

ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З МЕТАЛЕВИМИ НАНОШАРАМИ НА ПОВЕРХНІ ТВЕРДОГО ТІЛА

Л.Б. Лерман¹, М.А. Лющенко¹, Я.С. Криворучко²

¹Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка Національної академії наук України
вул. Генерала Наумова 17, 03164, Київ-164, e-mail: llerman@yandex.ru

²Національний університет біотехнологічних ресурсів і природокористування
України, вул. Героїв оборони, 15, 0341, Київ-41

Розв'язано задачу взаємодії електромагнітного випромінювання з довільним числом плоских металевих наночарів, які розподіляють два діелектричних півпростори. За допомогою імпедансного методу знайдені комплексні коефіцієнти відбиття і прозорості, їх модулі і фази, а також значення цих коефіцієнтів за потужністю. Це дозволяє дослідити як частотну залежність коефіцієнтів при фіксованому куті падіння хвилі, так і кутову залежність для обраного діапазону. Зокрема, наводяться залежності коефіцієнтів за потужністю від довжини плоскої хвилі у випадках перпендикулярної і паралельної поляризації для одношарового покриття із золота і срібла, а також для біметалічного покриття із срібла і золота.

Вступ

Відомо, що благородні метали (золото, срібло, платина) мають унікальні оптичні властивості [1, 2] і використовуються в багатьох сучасних нанотехнологіях. Останнім часом великий інтерес викликають біметалічні сполучення на основі золота і срібла. Оскільки частоти поверхневих плазмонів золота і срібла істотно відрізняються, то, комбінуючи об'ємний вміст металів, можна впливати на максимуми коефіцієнтів відбиття та поглинання в таких системах. В [3, 4] діапазоні НВЧ було досліджено взаємодію плоскої електромагнітної хвилі (ЕМХ) з плоско-неоднорідними шарами зволожених ґрунтів. Шари ґрунтів є діелектриками, тому поширення реалізованої раніше методики на взаємодію ЕМХ з металевими покриттями в оптичному діапазоні має певний науковий і практичний інтерес.

У цій статті розглядається взаємодія електромагнітного випромінювання (ЕМВ) з плоско-неоднорідним шаром (покриттям), що розподіляє два однорідних діелектричних півпростори. Покриття може складатися з довільної кількості шарів, товщини яких мають порядок десятків нанометрів із довільними значеннями діелектричних і магнітних проникностей. Для визначення коефіцієнтів відбиття і прозорості використовується імпедансний метод [5, 6]. Наводяться основні розрахункові співвідношення і деякі характерні результати виконаних розрахунків. Проаналізовано отримані результати.

Знаходження коефіцієнтів відбиття і прозорості ЕМВ від плоско-неоднорідного шару, який розділяє два нескінчених півпростори.

Докладно питання поширення хвиль у плоскошаруватих середовищах викладено в монографіях [5, 6]. Розглядається плоско-неоднорідний шар і плоска гармонічна ЕМХ з вектором електричної напруженості $\mathbf{E}$ і вектором магнітної напруженості $\mathbf{H}$, яка поширюється у верхньому півпросторі і падає на плоско-неоднорідний шар, який розділяє два однорідних півпростори (див. рис. 1).

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{H} = (c/\mu\omega)[\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}]. \quad (1)$$

В (1) $\mathbf{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$ – хвильовий вектор, $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ – радіус-вектор довільної точки верхнього півпростору, ω – частота, t – час, c – швидкість світла у вакуумі, μ – магнітна проникність верхнього півпростору. Модуль хвильового вектора при цьому визначається як $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon\mu} = (2\pi/\lambda)\sqrt{\epsilon\mu}$, де λ – довжина хвилі, $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' = \epsilon'(1 + i\text{tg}\delta)$ – комплексна діелектрична проникність, ϵ' , ϵ'' – її дійсна та уявна частини, $\text{tg}\delta$ – тангенс кута діелектричних втрат, який задається співвідношенням $\text{tg}\delta = \epsilon''/\epsilon'$ (індекси опущені).

