

УДК 538.975

PACS number(s): 81.15.-z

КВАНТОВО-РОЗМІРНІ ЕФЕКТИ В ОПТИЧНОМУ ПОГЛИНАННІ ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК

А. Коротун, В. Курбацький, В. Погосов, Є. Васютін

*Запорізький національний технічний університет
кафедра мікроелектроніки та напівпровідникових приладів
вул. Жуковського, № 64, 69063 Запоріжжя, Україна
e-mail: vpogosov@zntu.edu.ua*

У статті в наближенні діагонального відгуку досліджено проходження електромагнітних хвиль ІЧ-діапазону через надтонкі квазіоднорідні металеві плівки. В рамках моделі потенційної ями кінцевої глибини з урахуванням розмірної залежності енергії Фермі отримано формулу для діелектричної функції та високочастотної провідності. Розраховано коефіцієнти поглинання та пропускання плівок і проведено порівняння з експериментом. Розрахунки виконано для Al, Au і Ag.

Ключові слова: тонка плівка, фотопровідність, поглинання, діелектрична функція, енергія Фермі.

Загальною тенденцією в розвитку сучасної техніки є використання функціональних об'єктів малих розмірів. Властивості квантово-розмірних систем залежать від їх ефективної розмірності, яка суттєво впливає на тип енергетичного спектра квазічастинок. Наприклад, зниження розмірності електронної системи призводить до зменшення числа кінцевих станів у разі розсіяння електронів, а отже, до збільшення електронної рухливості, що сприятиме у перспективі створенню швидкодіючих елементів мікро- і наноелектроніки. Серед таких систем особливо цікавими є тонкі металеві плівки – як острівцеві, так і суцільні, що зумовлено їх широким практичним застосуванням у багатьох галузях науки і техніки. Дослідження оптичних властивостей плівок дає змогу отримати не лише надзвичайно цінну інформацію, необхідну для розуміння фундаментальних властивостей твердих тіл та їх поверхні, а й передбачити особливості технології виготовлення тонкоплівкових елементів із прогнозованими властивостями [1–3].

В ході досліджень [1] були передбачені резонансні піки поглинання і ефекти розмірного квантування в оптичних коефіцієнтах суцільних металевих плівок. Згодом у працях [4–16] було виконано різноманітні експериментальні дослідження емісійних властивостей, коефіцієнта прозорості або провідності суцільних і острівцевих нанорозмірних металевих плівок, напилених на різні підкладки, у різних областях спектра і за різних температур.

Однією з найпопулярніших теоретичних робіт з дослідження відгуку нанорозмірних металевих об'єктів на падаючу електромагнітну хвилю є праця Вуда і Ашкрофта [17], в якій у наближенні нескінченно глибокої ями для “вільних

електронів” виконано докладний аналіз. Висновки цієї теорії були підтверджені експериментами в [4, 5]. У подальших дослідженнях (див. роботи [18–22] і посиланнях у них) теоретично розглянено розмірні ефекти у композитах, а також позовжної провідності неоднорідних за товщиною плівок для різних ділянок спектра.

Пояснюючи результати своїх вимірювань, експериментатори, зазвичай, використовують модифіковану теорію Друде. Наприклад, порівняно недавно було вперше виконано експериментальні вимірювання інфрачервоної провідності ультратонких плівок Pb [9], де зменшення провідності пов’язують з неоднорідною гранулярністю структури. Потім у дослідженні [11] вимірювали оптичні характеристики плівок за температури 10 К. Зокрема, було виявлено аномальну оптичну прозорість у дальній ІЧ-області. Методом інфрачервоної спектроскопії в роботі [16] вперше вивчені квантово-розмірні ефекти у спектрах пропускання плівок свинцю.

Метою цієї роботи є розрахунок коефіцієнтів поглинання та пропускання порівняно з експериментами [4, 5] для нанометрових плівок Au і Ag. Використовуючи модернізовану теорію [14], а також припущення щодо квазіоднорідності металевої плівки, досліджено її діагональний відгук на падаючу електромагнітну хвилю ІЧ-діапазону. В рамках моделі потенційної ями кінцевої глибини з урахуванням розмірної залежності енергії Фермі [23] отримано формули для діелектричної функції та фотопровідності.

