

ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИЙ ВІДГУК МАЛИХ ЧАСТИНОК НА ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

*О.Ю. Грищук, Н.Г. Шкода, кандидати фізико-математичних наук
Інститут хімії поверхні НАН України
С.В. Стеценко, старший викладач
Національний університет біоресурсів
і природокористування України*

Досліджено вплив електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на взаємодію з малими частинками (МЧ) кульової форми і дисперсними системами (ДС) на їх основі на межі розділу фаз. Узагальнено застосування теорії Максвелла-Гарнетта (МГ) та наближення ефективного середовища для ДС з відповідними включеннями. Проаналізовано умови збудження і поширення поверхневих електромагнітних мод (ПЕМ) у ДС під дією ЕМВ та вплив міжфазних границь розділу на оптичні спектри поглинання і розсіяння.

Електромагнітне випромінювання, дисперсна система, електродинамічний відгук, поверхневі плазмони.

У роботі наведено результати досліджень відгуку двошарових МЧ на дію електромагнітного поля з точки зору їх можливого практичного використання. Отримати практично повну інформацію про відгук частинок на дію ЕМВ дають частотні залежності діелектричної проникності. Показано, що в таких частинках екстремуми в частотних залежностях проникності пов'язані з колективними електронними збудженнями на міжфазних границях.

Мета досліджень – розробка теоретичної методики розрахунку процесів поглинання електромагнітного випромінювання дисперсними системами на основі двошарових частинок сферичної форми із врахуванням у них поверхневих збуджень.

Матеріали та методика досліджень. Вивчення процесів взаємодії малих частинок у різноманітних дисперсних системах під дією ЕМВ зводиться до використання діелектричного підходу. Суть останнього полягає у застосуванні діелектричної функції $\varepsilon(\omega) = n + ik^2$ (n – показник заломлення, k – коефіцієнт поглинання), яка описує властивості малих частинок та дисперсних систем на їх основі і водночас визначає їх відгук на електромагнітне випромінювання, враховуючи форму, будову та структуру.

Теоретично ефективну діелектричну проникність кульових включень визначають у наближенні Максвелла-Гарнетта, яке дає коректні результати при невисоких значеннях ступеня заповнення, коли $f \leq 1[1,10]$:

$$\frac{\tilde{\epsilon} - \epsilon_m}{\tilde{\epsilon} + 2\epsilon_m} = f\alpha / a^3. \quad (1)$$

Порушення коректності виразу при $f > 0,1$ обумовлено, переважно, колективними ефектами, які виникають при зближенні частинок. Зазначимо, що формула (1) справедлива при однорідному розподілі частинок в ансамблі [1].

В електростатичному наближенні задача взаємодії ЕМВ з малими частинками зводиться до розрахунку її тензора поляризованості [2, 11].

1. Поляризованість двошарової кульової малої частинки

Для знаходження поляризованості МЧ, вкритої оболонкою, та поміщеної в зовнішнє електричне поле, перепишемо вираз, який було отримано в [1], так [2, 5]:

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_m)(\epsilon_1 + 2\epsilon_m) + (\epsilon_1 - \epsilon_2)(\epsilon_m + 2\epsilon_2)v}{(\epsilon_2 + 2\epsilon_m)(\epsilon_1 + 2\epsilon_2) + 2(\epsilon_2 - \epsilon_m)(\epsilon_1 - \epsilon_2)v}, \quad (2)$$

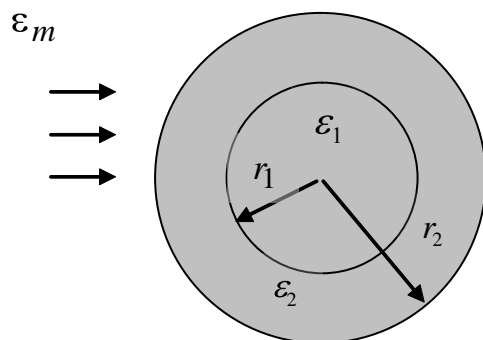
де параметр $v = r_2^3 / r_1^3$ визначає об'ємну частку ядра в суцільній кулі.