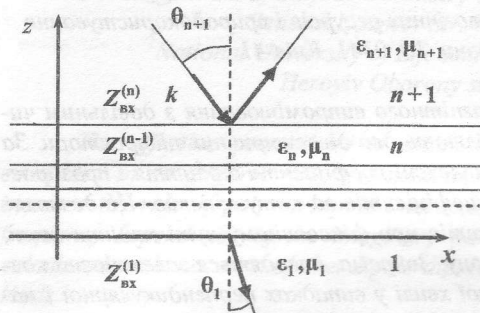


Рис. 1. Відбиття плоскої хвилі від плоско-неоднорідного шару.

Вважається, що кожний із n шарів може мати різні значення діелектричної і магнітної проникностей ϵ_j, μ_j ($j=2,3,\dots,n$), можливо комплексні. Діелектричну і магнітну проникності півпросторів позначимо через ϵ_1, μ_1 і $\epsilon_{n+1}, \mu_{n+1}$ відповідно (рис. 1). Виберемо прямокутну систему координат таким чином, щоби площина xu співпадала з площиною розділу двох середовищ, а площина xz – із площиною падіння плоскої хвилі. Кут падіння хвилі, тобто кут між хвильовим вектором та нормаллю до площини поділу позначимо через θ_{n+1} , кут заломлення після проходження шарового покриття – через θ_1 (рис.1).

Як відомо, будь-яка плоска електромагнітна хвиля може бути представлена у вигляді суперпозиції двох хвиль. Для одної з них вектор електричної складової $\mathbf{E}$ є перпендикулярним до площини падіння (перпендикулярна поляризація), а для іншої лежить у цій площині (паралельна поляризація).

Електричне поле у верхньому середовищі можна записати у вигляді

$$E_{n+1} = E_{y,n+1} = E_0 e^{i(k_x x - k_z z)} + V E_0 e^{i(k_x x + k_z z)}, \quad (2)$$

де перший доданок є падаючою хвилею, а другий – відбитою хвилею. Амплітуда падаючої хвилі позначена через E_0 , а комплексний коефіцієнт відбиття – через V ($V = V_\perp$ – для перпендикулярно поляризованої хвилі, $V = V_\parallel$ – для паралельно поляризованої хвилі). Компоненти хвильового вектора у верхньому півпросторі при цьому $k_x = k \sin \theta_{n+1}$, $k_z = k \cos \theta_{n+1}$. У нижньому середовищі електричне поле

$$E_1 = E_{1y} = W E_0 e^{i(k_{1x} x - k_{1z} z)}, \quad (3)$$

де W – комплексний коефіцієнт прозорості ($W = W_\perp$ для перпендикулярно поляризованої хвилі, $W = W_\parallel$ для паралельно поляризованої хвилі), а $k_{1x} = k_1 \sin \theta_1$, $k_{1z} = k_1 \cos \theta_1$, $k_1 = k(\epsilon_1 \mu_1 / \epsilon \mu)^{1/2}$.

Коефіцієнти V , W , а також кут заломлення θ_1 визначаються з граничних умов, які забезпечують неперервність тангенціальних складових E , H з різних боків поверхонь розділу. Надалі зручно ввести поняття імпедансу. Для верхнього та нижнього півпросторів відповідно імпеданси дорівнюють $Z_{n+1} = E_{n+1} / H_{x,n+1}$, $Z_1 = E_1 / H_{1x}$. Кути падіння і заломлення для обох поляризацій пов'язані співвідношенням закону заломлення [5]

$$k_j \sin \theta_j = k_{n+1} \sin \theta_{n+1}, j = 1, 2, \dots, n.$$

Поняття вхідного імпедансу [5,6] дозволяє отримати формулу для обчислення коефіцієнта відбиття для системи n шарів, що розділяють два півпростори. При цьому вхідний імпеданс обчислюється рекурентно

$$Z_{\text{ex}}^{(n)} = \frac{Z_{\text{ex}}^{(n-1)} - iZ_n \operatorname{tg}(k_{nz} d_n)}{Z_n - iZ_{\text{ex}}^{(n-1)} \operatorname{tg}(k_{nz} d_n)} Z_n, \quad (4)$$

де d_n — товщина n -го шару.