Припустимо, що електрони провідності плівки знаходяться у прямокутному потенційному ящику глибиною $U_0 < 0$, форма якого повторює форму плівки. Тонкою вважатимемо плівку, товщина якої L така ж як і фермівська довжина хвилі електрона у нескінченному металі: $L \cong \lambda_F^0 \approx 0,5$ nm. Поздовжні розміри плівки набагато більші від її товщини $a, b \gg L$. У цьому випадку виявляє себе квантування поперечної компоненти імпульсу, що призводить до формування підзон – груп енергетичних рівнів, які відповідають одному і тому ж значенню поперечної компоненти імпульсу. У тонких плівках кількість підзон, заповнених електронами повністю або частково, невелика і становить

$$m_F \approx 2L/\lambda_F^0,$$

де m_F – номер підзони, в якій є рівень Фермі (у праці [24] використано позначення i_F).

Задача є такою. У тонкій плівці в напрямі, що визначається вектором \mathbf{q} , поширюється плоска монохроматична хвиля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}$. Хвиля загалом не є поперечною ($\mathbf{q} \cdot \mathbf{E} \neq 0$), оскільки під її впливом відбувається перерозподіл заряду в плівці, і $\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0$. Поле \mathbf{E} вважається слабким і розглядається як збурення. Інтервал частот, що досліджується, починається від межі початку переходів між підзонами ω_1 , проходить через інфрачервону область аж до межі зовнішнього фотоефекту ω_2 (у видимій області). Потрібно знайти відгук системи і розрахувати коефіцієнт поглинання $\eta(\omega)$.

Частоти переходів між підзонами з номерами m' і m

$$\omega_{m'm} \approx \frac{\pi^2 \hbar}{2m_e L^2} (m'^2 - m^2),$$

де m_e – маса електрона. Початку переходів відповідає мінімально можливе значення $\omega_1 \approx 3\pi^2 \hbar / (2m_e L^2)$. Зокрема, для плівки завтовшки $L = 2$ nm маємо, що верхня межа інтервалу частот $\omega_2 = W / \hbar$, де W – робота виходу електронів з плівки. Для оцінки скористаємося значенням роботи виходу $W_0 \approx 4$ eV (для Au, Ag, Cu), тоді $\omega_2 \approx 6.4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$.

Вихідною точкою наших розрахунків є добре відомий результат для діелектричної функції [17]:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{8\pi e^2 \hbar^2}{\Omega m_e^2} \sum_{ij} \frac{f_i |p_{ij}|^2}{\epsilon_{ij} (\epsilon_{ij}^2 - \hbar^2 \omega^2)}, \quad (1)$$

де $p_{ij} = \langle i | \hat{p}_E | j \rangle$ – матричний елемент компоненти оператора імпульсу вздовж напрямку поля, $f_i \equiv \{ \exp[(\epsilon_i - \mu) / k_B T] + 1 \}^{-1}$ – коефіцієнт заповнення стану $|i\rangle$, $\epsilon_{ij} \equiv \epsilon_i - \epsilon_j$ – різниця енергій, $\Omega = abL$ – об'єм плівки, e – заряд електрона. Підсумовуємо за всіма можливими станами $|i\rangle$ і $|j\rangle$, $i \neq j$.

Формулу (1) було отримано у [17] за двох істотних припущень. По-перше, було використано наближення, відоме як “діагональний відгук”, коли нехтують всіма фур’є-компонентами індукційного струму, окрім компоненти з $\mathbf{k} = \mathbf{q}$. Таке наближення означає нехтування будь-якою неоднорідністю в розподілі заряду незбуреної електронної підсистеми плівки. Тим самим у тонких плівках передбачаємо переважаючу роль розмірного квантування порівняно з впливом неоднорідності зарядного розподілу.