Відомо, що спектр ПП можна знаходити з умови зростання величини поляризованості [1]. Для цього потрібно, щоб знаменник у виразі (2) прямував до нуля за умови відсутності згасання:

$$(\epsilon_2 + 2\epsilon_m)(\epsilon_1 + 2\epsilon_2) + 2v(\epsilon_2 - \epsilon_m)(\epsilon_1 - \epsilon_2) = 0. \quad (3)$$

При постановці задачі було розглянуто такий випадок будови частинок, коли ядро МЧ і навколишнє середовище – звичайні діелектрики, а матеріал оболонки – напівпровідник [6].

Відносні діелектричні проникності ядра, оболонки та навколишнього середовища позначено через $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_m$ відповідно, а радіуси внутрішньої і зовнішньої куль через r_1, r_2 (рисунок).



Двошарова МЧ

Утворена ДС, як і будь-яка неоднорідна система, має поверхні розділу, що розділяють область з різними електродинамічними властивостями. При внесенні таких неоднорідних матеріалів в електричне поле вільні електрони або іони, що знаходяться в напівпровідних включеннях, починають переміщуватися в межах кожного включення, яке набуває індукованого дипольного моменту і поводить себе подібно гігантській поляризованій молекулі. Неоднорідність структури системи призводить до

обмеження переміщення зарядів, які, будучи вільними в межах однієї частинки, відносно всього об'єму виявляються зв'язаними.

У прийнятій моделі задача з визначення ефективної діелектричної проникності ДС зводилась до знаходження поляризованості такої МЧ. Це завдання, в свою чергу, пов'язане з розв'язанням задачі теорії потенціалу.

Припускали, що мала двошарова частинка знаходилась в діелектричному оточенні під дією зовнішнього електричного поля, напруженість якого гармонічно змінюється у часі $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}$, де ω – частота, Гц, t – час, с. Саме ж поле описується потенціалом $\phi_e = \phi_e(r, \theta, \varphi)$.

Зовнішнє електричне поле в загальному випадку вважається просторово-неоднорідним. Зв'яжемо з центром кулі декартову (x, y, z) і сферичну системи координат (r, φ, θ) . Концентрації носіїв обох знаків у напівпровіднику позначимо через n_+ і n_- , а їх рухливості – через u_+ і u_- . За відсутності електричного поля вважається, що $n_+ = n_- = n$. Нехай потенціали електричних полів у ядрі $\phi_1 = \phi_1(r, \theta)$ і навколишньому середовищі $\phi_m = \phi_m(r, \theta)$ задовольняють рівнянню Лапласа [1].

Розв'язок рівняння Лапласа для ядра, обмеженого в нулі, і розв'язок для оболонки, яка згасає на нескінченності, мають відповідно вигляд:

$$\phi_1(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l B_{lm}^{(1)} r^l Y_l^{(m)}(\theta, \varphi), \quad (4)$$

$$\phi_m(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{A_{lm}^{(3)}}{r^{l+1}} Y_l^{(m)}(\theta, \varphi), \quad (5)$$

де $B_{lm}^{(1)}$, $A_{lm}^{(3)}$ – невідомі коефіцієнти розкладів, $Y_l^{(m)}(\theta, \varphi)$ – сферичні функції [7], які вважаються нормованими.

1.1. Моделювання впливу дифузії носіїв у напівпровідниковій оболонці на поляризованість двошарової частинки

Розглянемо модельну ситуацію, при якій вільні носії могли б посилити поляризованість і впливати на діелектричну проникність на міжфазній границі та частоту колективних збуджень. Запишемо рівняння нерозривності для носіїв в напівпровідниковій оболонці [8]:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}_+ = \text{div}(n_+ u_+ \text{grad} U + D_+ \text{grad} n_+), \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}_- = \text{div}(n_- u_- \text{grad} U + D_- \text{grad} n_-),$$

де \vec{j}_+ , \vec{j}_- – потоки; $U = \phi_2$ – потенціал в напівпровідниковій оболонці; D_+ , D_- – коефіцієнти дифузії носіїв.

