

Н.І. ПАВЛИЩЕ,¹ А.В. КОРОТУН,^{1,2} В.П. КУРБАЦЬКИЙ,¹ В.І. РЕВА¹

¹ Національний університет “Запорізька політехніка”

(Вул. Жуковського, 64, Запоріжжя 69063)

² Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України

(Бульв. Академіка Вернадського, 36, Київ 03142)

ПЛАЗМОННІ ЯВИЩА В МЕТАЛ-ДІЕЛЕКТРИЧНИХ НАНОДИСКАХ. ПІДХІД ЕКВІВАЛЕНТНОГО СФЕРОЇДА

УДК 539

В рамках підходу еквівалентного сфероїда отримано вирази для діагональних компонент тензора поляризованості та ефективності екстинкції, а також розмірних залежностей частот поздовжнього і поперечного поверхневого плазмонного резонансу для метал-діелектричних нанодисків. Наведено результати розрахунків вказаних характеристик для дисків різного розміру. Проаналізовано вплив матеріалів осердя й оболонки та розмірів диска на положення та величину максимумів ефективності екстинкції. Визначено причину виявлення тільки одного максимуму в спектрах екстинкції метал-діелектричних нанодисків.

Ключові слова: метал-діелектричний нанодиск, тензор поляризованості, ефективність екстинкції, швидкість релаксації, поверхневий плазмонний резонанс.

1. Вступ

Металеві наночастинки проявляють надзвичайно цікаві оптичні властивості внаслідок збудження локалізованого поверхневого плазмонного резонансу (ППР), що визначається як колективний рух електронів провідності, індукований електромагнітним полем [1]. Локалізований ППР металевих наночастинок може викликати незвичайне оптичне поглинання і розсіювання, а також підсилення електричних полів поблизу поверхні наночастинок. Крім того, було виявлено, що локалізований ППР металевих наночастинок чутливий до їх геометрії та оточуючого середовища [2–7]. На цей

час різноманітні металеві наноструктури, такі як стрижні або дроти [8, 9], оболонки [10, 11], чашки [12], трубки [13], кільця [14], біконуси [15] і тришарові нанодиски [16] були запропоновані для різних застосувань.

Було досягнуто значних успіхів у синтезі сполук, що включають кремнеземні композити з плазмонними частинками [17–21], орієнтованих на конкретні застосування, серед яких батареї або фотовольтаїчні елементи [22–25], плазмонні хвильоводи [26], біологічні сенсори [27, 28] тощо. В зв'язку з цим значні зусилля були спрямовані на виявлення оптичних властивостей систем, що складаються з кристалічних структур або композиційних матеріалів, таких як системи “металеве ядро-діелектрична оболонка” [29–32].

Відомо, що просторові структури плазмонних мод у дископодібних наночастинках набагато складніші. Так, спектральні ширини окремих мод у нанодисках, внаслідок збільшення ефекту об'ємного демпфування [33] стають ширшими порівня-

Цитування: Павлище Н.І., Коротун А.В., Курбацький В.П., Рева В.І. Плазмонні явища в метал-діелектричних нанодисках. Підхід еквівалентного сфероїда. *Укр. фіз. журн.* **70**, № 4, 263 (2025).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

ISSN 0372-400X. *Укр. фіз. журн.* 2025. Т. 70, № 4

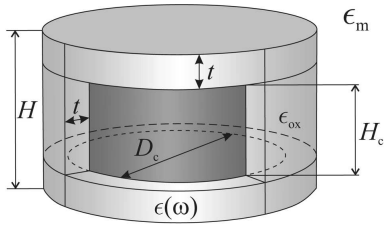


Рис. 1. Геометрія задачі

но з випадком нанострижнів. В результаті цього може спостерігатися перекриття плазмонних резонансів [34, 35].

Проте, поверхневі плазмони в метал-діелектричних дисках є недостатньо дослідженими експериментально, а теоретичні дослідження не проводилися. Тому питання про дослідження оптичного відгуку металевих дисків, вкритих шаром діелектрика, є актуальним.