Ще одне припущення, зроблене під час виведення (1), $\mathbf{q} \rightarrow 0$, можливе після уточнення початкової постановки задачі. Оскільки у даній статті акцентовано на розгляді оптичних переходів між підзонами, що утворилися унаслідок розмірного квантування, ми досліджуємо випадок, коли поле \mathbf{E} спрямоване перпендикулярно до поверхні плівки (уздовж осі x). Поперечна компонента хвильового вектора мала ($q_x \ll 1/L$), і тому нею можна знехтувати. Наявність же відмінної від нуля повздовжньої компоненти за такого напрямку \mathbf{E} у разі однорідної на всій поверхні плівки не дає ніякого іншого результату, окрім тривіального множника $\delta(q_y - k_{yj} + k_{yi}) \delta(q_z - k_{zj} + k_{zi})$, який зникає у виразі для діелектричної функції після інтегрування за k_{yi}, k_{yj}, k_{zi} і k_{zj} .

Незбурені стани у плівці описують хвильовими функціями

$$\Psi_{mnp}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{ab}} \psi_m(x) e^{2\pi n y / a} e^{2\pi p z / b}, \quad (2)$$

де $n = \pm 1, \pm 2, \dots$; $p = \pm 1, \pm 2, \dots$; $m = \pm 1, \pm 2, \dots$. За парних значень m

$$\Psi_m(x) = \begin{cases} C_m \sin k_{xm} x, & -L/2 < x < L/2, \\ (-1)^{(m/2)+1} C_m \frac{k_{xm}}{k_0} e^{\kappa_m L/2} e^{-\kappa_m x}, & x > L/2, \\ (-1)^{m/2} C_m \frac{k_{xm}}{k_0} e^{\kappa_m L/2} e^{\kappa_m x}, & x < -L/2, \end{cases}$$

а за непарних m

$$\Psi_m(x) = \begin{cases} C_m \cos k_{xm} x, & -L/2 < x < L/2, \\ (-1)^{(m/2)-1} C_m \frac{k_{xm}}{k_0} e^{\kappa_m L/2} e^{-\kappa_m x}, & x > L/2, \\ (-1)^{(m/2)-1} C_m \frac{k_{xm}}{k_0} e^{\kappa_m L/2} e^{\kappa_m x}, & x < -L/2, \end{cases} \quad (3)$$

де $C_m = 1/\sqrt{1/\kappa_m + L/2}$ – коефіцієнт нормування, $\kappa_m \equiv \sqrt{k_0^2 - k_{xm}^2}$, $\hbar k_0 \equiv \sqrt{2m_e |U_0|}$, а числа k_{xm} – корені рівняння

$$k_{xm} L = -2 \arcsin(k_{xm}/k_0) + \pi m. \quad (4)$$

Рівні енергії визначаються зі співвідношення

$$\varepsilon_{mnp} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left\{ k_{xm}^2 + (2\pi n/a)^2 + (2\pi p/b)^2 \right\}.$$

Тут індекс m нумерує підзони. Розрахунок матричних елементів оператора проекції імпульсу $\hat{p}_E = i\hbar \partial / \partial x$ на основі (2) і (3) приводить до виразу:

$$\left| \langle mnp | \hat{p}_E | m'n'p' \rangle \right|^2 = \frac{\hbar^2}{(1/\kappa_m + L/2)(1/\kappa_{m'} + L/2)} \frac{2k_{xm}^2 k_{xm'}^2}{(k_{xm'}^2 - k_{xm}^2)^2} \left\{ 1 - (-1)^{m+m'} \right\} \delta_{m'm} \delta_{p'p}. \quad (5)$$

Як видно з виразу (5), всередині однієї підзони переходи взагалі не відбуваються, а перехід між підзонами трапляється лише у випадку, коли m і m' – числа різної парності, тобто $m + m'$ – непарне число.

Для апроксимації коефіцієнта заповнення використано східчасту функцію $f_{mnp} = \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_{mnp})$, де $\varepsilon_F > 0$ – енергія Фермі.