Маємо послідовно:

$$Z_{\text{ex}}^{(1)} = Z_1, d_n = d_2, \quad Z_{\text{ex}}^{(2)} = \frac{Z_{\text{ex}}^{(1)} - iZ_2 \operatorname{tg} k_{2z} d_2}{Z_2 - iZ_{\text{ex}}^{(1)} \operatorname{tg} k_{2z} d_2} Z_2 = \frac{Z_1 - iZ_2 \operatorname{tg} k_{2z} d_2}{Z_2 - iZ_1 \operatorname{tg} k_{2z} d_2} Z_2$$

і т.д. Для n шарів коефіцієнти відбиття і прозорості можна обчислити за формулою

$$V = \frac{Z_{\text{ex}}^{(n)} - Z_{n+1}}{Z_{\text{ex}}^{(n)} + Z_{n+1}}, \quad W = 1 + V, \quad (5)$$

де імпеданси шарів даються виразами $Z_j = Z_j^0 / \cos \theta_j$, $Z_j = Z_j^0 \cos \theta_j$ відповідно для перпендикулярної і паралельної поляризацій ЕМХ. При цьому через $Z_j^0 = (\mu_j / \epsilon_j)^{1/2}$ позначено хвильовий опір j -го шару.

Зауважимо, що для комплексних діелектричних проникностей шарів і хвильових чисел коефіцієнти відбиття і прозорості теж будуть комплексними числами. Звичайно вводять коефіцієнти відбиття та прозорості за потужністю, які визначається співвідношеннями

$$|R|^2 = V \cdot V^*, \quad |T|^2 = W \cdot W^* \quad (6)$$

де V^* , W^* — комплексно спряжені числа.

Наведені формули дозволяють повністю розв'язати задачу про встановлення залежності коефіцієнтів відбиття та прозорості при проходженні ЕМВ через шарувате середовище від довжини плоскої хвилі, кута падіння і типу поляризації. Зауважимо, що у випадку нормального падіння хвилі коефіцієнти відбиття і прозорості для обох поляризацій співпадають.

Чисельні розрахунки і їх обговорення.

Викладений алгоритм покладено в основу обчислювальної програми, яка була протестована [3] за відомими літературними даними [5]. Програма дає можливість знаходити залежності модулів і фаз комплексних коефіцієнтів відбиття і прозорості, а також їх значення за потужністю від довжини хвилі та кутів падіння.

Розглянемо деякі конкретні приклади. Будемо вважати, що верхній півпростір – це повітря (вакуум), для якого діелектрична проникність дійсна і $\epsilon_{n+1}=1$, $\text{tg}\delta_{n+1}=0$, а нижній півпростір – це діелектрик із малими значеннями діелектричних втрат: $\epsilon_n=20$, $\text{tg}\delta_n=0,02$. Вважається, що в оптичному діапазоні вони не залежать від частоти. Магнітні проникності шарів прийемо рівними одиниці.

Спочатку розглянемо суцільний наночар металу, розташований на діелектричному півпросторі, яким моделюється масивне тверде тіло. В цьому випадку в загальних формулах слід прийняти $n=1$. Для опису частотно-залежних діелектричних функцій металів в модельних розрахунках можна прийняти модель Друде [1]

$$\epsilon = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_p)}, \quad (7)$$

де ϵ_∞ – діелектрична проникність при $\omega \rightarrow \infty$, ω_p – плазмонна частота суцільного металу, γ_p – частота поглинання суцільного металу, i – уявна одиниця.