Для спрощення задачі припускали, що коефіцієнти дифузії однакові $D_+ = D_- = D$. У силу рівняння Ейнштейна маємо:

$$eD = \mu kT, \quad (7)$$

де e – заряд носіїв; μ – концентрація носіїв, які переносять заряд; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура.

Для низьких рівнів напруженості, як і в [8], запишемо:

$$n_+(\vec{r}, t) = n + \mu_+(\vec{r}) \exp(i\omega t); \quad n_-(\vec{r}, t) = n + \mu_-(\vec{r}) \exp(i\omega t), \quad (8)$$

де $\mu_+(\vec{r})$, $\mu_-(\vec{r})$ – концентрації носіїв, які беруть участь у переносі зарядів.

При цьому вважається, що справджуються сильні нерівності:

$$|\mu_+| \ll n, \quad |\mu_-| \ll n. \quad (9)$$

Із урахуванням виразу (7) і представлень концентрацій носіїв (8) рівняння нерозривності в гармонічному полі приймають вигляд:

$$\frac{i\omega}{D} \mu_+ = \frac{e}{kT} \operatorname{div}(n + \mu_+) \operatorname{grad} U + \operatorname{div} \operatorname{grad}(n + \mu_+); \quad (10)$$

$$\frac{i\omega}{D} \mu_- = \frac{e}{kT} \operatorname{div}(n + \mu_-) \operatorname{grad} U + \operatorname{div} \operatorname{grad}(n + \mu_-). \quad (11)$$

Рівняння (10), (11) – нелінійні, але за умови виконання нерівностей (9) вони допускають лінеаризацію, в результаті отримуємо:

$$\frac{i\omega}{D} \mu_+ = \frac{ne}{kT} \Delta U + \Delta \mu_+; \quad \frac{i\omega}{D} \mu_- = \frac{ne}{kT} \Delta U + \Delta \mu_-. \quad (12)$$

За умови наявності зарядів потенціал в ядрі повинен задовольняти рівнянню Пуассона:

$$\Delta U = -\frac{4\pi e}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \mu, \quad \mu = \mu_+ - \mu_-, \quad (13)$$

де ε_0 – діелектрична стала.

Отримана система рівнянь (12), (13) – замкнена відносно функцій U і μ . Підставивши вираз для ΔU з рівняння (13) до рівнянь (12), одержимо для невідомої функції $\mu = \mu_+ - \mu_-$ рівняння:

$$\Delta \mu = \gamma^2 \mu, \quad (14)$$

де $\gamma^2 = \kappa^2 + i\omega / D$; $\kappa^2 = 8\pi n e^2 / (\varepsilon_0 \varepsilon_2 kT)$.

Розв'язок рівняння (14), що описує потенціал у напівпровідниковій оболонці, можна подати у вигляді:

$$\mu(\rho, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left(C_{lm}^{(1)} i_l(\gamma r) + C_{lm}^{(2)} k_l(\gamma r) \right) \tilde{Y}_l^{(m)}(\theta, \varphi), \quad (15)$$

де $C_{lm}^{(1)}$, $C_{lm}^{(2)}$ – довільні сталі; $i_l(\gamma r)$, $k_l(\gamma r)$ – модифіковані сферичні функції Бесселя комплексного аргументу першого і третього роду відповідно [7].