Підставляючи (5) в (1) і виконуючи заміну підсумовування за n, n', p і p' відповідним інтегруванням, для діелектричної функції отримуємо:

$$\begin{aligned}
 \epsilon(k_\omega) &= 1 - \frac{8\pi e^2 \hbar^2}{bcLm_e^2} \sum_{\substack{m, n, \\ p, m'}} \frac{\left| \langle m | \hat{p}_x | m' \rangle \right|^2 f_{mnp}}{\frac{\hbar^2}{2m_e} (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2) \left\{ \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^2 (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2)^2 - \hbar^2 \omega^2 \right\}} = \\
 &= 1 + \frac{8\pi e^2 \hbar^2}{bcLm_e^2} \frac{\hbar^2 bc}{4L^2 4\pi} \cdot 2 \sum_{m, m'} \frac{(k_F^2 - k_{xm}^2) k_{xm}^2 k_{xm'}^2 \{1 - (-1)^{m+m'}\}}{\left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^3 \left(1 + \frac{2}{L\kappa_m} \right) \left(1 + \frac{2}{L\kappa_{m'}} \right) (k_{xm'}^2 - k_{xm}^2)^3 \left\{ (k_{xm'}^2 - k_{xm}^2)^2 - k_\omega^4 \right\}} = \\
 &= 1 + \frac{128}{a_0 L^3} \sum_{m=1}^{m_F} \sum_{m'=1}^{m_{\max}} \frac{k_{xm}^2 k_{xm'}^2 (k_F^2 - k_{xm}^2) \{1 - (-1)^{m+m'}\}}{\left(1 + \frac{2}{L\kappa_m} \right) \left(1 + \frac{2}{L\kappa_{m'}} \right) (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2)^3 \left\{ (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2)^2 - k_\omega^4 \right\}},
 \end{aligned}$$

або остаточно

$$\epsilon(k_\omega) = 1 + \left(\frac{4}{L} \right)^4 \frac{L}{a_0} \sum_{m=1}^{m_F} \sum_{m'=1}^{m_{\max}} \frac{k_{xm}^2 k_{xm'}^2 (k_F^2 - k_{xm}^2) \{1 - (-1)^{m+m'}\}}{(1 + 2/L\kappa_m)(1 + 2/L\kappa_{m'}) (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2)^3 \left\{ (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2)^2 - k_\omega^4 \right\}}, \quad (6)$$

де a_0 – радіус Бора, $\hbar k_\omega \equiv \sqrt{2m_e \hbar \omega}$, $\hbar k_F \equiv \sqrt{2m_e \varepsilon_F}$ і

$$m_F \equiv \left[\frac{Lk_F}{\pi} + \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{k_F}{k_0} \right] \quad m_{\max} \equiv \left[\frac{Lk_0}{\pi} \right] + 1. \quad (7)$$

Квадратні дужки в (7) і далі у тексті позначають цілу частину числа.

При отриманні формули (6) були використані позначення:

$$\sum_{n, p} \theta\{\varepsilon_F - \varepsilon_i\} \rightarrow \iint \frac{bc}{4\pi^2} dk_y dk_z = \frac{bc}{4\pi^2} \pi \left(\frac{2m_e \varepsilon_F}{\hbar^2} - k_{xm}^2 \right) = \frac{bc}{4\pi} (k_F^2 - k_{xm}^2).$$

Формально розширення може бути введено як і в роботі [17]. Тому діелектрична функція стає комплексною функцією, дійсна і уявна частини якої визначаються виразами

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re} \epsilon(k_\omega) &= 1 + \left(\frac{4}{L} \right)^4 \frac{L}{a_0} \times \\
 &\times \sum_{m=1}^{m_F} \sum_{m'=1}^{m_{\max}} \frac{k_{xm}^2 k_{xm'}^2 (k_F^2 - k_{xm}^2) \{1 - (-1)^{m+m'}\} \left\{ (k_{xm'}^2 - k_{xm}^2)^2 - k_\omega^4 - \gamma^4 \right\}}{(1 + 2/L\kappa_m)(1 + 2/L\kappa_{m'}) (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2)^3 \left\{ \left((k_{xm'}^2 - k_{xm}^2)^2 - k_\omega^4 + \gamma^4 \right)^2 + 4\gamma^4 k_\omega^4 \right\}} \quad , \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Im} \epsilon(k_\omega) &= \left(\frac{4}{L} \right)^4 \frac{L}{a_0} \left(\frac{\gamma}{k_\omega} \right)^2 \times \\
 &\times \sum_{m=1}^{m_F} \sum_{m'=1}^{m_{\max}} \frac{k_{xm}^2 k_{xm'}^2 (k_F^2 - k_{xm}^2) \{1 - (-1)^{m+m'}\} \left\{ (k_{xm'}^2 - k_{xm}^2)^2 + k_\omega^4 + \gamma^4 \right\}}{(1 + 2/L\kappa_m)(1 + 2/L\kappa_{m'}) (k_{xm}^2 - k_{xm'}^2)^3 \left\{ \left((k_{xm'}^2 - k_{xm}^2)^2 - k_\omega^4 + \gamma^4 \right)^2 + 4\gamma^4 k_\omega^4 \right\}} \quad , \quad (9)
 \end{aligned}$$