2. Основні співвідношення

Розглянемо нанорозмірний диск діаметром D і висотою H , що має металеву серцевину і вкритий діелектричним шаром завтовшки t . Вважатимемо, що нанодиск перебуває у середовищі з проникністю ϵ_m , а проникність діелектричної оболонки диска ϵ_s (рис. 1).

Оскільки розміри диска значно менші за довжину падаючої світлової хвилі, то оптичні (плазмонні) властивості досліджуються в квазістатичному наближенні. Проте, аналітичні розв'язки крайових завдань рівняння Лапласа існують лише обмеженого числа випадків (сферичної або сфероїдальної геометрії). В інших випадках користуються чисельними методами або представляють наночастинку близьким за формою сфероїдом. Зокрема, у роботах [36, 37] такий підхід застосований для дослідження оптичних (плазмонних) властивостей металевих нанодисків. Приймалось, що досліджуваній частинці відповідає сфероїд з аспекним відношенням, рівним відношенню поздовжнього і поперечного розмірів цієї частинки. Однак, у роботі [38] показано, що більш наближеним до реальної ситуації є метод еквівалентного сфероїда, в якому наночастинка замінюється сфероїдом з ефективним аспекним відношенням, що знаходиться з умови рівності відношень моментів інерції відносно відповідних осей частинки і сфероїда. Зокрема, проведені з використанням такого методу роз-

рахунки частот поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу циліндра показали кращу згоду з експериментом [38, 39], ніж відповідні розрахунки у рамках підходу близького за формою сфероїда. Тому при дослідженні плазмонних властивостей метал-діелектричних нанодисків використовуватимемо підхід еквівалентного сплюсненого сфероїда.

Згідно з вищезазначеним, оптичні властивості двохшарового нанодиска описуватимемо співвідношенням для поляризованості еквівалентного метал-діелектричного сфероїда:

$$\alpha_{\text{@}}^{\perp(\parallel)} = V \frac{\epsilon_{\text{@}}^{\perp(\parallel)}(\omega) - \epsilon_m}{\epsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}(\epsilon_{\text{@}}^{\perp(\parallel)}(\omega) - \epsilon_m)}, \quad (1)$$

в якому діагональні компоненти діелектричного тензора двохшарового нанодиска визначаються за формулою

$$\epsilon_{\text{@}}^{\perp(\parallel)}(\omega) = \epsilon_s \left[1 + \beta_c \frac{\epsilon^{\perp(\parallel)}(\omega) - \epsilon_s}{\epsilon_s + (\epsilon^{\perp(\parallel)}(\omega) - \epsilon_s)(\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)} - \beta_c \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)})} \right], \quad (2)$$

У формулі (2)

$$\beta_c = \frac{(D - 2t)^2 (H - 2t)}{D^2 H} \quad (3)$$

є об'ємний вміст металевої фракції, а діагональні компоненти діелектричного тензора металевого осердя дорівнюють

$$\epsilon^{\perp(\parallel)}(\omega) = \epsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)})}, \quad (4)$$

де ϵ^∞ – внесок іонного остову в діелектричну функцію металу; $\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m^*}$ – частота об'ємних плазмонів, e та n_e – заряд та концентрація електронів, відповідно ($n_e = 3/4\pi r_s^3$, r_s – середня відстань між електронами), ϵ_0 – електрична стала вакууму, а m^* – ефективна маса електронів.

Ефективна швидкість релаксації має три складові:

$$\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s^{\perp(\parallel)} + \gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)}, \quad (5)$$

де $\gamma_{\text{bulk}} = \tau_{\text{bulk}}^{-1}$ – швидкість об'ємної релаксації, яка для конкретного металу є сталою величиною;

$$\gamma_s^{\perp(\parallel)} = \mathcal{A}_{\perp(\parallel)} \frac{v_F}{l_{\perp(\parallel)}} \quad (6)$$

– швидкість поверхневої релаксації;

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)} = \mathcal{B}_{\perp(\parallel)} \frac{v_F}{l_{\perp(\parallel)}} \quad (7)$$

– швидкість радіаційного загасання.