Розв'язок рівняння (13) – це сума загального розв'язку однорідного рівняння U_{gen} і частинного розв'язку неоднорідного рівняння U_{par} . Загальний розв'язок запишеться у вигляді:

$$U_{gen} = \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{A_{lm}^{(2)}}{r^{l+1}} + B_{lm}^{(2)} r^l \right) Y_l^{(m)}(\theta, \varphi). \quad (16)$$

Із врахуванням проведених вище розрахунків отримуємо розклад для потенціалу в напівпровідниковій оболонці двошарової МЧ:

$$\begin{aligned} \phi_2 = U(r, \theta, \varphi) = & \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left(\frac{A_{lm}^{(2)}}{r^{l+1}} + B_{lm}^{(2)} r^l \right) Y_l^{(m)}(\theta, \varphi) - \\ & - \frac{4\pi e}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 \gamma^2} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left(C_{lm}^{(1)} i_l(\gamma r) + C_{lm}^{(2)} k_l(\gamma r) \right) \tilde{Y}_l^{(m)}(\theta, \varphi) \end{aligned} \quad (17)$$

Розв'язки диференціальних рівнянь побудовані, тепер задача зводиться до того, щоб зв'язати внутрішнє поле в двошаровій частинці з зовнішнім полем, іншими словами, до визначення сталих $B_{lm}^{(1)}, A_{lm}^{(2)}, B_{lm}^{(2)}, A_{lm}^{(3)}, C_{lm}^{(1)}, C_{lm}^{(2)}$. Для їх знаходження необхідно розв'язати систему з чотирьох рівнянь для потенціалів, які задовольняють рівнянню Лапласа з граничними умовами:

$$\phi_1(r_1) = \phi_2(r_1); \quad \phi_2(r_2) = \phi_3(r_2) + \phi_e(r_2) \quad (18)$$

$$\varepsilon_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial r} \Big|_{r=r_1} = \varepsilon_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial r} \Big|_{r=r_1}; \quad \varepsilon_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial r} \Big|_{r=r_2} = \varepsilon_m \frac{\partial \phi_3}{\partial r} \Big|_{r=r_2} + \varepsilon_m \frac{\partial \phi_e}{\partial r} \Big|_{r=r_2}. \quad (19)$$

Ще два рівняння дають умови обертання на нуль нормальних компонент потоків носіїв на межах кульового шару [9]:

$$\left(\frac{\partial \phi_2}{\partial r} + \frac{kT}{2en} \frac{\partial \mu}{\partial r} \right)_{r=r_1} = 0; \quad \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial r} + \frac{kT}{2en} \frac{\partial \mu}{\partial r} \right)_{r=r_2} = 0. \quad (20)$$

Для таких полів у [2] отримано сім'ю незалежних алгебраїчних систем рівнянь шостого порядку для визначення l -польної поляризованості двошарової МЧ.

Практично важливим є випадок, коли поле, що діє на МЧ, на нескінченно великій відстані від МЧ переходить в однорідне, тобто

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{E}_0 \text{ при } r \rightarrow \infty. \quad (21)$$

У цьому випадку задача має осьову симетрію, розв'язки не залежать від координати φ , і сферичні функції перетворюються на поліноми Лежандра [7]. Більш того, у зв'язку з тим, що потенціал зовнішнього поля має вигляд $\phi_e = E_0 r \cos \theta + const$, то в розкладах шуканих потенціалів слід покласти $l=1, m=0$. Отже, відповідно до асимптотичної умови $B_3 = -E_0$, і будемо мати такий вигляд розв'язків:

$$\phi_1(r, \theta) = B_1 r \cos \theta, \quad \phi_3(r, \theta) = \left(\frac{A_3}{r^2} - E_0 r \right) \cos \theta. \quad (22)$$

Із використанням формул для модифікованих сферичних функцій Бесселя першого порядку [7] розв'язок(15) набуває вигляду:

$$\mu(r, \theta) = \left[C_1 e^{\gamma r} \left(1 - \frac{1}{\gamma r}\right) + C_2 e^{-\gamma r} \left(1 + \frac{1}{\gamma r}\right) \right] \frac{\cos \theta}{\gamma r}, \quad (23)$$