де $\gamma^2 \equiv \frac{2m_e}{\hbar \tau}$, τ – час релаксації.

Помітимо, що γ пов'язана з шириною лінії Γ з роботи [17] наступним співвідношенням $\Gamma \equiv 1/\omega_c \tau = \gamma^2 L^2 / \pi^2$, в якому $\omega_c \equiv \hbar \pi^2 / (2m_e L^2)$. Формули (68) в [17] відповідають граничному випадку плівок великої товщини та можуть бути отримані граничним переходом $L \rightarrow \infty$ у формулах (8) і (9).

Використовуючи зв'язок діелектричної функції та високочастотної провідності, запишемо

$$\sigma(\omega) = \frac{i\omega}{4\pi} \{1 - \epsilon(\omega)\}, \quad (10)$$

або, враховуючи розширення ліній і той факт, що діелектрична функція має дійсну та уявну частини,

$$\text{Re } \sigma = \frac{\omega}{4\pi} \text{Im } \epsilon, \quad (11)$$

$$\text{Im } \sigma = \frac{\omega}{4\pi} (1 - \text{Re } \epsilon). \quad (12)$$

Коефіцієнт поглинання $\eta(\omega)$ визначають співвідношенням

$$\eta(\omega) = \frac{2\omega}{c} \text{Im} \{ \epsilon(\omega) \}^{1/2},$$

де c – швидкість світла. Використовуючи формули (11)–(12), а також (8) і (9) для дійсної і уявної частин діелектричної функції:

$$\eta = \frac{\omega}{c} \sqrt{-2 \left(1 - \frac{4\pi}{\omega} \text{Im } \sigma\right) + 2 \sqrt{\left(1 - \frac{4\pi}{\omega} \text{Im } \sigma\right)^2 + \left(\frac{4\pi}{\omega}\right)^2 (\text{Re } \sigma)^2}}. \quad (13)$$

Оскільки оптичні властивості ультратонких плівок зазвичай визначаються переходами між підзонами, що утворилися унаслідок розмірного квантування, у цій роботі було розглянуто відгук лише на поперечне по відношенню до плівки електричне поле. Внесок поздовжньої компоненти поля, який описується класичною теорією Друде і певною мірою “знімає” квантово-механічні розмірні ефекти, не розглянено. Розрахований нами коефіцієнт поглинання відповідає такій “поперечній провідності”.

На рис. 1 наведено результати розрахунку дійсної частини фотопровідності за формулою (11) для плівок Al завтовшки 2 і 5,8 нм порівняно з аналогічними розрахунками, виконаними за формулою (68) з [17].

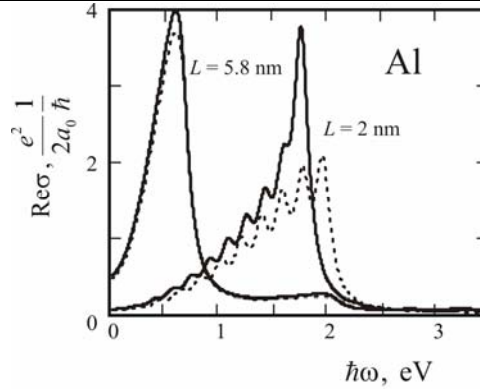


Рис. 1. Частотні залежності дійсної частини фотопровідності плівок Al різної товщини, розраховані за формулою (11) – суцільні криві. Пунктирні криві розрахунок за формулами (68) зі статті [17]

Особливістю оптичної провідності тонких плівок є наявність піків, пов'язаних з оптичними переходами між підзонами. Розмірний ефект виявляється у зміні кількості піків, їх положення і відстані між ними. Зокрема, зі збільшенням товщини плівки відстань між піками зменшується, і піки починають зливатися один з одним.