Будемо розглядати випадки, коли покриття (наночар, що розділяє два півпростори) зроблено або з золота, або з срібла. Тоді в розрахунках, згідно з [1], слід прийняти у формулі (7), що для срібла $\epsilon_\infty = 4,5$, $\omega_p = 1,46 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_p = 0,24 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$, а для золота – $\epsilon_\infty = 10,0$, $\omega_p = 1,37 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_p = 0,34 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$. Деякі результати розрахунків показано на рис. 2–5, на яких наведено залежності коефіцієнтів відбиття і прозорості за потужністю для двох поляризацій (рис. 2, 3 для золотого шару, рис. 4, 5 – для срібного). При розрахунках було прийнято, що товщина покриття становить 20 нм, а кут падіння $\text{EMX} - 20^\circ$.

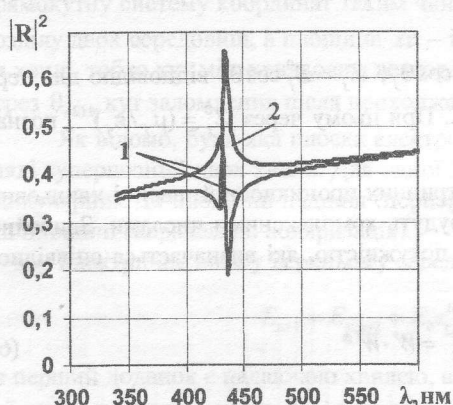


Рис. 2. Залежність коефіцієнта відбиття за потужністю від довжини хвилі для золотого шару: 1 – перпендикулярна поляризація; 2 – паралельна поляризація.

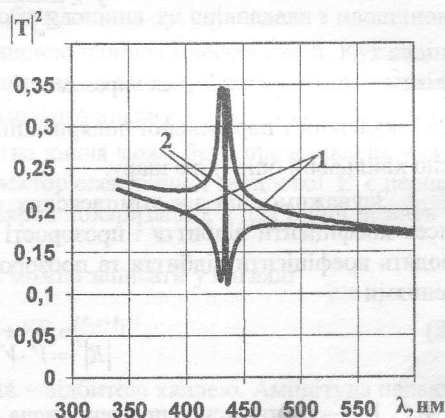


Рис. 3. Залежність коефіцієнта прозорості за потужністю від довжини хвилі для золотого шару: 1 – перпендикулярна поляризація; 2 – паралельна поляризація.

З наведених графіків випливає, що залежності і коефіцієнта відбиття, і коефіцієнта прозорості за потужністю мають явно виражені екстремуми поблизу значень плазмонних частот золота і срібла. Для малих кутів падіння (20°) резонансні довжини хвиль для різних поляризацій незначно відрізняються одна від одної. В інших частинах частот-

ного діапазону із збільшенням довжини хвилі коефіцієнти відбиття монотонно зростають, а коефіцієнти прозорості спадають.

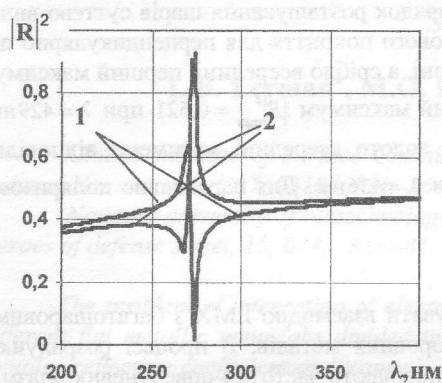


Рис. 4. Залежність коефіцієнта відбиття за потужністю від довжини хвилі для срібного шару: 1 – перпендикулярна поляризація; 2 – паралельна поляризація.

