lm ” опускаємо, і також позначаємо $t_{11}^{(1)} = t_{11}$, $t_{21}^{(1)} = t_{21}$):

$$u_p(r, \theta, \varphi) = \frac{\varepsilon_n [t_{11} - 2t_{21}] - \varepsilon_m [t_{11} + t_{21}]}{2\varepsilon_m [t_{11} + t_{21}] - \varepsilon_n [t_{11} - 2t_{21}]} \left(\frac{a}{r} \right)^3 E_0 r \cos \theta. \quad (14)$$

Звідси знаходимо вираз для обчислення поляризованості шаруватої кулі:

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon_n [t_{11} + 2t_{21}] - \varepsilon_m [t_{11} + t_{21}]}{2\varepsilon_m [t_{11} + t_{21}] + \varepsilon_n [t_{11} - 2t_{21}]} \quad (15)$$

Для суцільної кулі ($n=1$) слід прийняти $t_{11}=1$, $t_{21}=0$ і тоді отримаємо вираз, наведений вище. Для кулі в оболонці ($n=2$) після деяких перетворень будемо мати

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_m)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m)r_2^3 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_m + 2\varepsilon_2)r_1^3}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_m)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m)r_2^3 + 2(\varepsilon_2 - \varepsilon_m)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)r_1^3}. \quad (16)$$

Цей вираз збігається з формулою, наведеною в [1].

Наведемо деякі результати чисельних розрахунків. Розглянемо окрему біметалеву кульову частинку, яка складається із срібного ядра і золотої оболонки. Для опису діелектричної проникності срібла і золота використовуємо модель Друде:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_p)}, \quad (17)$$

де ω_p – плазмова частота для суцільного матеріалу; γ_p – частота поглинання. У розрахунках прийнято, що для срібла $\varepsilon_{\infty} = 4,5$, $\gamma_p = 0,24 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$, а

для золота $\varepsilon_\infty = 10,0$, $\gamma_p = 0,34 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ (i – уявна одиниця) [1,8,9]. На рис.2 показана спектральна залежність уявної частини безрозмірної поляризовності $\alpha^* = \alpha / (4\pi a^3)$ кульової частинки із срібним ядром та золотою оболонкою при деяких значеннях об'ємного заповнення $f = (r_1 / r_2)^3$ (зовнішній радіус частинки $a = r_2$ зберігався незмінним). Для навколишнього середовища прийнято значення діелектричної проникності $\varepsilon_m = 1,7$. При цьому спектральна залежність уявної частини ефективної діелектричної проникності розрахована за формулою Максвелл–Гарнетта :

$$\frac{\tilde{\varepsilon} - \varepsilon_m}{\tilde{\varepsilon} + 2\varepsilon_m} = f\alpha / a^3; \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{1 + 2f\alpha^*}{1 - f\alpha^*} \varepsilon_m; \quad \alpha^* = \alpha / a^3 \quad (18)$$

при підстановці до неї знайденого значення поляризовності для біметалевих кульових частинок (срібне ядро, золота оболонка).

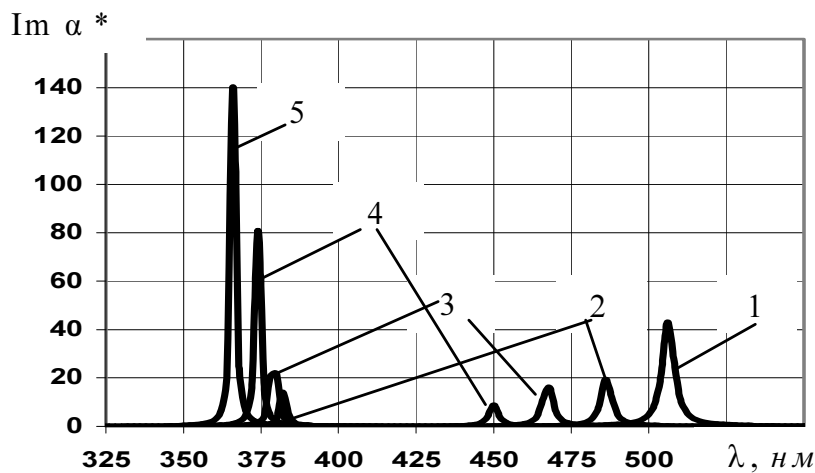


Рис.2. Спектральна залежність уявної частини безрозмірної поляризовності $\alpha^* = \alpha / (4\pi a^3)$ кульової частинки із срібним ядром та золотою оболонкою при різних значеннях об'ємного заповнення $\nu = (r_1 / r_2)^3$:
 1 – $\nu = 0$ (суцільна золота частинка); 2 – $\nu = 0,25$; 3 – $\nu = 0,5$; 4 – $\nu = 0,75$;
 5 – $\nu = 1$ (суцільна срібна частинка)

З наведеного графіка (рис.2) випливає, що наявність оболонки призводить до розщеплення величини довжин хвиль поверхневих плазмонів. Так, у проміжку довжин хвиль між $\lambda_{Ag} = 366 \text{ нм}$ (довжина хвилі поверхневого плазмону суцільної срібної частинки) і $\lambda_{Au} = 506 \text{ нм}$ (довжина хвилі поверхневого плазмону суцільної золотої частинки) спостерігаються два максимуми, розташовані між вказаними граничними значеннями. При цьому абсолютні значення максимумів суттєво зменшуються. Оскільки поглинання в електростатичному наближенні пропорційне $\text{Im} \alpha$, то максимуми поглинання на окремій частинці будуть повторювати залежності, які наведені на рис.2.