Ширину піків визначають механізмами дисипації і приблизно дорівнює 2Γ . Перекриття піків стає сильним, коли відстань між ними стає порівняною з їх шириною. На рис. 1 показано досить сильне злиття піків за товщини $L = 2$ nm, проте піки все ще дуже помітні. При товщині плівки $L = 5,8$ nm (це та мінімальна товщина, для якої зроблений розрахунок в [17]) піки взагалі зникають.

Як видно з рис. 1, зі зменшенням товщини плівки розбіжність між результатами розрахунків за формулою (9) і формулою (68) роботи [17] зростає і стає досить значною. Причини такої розбіжності полягають у такому.

1. Враховано залежність рівня Фермі від товщини плівки $k_F(L)$ в манері роботи [23].

2. У цій роботі використано модель потенціальної ями кінцевої глибини. Це призводить до того, що, на відміну від нескінченної межі підсумовування в [17], відповідна межа m_{\max} у виразах (8) і (9) є кінцевою (і для тонких плівок m_{\max} – порівняно невелике число).

3. Для знаходження числа заповнених підзон (це друга межа підсумовування у формулі (68) роботи [17]) автори використали вираз $m_c = \lceil k_F^0 L / \pi \rceil$, який порівняно з нашою процедурою знаходження m_F дає похибку ± 1 . Для тонких плівок завтовшки, близькою до λ_F , це призводить до суттєвих помилок, оскільки у цьому випадку число заповнених підзон невелике і становить 2–4.

Для порівняння різних підходів на рис. 2 показано розрахункові залежності коефіцієнта поглинання (13) від частоти

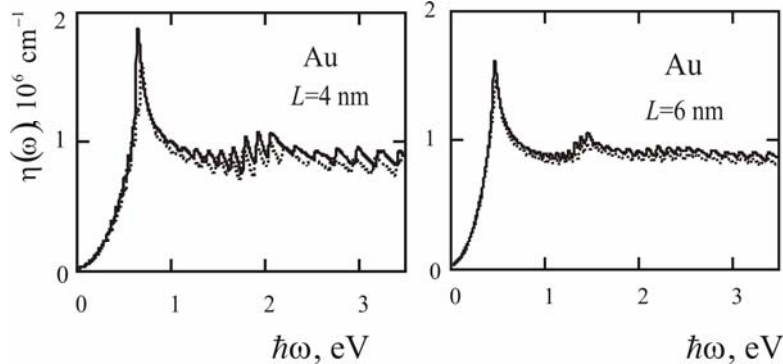


Рис. 2. Частотні залежності коефіцієнта поглинання плівок Au, розраховані за формулою (11) – суцільні криві. Пунктирні криві розрахунків за формулами (68) зі статті [17]

На рис. 3 показано розрахункові частотні залежності коефіцієнта пропускання T тонких плівок Au і Ag різної товщини порівняно з експериментальними даними [4, 5]. Коефіцієнт пропускання було визначено із закону Бугера:

$$T \equiv I/I_0 = \exp(-\eta L), \quad (14)$$

де I_0 і I – інтенсивності хвилі до і після проходження.

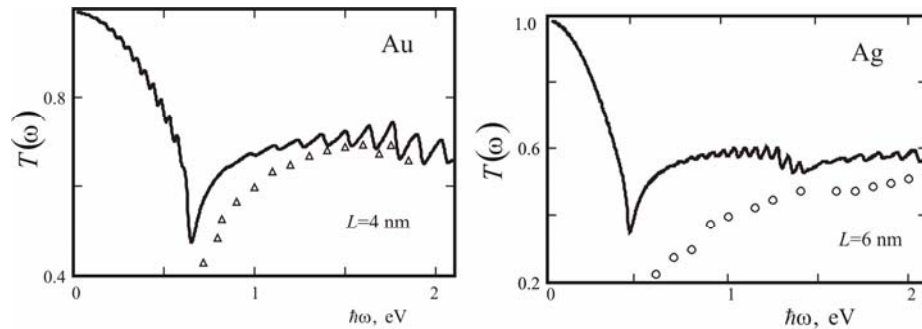


Рис. 3. Розрахункові частотні залежності коефіцієнта пропускання плівок Au і Ag (суцільні лінії); експериментальні дані взято з [5] та [4], відповідно