де C_1, C_2 – довільні сталі, що збігаються з результатами, наведеними в [8]. Отже, має місце таке рівняння для потенціалу в напівпровідниковій оболонці:

$$\phi_2 = U(r, \theta) = \left(\frac{A_2}{r^2} + B_2 r \right) \cos \theta - \frac{4\pi e}{\varepsilon_2 \gamma^2} \left[C_1 e^{\gamma r} \left(1 - \frac{1}{\gamma r}\right) + C_2 e^{-\gamma r} \left(1 + \frac{1}{\gamma r}\right) \right] \frac{\cos \theta}{\gamma r}. \quad (24)$$

Розв'язки диференціальних рівнянь побудовані, і задача зводиться до визначення сталих $C_1, C_2, B_1, B_2, A_2, A_3$. Шляхом громіздких та численних математичних перетворень було виведено рівняння для них. Наведемо вираз для сталої A_3 , яка дає зменшений в ε_m разів дипольний момент двошарової МЧ:

$$A_3 = r_2^3 \frac{c_{21} r_2 - \varepsilon_m c_{11}}{c_{21} r_2 + 2\varepsilon_m c_{11}} E_0.$$

і дозволяє визначати її поляризованість [3]:

$$\alpha = \varepsilon_m A_3. \quad (25)$$

Після знаходження поляризованості двошарової кульової МЧ (діелектричне ядро – напівпровідникова оболонка), знайдено значення $\tilde{\varepsilon}$ для ДС з відповідними включеннями, використовуючи (1).

2. Чисельні результати досліджень

Наведемо результати розрахунків, виконаних для двошарових МЧ, що складаються із діелектричного ядра і напівпровідникової оболонки. Вважатимемо, що частинки розташовані у вакуумі. Дані про діелектричні характеристики напівпровідника із врахуванням залежності від частоти приймаємо згідно з експериментальними результатами, наведеними в [8], а для діелектрика вважаємо, що дійсна та уявна частини діелектричної проникності не залежать від частоти.

Розраховуються частотні залежності $\text{Im} \tilde{\varepsilon}$ та $\text{Re} \tilde{\varepsilon}$ ДС із врахуванням диполь-дипольної взаємодії двошарових кульових включень при різних значеннях фактора заповнення $f = 0,1$ і $f = 0,2$.

Розрахунки ефективної діелектричної проникності ДС із двошаровими кульовими МЧ (діелектричне ядро – напівпровідникова оболонка) здійснені за формулами Максвелла–Гарнетта (1) і Максвелла [1] для двох значень діелектричної проникності напівпровідникової оболонки $\varepsilon_2 = 10$ і $\varepsilon_2 = 20$ та для трьох значень радіуса ядра МЧ. Було проведено чисельне моделювання для випадку однакових двошарових включень із радіусом ядра r_1 і радіусом оболонки r_2 відповідно.

При розрахунках приймали також, що коефіцієнт дифузії [6] $D = 25 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, концентрація носіїв $n = 10^{14} \text{ м}^{-3}$, діелектрична проникність ядра $\varepsilon_1 = 3$, зовнішній радіус кульових включень $r_2 = 50 \text{ нм}$ для всіх наведених випадків. Значення резонансних частот, які відповідають різним значен-

ням радіусів ядра при постійному значенні $r_2 = 50 \text{ нм}$ при вказаних вище параметрах задачі, обчислені за наближенням Максвелла-Гарнетта, наведено в таблиці.