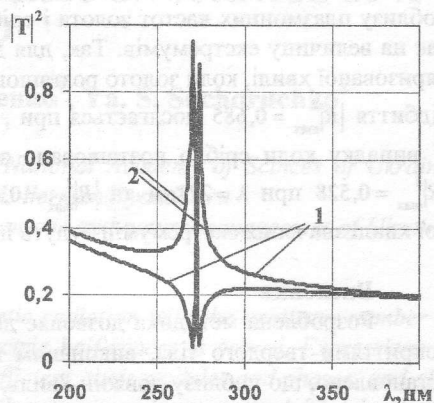


Рис. 5. Залежність коефіцієнта прозорості за потужністю від довжини хвилі для срібного шару: 1 – перпендикулярна поляризація; 2 – паралельна поляризація.

Розглянемо далі випадок двошарового покриття ($n=2$), яке складається з шарів золота і срібла. Результати розрахунків коефіцієнтів відбиття для випадку перпендикулярної поляризації представлені на рис. 6, 7.

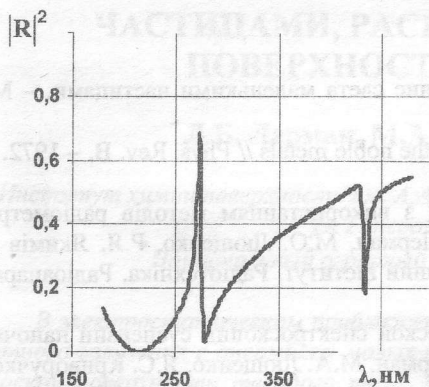


Рис. 6. Залежність коефіцієнта відбиття за потужністю від довжини хвилі для двошарового покриття (золото зовні, срібло всередині, перпендикулярна поляризація).

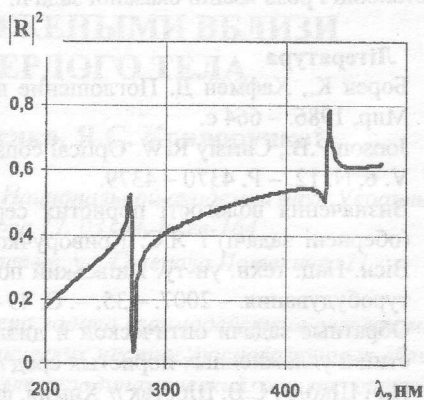


Рис. 7. Залежність коефіцієнта відбиття за потужністю від довжини хвилі для двошарового покриття (срібло зовні, золото всередині, перпендикулярна поляризація).

Розглянемо два випадки. У першому на зовнішній поверхні твердого тіла міститься шар золота, а шар срібла знаходиться між золотом і діелектричним півпростором, а у другому випадку – навпаки. Для обох шарів прийемо однакову товщину у 20 нм, а кут падіння, як і раніше, $\theta_1=20^\circ$.

Порівняння з відповідними залежностями для одношарових покриттів з золота або срібла (рис. 2 – 5) показує, що в даному випадку залежності коефіцієнта відбиття від довжини хвилі замість одного екстремуму мають два максимуми і два мінімуми відповідно поблизу плазмонних частот золота і срібла. Порядок розташування шарів суттєво впливає на величину екстремумів. Так, для двошарового покриття для перпендикулярно поляризованої хвилі, коли золото розташовано зовні, а срібло всередині, перший максимум відбиття $|R|_{\max}^2 = 0,685$ досягається при $\lambda = 429$ нм, а другий максимум $|R|_{\max}^2 = 0,521$ при $\lambda = 429$ нм. У випадку коли срібло розташовано зовні, а золото всередині матимемо відповідно $|R|_{\max}^2 = 0,528$ при $\lambda = 271$ нм та $|R|_{\max}^2 = 0,436$ при $\lambda = 436$ нм. Для паралельно поляризованої хвилі значення екстремумів будуть іншими.