Очевидно, характер поглинання визначається функціями $\text{Im}\sigma(\omega)$ і $\text{Re}\sigma(\omega)$. Ці функції по-різному поведуть себе зі зміною частоти. В області частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$ виявляють себе лише переходи між підзонами, номери яких не перевищують m_F . На відміну від функції $\text{Re}\sigma(\omega)$, функція $\text{Im}\sigma(\omega)$ має не лише яскраво виражені резонансні максимуми, але і мінімуми, які відображаються обернутими піками. Амплітуда і тих, і інших спочатку збільшується зі зростанням частоти, так що врешті-решт один з обернутих піків перетинає вісь абсцис, і $\text{Im}\sigma(\omega)$ стає від'ємною (на відміну від $\text{Re}\sigma(\omega)$, яка завжди додатна).

Мінімальне значення функції $\text{Im}\sigma(\omega)$ досягається при $\Delta_{\min} = 2m_F - 1$ (тут величина Δ позначає $\Delta \equiv [k_{xm'}^2 - k_{xm}^2]$). Узгодження між розрахунковими кривими і експериментальними даними, поданими на рис. 3, можна визнати задовільним. Звичайно, не можна було чекати відтворення в експериментах піків, які простежено на розрахункових кривих. Річ у тому, що нанометрові плівки, які виготовляються, досить неоднорідні за товщиною, і тому експериментальні дані за такими плівками наводяться після усереднення у деякому інтервалі значень товщини [16]. При цьому усередненні піки згладжуються і втрачаються.

Спроби відтворити експериментальну залежність $T(\omega)$ для гранульованих плівок Pb і Au в області частот $(100, 500) \text{ sm}^{-1}$ (див. рис. 1 в [11]), а також плівок Pb (рис. 2 і 3 в [16]) на частоті 1000 і 5000 sm^{-1} дали негативний результат. Розрахункові значення в 2–3 рази перевищували виміряні величини. Це свідчить про те, що поглинання пов'язано, головню, з повздовжньою провідністю, яка у нашій статті не досліджена. Крім того, можливо, що в цих експериментах хвиля падає нормально або під кутом до поверхні плівки.

-
1. Комник Ю. Ф. Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты. М.: Атомиздат, 1979. 264 с.
 2. Шпак А. П., Погосов В. В., Куницкий Ю. А. Введение в физику ультрадисперсных сред. К.: Академперіодика, 2006. 424 с.
 3. Погосов В. В., Васютин Е. В., Курбацкий В. П., Коротун А. В. Эффекты одноэлектронного заряжения в туннельной структуре на металлическом кластере // Физ. тверд. тела. 2006. Т. 48. № 10. С. 1849–1857.
 4. Gasparini J. P., Fraisse R. // Thin Solid Films. 1975. Vol. 30. N 11.
 5. Dryzek J., Czapl A. Quantum Size Effect in Optical Spectra of Thin Metallic Films // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 7. P. 721–724.
 6. Ortega J. E., Himpfel F. J. Inverse-photoemission study of Ge(100), Si(100), and GaAs(100): Bulk bands and surface states // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. N 4. P. 2130–2137.
 7. Evans D. A., Alonso M., Cimino R., Horn K. Observation of quantum size effects in photoemission from Ag islands on GaAs(110) // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. T 22. P. 3483–3486.
 8. Михайлов Г. М., Маликов И. Г., Черных А. В. Влияние квантового размерного эффекта для скользящих электронов на электронную проводимость металлических плёнок // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. № 11. С. 693–699.
 9. Henning P. F., Homes C. C., Maslov S., Carr G. L. et. al. Infrared Studies of the Onset of Conductivity in Ultrathin Pb Films // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. N 23. P. 4880–4883.
 10. Fahsold G., Bartel A., Krauth O., Magg N., Pucci A. Infrared optical properties of ultrathin Fe films on MgO(001) beyond the percolation threshold // Phys. Rev. B 2000. Vol. 61. N 20. P. 14108–14113.
 11. Tu J. J., Homes C. C., Strongin M. Optical Properties of Ultrathin Films: Evidence for a Dielectric Anomaly at the Insulator-to-Metal Transition // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. N 1. P. 0174021–0174024.