Резонансні частоти в МДС з двошаровими кульовими включеннями (діелектричне ядро – напівпровідникова оболонка).

r_1/r_2	$\varepsilon_2 = 10$		$\varepsilon_2 = 20$	
	$\omega_1, \text{ Гц}$	$\omega_2, \text{ Гц}$	$\omega_1, \text{ Гц}$	$\omega_2, \text{ Гц}$
0,9	$3,98 \cdot 10^{11}$	$2,00 \cdot 10^{14}$	$3,98 \cdot 10^{11}$	$2,51 \cdot 10^{14}$
0,8	$6,31 \cdot 10^{11}$	$7,94 \cdot 10^{13}$	$1,58 \cdot 10^{12}$	$1,00 \cdot 10^{14}$
0,7	$7,94 \cdot 10^{11}$	$5,01 \cdot 10^{13}$	$2,00 \cdot 10^{12}$	$2,00 \cdot 10^{13}$

Наведені результати свідчать, що в ДС з двошаровими кульовими включеннями виникають дві резонансні частоти $\omega_1 < \omega_2$, які відповідають максимальним значенням ефективної діелектричної проникності [5]. Зміною одного з параметрів системи (товщини оболонки МЧ або її ε) можна налаштувати резонансні частоти на потрібний діапазон. Із збільшенням діелектричної проникності напівпровідникової оболонки значення другого максимуму збільшуються.

Результати досліджень. Як видно з таблиці зменшення розміру МЧ зменшує інтенсивність поглинання і викликає зсув резонансних частот. Зауважимо, що такі частоти суттєво рознесені у частотному діапазоні. Збудження резонансів в одному частотному діапазоні є причиною взаємодії резонансів різної природи. Ширина діапазону залежить від умов збудження ПП у системі на двох межах поділу і від параметрів системи. Наприклад, для частинок з відношенням радіусів $r_1/r_2 = 0.9$ відношення резонансних частот становить $\omega_2/\omega_1 = 630$ при $\varepsilon_2 = 20$ і $\omega_2/\omega_1 = 500$ при $\varepsilon_2 = 10$

Аналіз даних показує, що збільшення товщини оболонки збільшує меншу частоту ω_1 і зменшує більшу частоту ω_2 . Так, для частинки з відношенням радіусів $r_1/r_2 = 0.9$ максимальне значення відповідає більшій частоті ω_2 , а для $r_1/r_2 = 0.7$, навпаки, меншій частоті ω_1 . При відношенні радіусів $r_1/r_2 = 0.8$ максимуми стають приблизно рівними.

Видно також, що різниця між екстремумами стає більш помітною при більшому значенні діелектричної проникності оболонки ε_2 . Таким чином, штучною зміною товщини оболонки виявляється можливим керувати як розміщенням резонансних частот, так і відносною величиною екстремумів. Отже, процес взаємодії мод можна налаштувати на певну резонансну частоту змінюючи оптичні властивості структури в цілому, що є необхідним при проектуванні оптоелектронних приладів. Результати будуть

корисні при проектуванні оптоелектронних приладів для оптимізації їх резонансних властивостей.

Висновки

Отримано вираз для розрахунку поляризованості двошарової малої частинки (діелектричне ядро - напівпровідникова оболонка) в електричному полі, яке гармонічно змінюється у часі. Отримані частотні залежності ефективної діелектричної функції дисперсних систем з такими включеннями вказують на існування можливості керування не тільки положеннями резонансних частот у досить широкому частотному інтервалі, а також величиною самих екстремумів.

На основі наведених розрахунків можна стверджувати, що наявність зовнішнього електричного поля призводить до зміни електродинамічних властивостей: перерозподілу зарядів, зсуву положення піків і зміни інтенсивності поглинання електромагнітного випромінювання системою малих частинок. При цьому характер зміни процесів поглинання залежить від електродинамічних параметрів (ефективні діелектричні проникності, власні моди коливань, фізико-хімічний стан тощо).