Висновки

У роботі запропоновано і практично реалізовано методику розрахунку поляризованості структурно-неоднорідних кульових частинок. Наведені приклади тестових розрахунків підтверджують її високу ефективність. Це відкриває можливість теоретичних досліджень (проведення чисельних експериментів) для визначення як характеристик взаємодії електромагнітного випромінювання з окремими частинками або їх ансамблями, так і діелектричної функції матрично-дисперсних систем з такими включеннями. Така обставина є особливо суттєвою при дослідженні біологічних об'єктів (клітин, бактерій) методами оптичної або діелектричної спектроскопії, моделями яких можуть бути структурно неоднорідні кулі із врахуванням діелектричної анізотропії.

Список літератури

1. Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К. Борен, Д. Хафмен М.: Мир, 1986. – 664 с.
2. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
3. Гречко Л.Г. Багатошаровий еліпсоїд в електростатичному полі / Л.Г. Гречко, Л.Б. Лерман, Н.Г. Шкода // Вісник Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки. – 2004. – №1. – С. 386–394.
4. Гречко Л.Г. Розсіювання електромагнітного випромінювання на багатошаровій кулі / Л.Г. Гречко, Л.Б. Лерман, Н.Г. Шкода // Вісник Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки. – 2004. – №3. – С. 376–384.
5. Лерман Л.Б. Применение уравнений плоской задачи теории упругости к исследованию колебаний протяженных слоистых плит с внутренними линейными опорами / Л.Б. Лерман // Прикл. механика. – 1994. – № 6. – С. 66–69.
6. Максвелл-Вагнерівська поляризація матричних дисперсних систем з кульовими напівпровідниковими включеннями в електричному полі / Ю.С. Гончарук, Л.Г. Гречко, О.Ю. Грищук [та ін.] // Вісник Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки. – 2006. – №2. – С. 376–384.
7. Поверхневі моди в багатошарових частинках еліпсоїдальної форми / Л.Г. Гречко, Л.Б. Лерман, Л.М. Білокриницька, С.В. Шостак // Вісник Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки. – 2006. – №4. – С. 416–425.
8. Узагальнений метод ефективного середовища для розрахунку діелектричної проникності неоднорідних середовищ / Л.Г. Гречко, Л. Б. Лерман, О.Я. Покотило [та ін.] // Вісник Київ. ун-ту. Серія: фіз.-мат. науки. – 2005. – №3. – С.402–412.
9. Grechko L.G, Malnev V.N., Shkoda N.G, Shostak S.V. Electrodynamical properties of the matrix disperse systems with two-layered inclusions // Chemistry, Physics and Technology of Surfaces. – 2002, V.7. – P. 89–95.
10. Gurwich I., Kleiman M., Shiloah N., Cohen A. Scattering of electromagnetic radiation by multilayered spheroidal particles: recursive procedure // Applied optics. – 2000. – Vol. 39, No. 3. – P. 470–477.
11. Hongxing Xu. Surface plasmon Photonics. – Thesis for the degree of doctor of philosophy. – Goteborg University, 2002. – 92 p.
12. Moroz A. A recursive transfer-matrix solution for a dipole radiating and outside a stratified sphere // Annals of Physics. – 2005. – 315. – P. 352–418.
13. Wu Z.S., Wang Y.P. Electromagnetic scattering for multi-layered sphere: recursive algorithm // Radio Sci. – 1991, V. 26. – P. 1393–1401.

Определена поляризованность многослойного шара. Для построения решений задачи электростатики использованы трансляционные матрицы. Приведены примеры тестовых расчетов.

Поляризованность, многослойные шары, трансляционные матрицы.

A polarizability of multi-layer spheres with dielectric isotropic and orthotropic layers is determined. To construct solutions of electrostatics problems the transmission matrixes. Examples of test calculations are presented.

Polarizability, multilayer balls, translational matrix.

УДК 536.24

РОЗРАХУНОК ТА РОЗРОБКА КОНСТРУКЦІЇ ТЕПЛОВОГО СОЛЬОВОГО АКУМУЛЯТОРА

В.Г. Горобець, доктор технічних наук

Є.О. Антипов, аспірант*

Розроблено методику розрахунку теплового сольового акумулятора з фазовим переходом акумулюючого матеріалу. Проведено розрахунок акумулятора теплоти для обігріву будівельних приміщень. Визначено розміри акумулятора та масу акумулюючого матеріалу для добового теплоспоживання. Розраховано теплові втрати в навколишнє середовище та часові проміжки для «зарядки» і «розрядки» теплового акумулятора.

Тепловий сольовий акумулятор, акумулюючий матеріал, теплові втрати, фазовий перехід.

Акумуляція теплоти доцільна і може широко застосовуватися в тих випадках, коли є надлишок теплової енергії або інших видів енергії, які можна перетворити в теплову в певні проміжки часу. Надлишкову теплову енергію після її акумуляції можна використовувати в інші періоди часу, для яких потреба в ній зростає. Акумуляція теплоти в теплових акумуляторах (ТА) може здійснюватися або за рахунок лише теплоємності теплоносія, або додаткового використання фазового переходу плавлення з твердого стану в рідкий теплоакумулюючого матеріалу (ТАМу) [1–7].

Як теплоакумулюючі матеріали вибрано солі та їх евтектики із загальною енергоємністю 200–1900 МДж/м³. Вказані матеріали мають низьку вартість і доступні у великих кількостях.

Перспективним напрямом теплоакумулювання є акумулювання низькопотенційної теплоти навколишнього середовища, використовуючи, наприклад, теплові насоси та (або) сонячні колектори [5–6]. Іншим джерелом теплової енергії може бути електрична енергія в нічний час при вико-

*Науковий керівник – доктор технічних наук В.Г. Горобець

© В.Г. Горобець, Є.О. Антипов, 2013