Висновки

Розроблена методика дозволяє досліджувати взаємодію ЕМХ з багатошаровими покриттями твердого тіла, виконаним із благородних металів. В процесі розрахунків встановлено, що поблизу довжин хвиль, які відповідають частотам поверхневих плазмонів матеріалу поверхневого шару (шарів) золота і срібла спостерігається різка зміна коефіцієнтів відбиття і прозорості. Ця зміна відбувається у вузькому діапазоні довжин хвиль, а екстремальні значення коефіцієнтів відбиття і прозорості в декілька разів відрізняються від основних їх значень. Це означає, що такі покриття мають фільтруючі властивості. Порівняння результатів, отриманих для суцільного і двошарового покриття, показує, що в останньому випадку виникають додаткові екстремуми, а їх величина залежить від порядку нанесення шарів. Більш точні результати можуть бути отримані при використанні експериментальних залежностей діелектричної функції [2] і врахуванні розмірної поправки.

Автори висловлюють щиру подяку проф. Л.Г. Гречко за допомогу і поради при постановці і розв'язанні вказаної задачі.

Література

1. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света маленькими частицами. – М: Мир, 1986. – 664 с.
2. Jonson P.B., Christy R.W. Optical constants of the noble metals // Phys. Rev. B. – 1972. – V. 6, N. 12. – P. 4370 – 4379.
3. Визначення вологості пористих середовищ з використанням методів радіометрії (обернені задачі) / Я.С. Криворучко, Л.Б. Лерман, М.О. Лющенко, Р.Я. Якимів // Вісн. Нац. техн. ун-ту. Київський політехнічний інститут. Радіотехніка. Радіоапаратурубудування. – 2007. – 35. – С. 49 – 53.
4. Обратные задачи оптической и диэлектрической спектроскопии суспензий наночастиц и увлажненных пористых сред / Л.Б. Лерман, М.А. Лющенко, Я.С. Криворучко, Н.Г. Шкода, С.В. Шостак // Химия, физика и технология поверхности. – 2008. – Вып. 14. – С. 101 – 117.
5. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Наука. – 1973. – 343 с.
6. Бреховских Л.М., Годик О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука, 1989. – 416 с.

INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION WITH THE METALLIC NANOSLABS ON SURFACE OF A SOLID

L.B. Lerman¹, M.O. Lucshenko¹, Ya. S. Suchoruchko²

¹Chuiko Institute of Surface Chemistry of National Academy of Sciences of Ukraine, General Naumov street, 17, 03164, Kyiv-164, e-mail: llerman@yandex.ru

²National university of biotechnological resources and nature management of Ukraine, Heroes of defense street, 15, 0341, Kyiv-41.

The problem of interaction of electromagnetic radiation with the arbitrary number of different flat metallic nanoslabs divided two dielectric half-spaces is solved. Expressions of complex reflection coefficient and transmission coefficient, their modules and phases, and also values of these coefficients on power are found with using impedance method. The developed method allows to investigate the both frequency dependences of coefficients at fixed angles of falling waves and angular dependence for a select frequency range.

Graphic material which illustrates possibilities of the developed approach is resulted. In particular, dependences of coefficients are pointed on durability from length of plain wave in the cases of perpendicular and parallel polarizations for one-layer covering from gold or silver, and also for two-layer covering from silver and gold.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИМЕТАЛИЧЕСКИМИ СФЕРИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Л.Б. Лерман, М.А. Лющенко, Я.С. Криворучко*

Институт химии поверхности им. А.А. Чуйко Национальной академии наук Украины
ул. Генерала Наумова 17, 03164, Киев-164

* Национальный аграрный университет, ул. Генерала Потехина, 21

В электростатическом приближении решена задача взаимодействия электромагнитного излучения с ансамблем малых биметаллических частиц, расположенных вблизи плоской поверхности твердого тела. Найден электродинамический отклик системы «малая слоистая сферическая частица (наночастица) – подкладка» во внешнем электромагнитном поле. В приближении диполь-дипольного взаимодействия получена замкнутая формула, удобная для проведения практических расчетов. Проанализированы спектры экстинкции для биметаллической частицы (серебряное ядро – золотая оболочка) на серебряной подкладке. Приведен графический материал, иллюстрирующий возможности разработанного подхода.