Список літератури

1. Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К. Борен, Д. Хафмен. – М.: Мир, 1986. – 660 с.
2. Взаимодействие электромагнитного излучения с ансамблем малых частиц / [Л.М. Белокриницкая, Л.Г. Гречко, Е.Ю. Грищук и др.] // Вісник Київ. ун-ту. – 2008. – Вып.3. – С. 226–232.
3. Максвелл-Вагнеровська поляризація матричних дисперсних систем з кульовими напівпровідниковими включеннями в електричному полі / [Л.Г. Гречко, Л.Б. Лерман, О.Ю. Грищук та ін.] // Вісник Київ. ун-ту. Серія "Фіз.-мат. науки". – 2006. – № 1. – С. 376–384.
4. Поглинання електромагнітного випромінювання в матрично-дисперсних системах з багатшаровими кульовими включеннями / Л.Г. Гречко, О.Ю. Грищук, Л.Б. Лерман [та ін.] // Металофізика: новітні технології. – 2008. – Т. 30, № 6. – С. 789–804.
5. Поляризація матричних дисперсних систем з кульовими напівпровідниковими включеннями в електричному полі (чисельні результати) / Л.Г. Гречко, Л.Б. Лерман, О.Ю. Грищук [та ін.] // Вісник Київ. ун-ту. Серія "Фіз.-мат. науки". – 2006. – № 3. – С. 451–456.
6. Смит Р. Полупроводники / Р. Смит. – М.: Мир, 1988. – 558 с.
7. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / [ред. М. Абрамовица и И. Стиган]. – М.: Наука, 1979. – 830 с.
8. Трухан Э.М. Дисперсия диэлектрической проницаемости гетерогенных систем / Э.М. Трухан // Физика твердого тела. – 1962. – Т. 4, № 12. – С. 3496 – 3511.
9. Electro dynamical properties of the matrix disperse systems with two layer edinclusions / L.G. Grechko, V.N. Malnev, N.G. Shkoda[et. al.] // Chemistry, Physics and Technology of Surfases. – 2002. – Vol. 7. – P. 89-95.
10. Kreibig U. M. Optical properties of metal clusters. / Kreibig U., Volmer M. – Springer, 1995. – Vol. 25. – 527 p.

11. Relative contributions to the plasmon lines of metal nanoshells / S.L. Westcott, J.B. Jackson, C. Radloff [et. al.] // Physical Review B. – 2002. – N 66. – P. 155–431.

Исследовано влияние электромагнитного излучения (ЭМИ) на взаимодействие с малыми частицами (МЧ) и дисперсными системами (ДС) на их основе на границе раздела фаз. Обобщено применение теории Максвелл-Гарнетта (МГ) и приближения эффективной среды для дисперсных систем с соответствующими включениями. Проанализированы условия возбуждения и распространения поверхностных электромагнитных мод (ПЭМ) в дисперсных системах под воздействием ЭМИ и влияние межфазных границ раздела на оптические спектры поглощения и рассеяния.

Электромагнитное излучение, дисперсная система, электродинамический отклик, поверхностные плазмоны.

The influence of the electromagnetic radiation to interact with the small particle spherical disperse system on their basis at the interface. Generalized application of the theory of Maxwell-Garnett and effective medium approximation to disperse systems with appropriate inclusions, analyzed the conditions of excitation and propagation of surface electromagnetic modes in disperse system under the influence of electromagnetic radiation and the effect of interphase boundaries on the optical absorption and scattering.

Electromagnetic radiation, dispersed systems, electrodynamic response, surface plasmons.

УДК 681.5.07

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАДАЧ ОБМЕЖЕНОЇ ЧУТЛИВОСТІ МЕТОДАМИ ПРАКТИЧНОЇ СТІЙКОСТІ

Л.А.Панталієнко, кандидат фізико-математичних наук

Наведено результати розрахунку областей стійкості для функцій чутливості у заданих структурах за наявності динамічних обмежень. Розглянуто постановки задач обмеженої та гарантованої чутливості, що охоплюються алгоритмами практичної стійкості.

Функції чутливості, параметри, збурена траєкторія, практична стійкість.

Проблема чутливості безпосередньо пов'язана з оцінюванням впливу збурень на працездатність реальної динамічної системи та охоп-