12. *Bonod N., Enoch S., Li L., Popov E., Nevière M.* Resonant optical transmission through thin metallic films with and without holes // *Optics Express*. 2003. Vol. 11. N 5. P. 482–490.
13. *Vilfan I., Phür H.* Charge-carrier transport properties of ultrathin Pb films // *Eur. Phys. J. B*. 2003. Vol. 36. N 2. P. 281–287.
14. *Болтаев А. П., Пенин Н. А., Погосов А. О., Пудонин Ф. А.* Обнаружение фотопроводимости в сверхтонких металлических плёнках в видимой и инфракрасной областях спектра // *Письма в ЖЭТФ*. 2003. Т. 123. № 5. С. 1067–1072.
15. *Ding S., Wang X., Chen D. J., Wang Q. Q.* Optical percolation and nonlinearity of sputtered Ag island films // *Optics Express*. 2006. Vol. 14. N 4. P. 1541–1546.
16. *Pucci A., Kost F., Fahsold G., Jalochowski M.* Infrared spectroscopy of Pb layer growth on Si(111) // *Phys. Rev. B*. 2006. Vol. 74. N 12. 125428 p.
17. *Wood D. M., Ashcroft N. W.* Quantum size effects in the optical properties of small metallic particles // *Phys. Rev. B*. 1982. Vol. 25. N 10. P. 6255–6273.
18. *Trivedi N., Ashcroft N. W.* Quantum size effects in transport properties of metallic films // *Phys. Rev. B*. 1988. Vol. 38. N 17. P. 12298–12308.
19. *Fishman G., Calecki D.* Influence of surface roughness on the conductivity of metallic and semiconducting quasi-two-dimensional structures // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 62. N 14. P. 11581–11585.
20. *Ponomarev I. V., Meyerovich A. E.* Surface roughness and size effects in quantized films // *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 65. N 15. 155413 p.
21. *Cheng Y., Meyerovich A. E.* Mode coupling in quantized high-quality films // *Phys. Rev. B*. 2006. Vol. 73. N 8. 085404 p.
22. *Коровин Л. И., Ланг И. Г., Павлов С. Т.* Влияние аномальной дисперсии на оптические характеристики квантовой ямы // *ФТТ*. 2006. Т. 48. № 12. С. 2208–2216.
23. *Pogosov V. V., Kurbatsky V. P., Vasyutin E. V.* Energetics of metal slabs and clusters: The rectangular-box model // *Phys. Rev. B*. 2005. Vol. 71. N 19. 195410 p.

QUANTUM-SIZE EFFECTS IN OPTICAL ABSORPTION OF THIN METALLIC FILMS**A. Korotun, V. Kurbatsky, V. Pogosov, E. Vasyutin**

*Zaporozhye National Technical University
Department of Microelectronics and Semiconductor Devices
Zhukovsky Str. № 64, UA-69063 Zaporozhye, Ukraine
e-mail: vpogosov@zntu.edu.ua*

In the work, the IR electromagnetic wave propagation through the ultrathin quasihomogeneous metallic films is studied within the diagonal response approximation. Expressions for the dielectric function and the highfrequency conductivity are derived in the framework of the finite depth potential well taking into account the size dependence of the Fermi energy. Coefficients of absorption and transmission of films are calculated, and a comparison with experiments is carried out. Computations are performed for Al, Au and Ag.

Key words: thin films, photoconductivity, absorption, dielectric function, the Fermi energy.

Стаття надійшла до редколегії 18.06.2007

Стаття прийнята до друку 08.07.2008