У формулах (6) та (7) v_F – фермійська швидкість електронів; $l_{\parallel} = H - 2t$ і $l_{\perp} = D - 2t$ – поздовжній та поперечний розмір металевго осердя. Розмірно-залежні множники мають вигляд

$$\mathcal{A}_{\perp(\parallel)} = \frac{9}{16} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)}}{\epsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)} (1 - \epsilon_m)} \times \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\perp(\parallel)} \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)} \right), \quad (8)$$

$$\mathcal{B}_{\perp(\parallel)} = \frac{9V}{128\pi} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)}}{\sqrt{\epsilon_m \left[\epsilon^{\infty} + \left(\frac{1}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)}} - 1 \right) \epsilon_m \right]}} \times \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \mathcal{F}_{\perp(\parallel)} \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)} \right), \quad (9)$$

де деполяризаційні фактори для сплюснених сфероїдів визначаються за формулами

$$\mathcal{L}_{\parallel}^{(1,2)} = \frac{\left[\varrho_{\text{eff}}^{(1,2)} \right]^2}{\left(\left[\varrho_{\text{eff}}^{(1,2)} \right]^2 - 1 \right)^{\frac{3}{2}}} \times \left(\sqrt{\left[\varrho_{\text{eff}}^{(1,2)} \right]^2 - 1} + \arctan \frac{1}{\sqrt{\left[\varrho_{\text{eff}}^{(1,2)} \right]^2 - 1}} - \frac{\pi}{2} \right), \quad (10)$$

$$\mathcal{L}_{\perp}^{(1,2)} = \frac{1}{2} \left(1 - \mathcal{L}_{\parallel}^{(1,2)} \right), \quad (11)$$

а функції $\mathcal{F}_{\perp(\parallel)} \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)} \right)$ мають вигляд [40]

$$\mathcal{F}_{\perp} \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)} \right) = \frac{1}{2} \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 1 \right)^{-\frac{3}{2}} \times \left\{ \varrho_{\text{eff}}^{(1)} \left(2\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 3 \right) \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 1} + \left(4\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 3 \right) \ln \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)} + \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 1} \right) \right\}, \quad (12)$$

$$\mathcal{F}_{\parallel} \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)} \right) = \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 1 \right)^{-\frac{3}{2}} \times \left\{ \varrho_{\text{eff}}^{(1)} \left(2\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 1 \right) \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 1} - \ln \left(\varrho_{\text{eff}}^{(1)} + \sqrt{\varrho_{\text{eff}}^{(1)2} - 1} \right) \right\}. \quad (13)$$

Ефективні аспектні відношення дорівнюють [40]

$$\varrho_{\text{eff}}^{(1,2)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varrho^{(1,2)}, \quad (14)$$

де аспектні відношення для всього диска та металевго осердя

$$\varrho^{(2)} = \frac{D}{H}; \quad \varrho^{(1)} = \frac{D - 2t}{H - 2t}. \quad (15)$$

Частоти поперечного (поздовжнього) поверхневих плазмонних резонансів знаходимо з умови рівності нулю дійсної частини знаменника виразу (1). У бездисипативному наближенні ($\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} \rightarrow 0$) маємо

$$\omega_{sp}^{\perp(\parallel)} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon^{\infty} - \frac{\epsilon_m - \frac{\epsilon_s}{\beta_c} \left(1 + \frac{\epsilon_m}{\epsilon_s} \frac{1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}} \right) \left(1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)} + \beta_c \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)} \right)}}{1 + \frac{1}{\beta_c} \left(1 + \frac{\epsilon_m}{\epsilon_s} \frac{1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}} \right) \left(\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)} - \beta_c \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)} \right)}}}. \quad (16)$$

Зазначимо, що згідно з формулою (16) частоти поздовжнього та поперечного ППР залежать від трьох розмірних параметрів: ефективних аспектних відношень $\varrho_{\text{eff}}^{(1)}$, $\varrho_{\text{eff}}^{(2)}$ та об'ємного вмісту металу в метал-діелектричному диску β_c . Цей факт суттєво ускладнює аналіз розмірних залежностей частот ППР $\omega_{sp}^{\perp(\parallel)}$. Проте, величини β_c і $\varrho_{\text{eff}}^{(2)}$ можна виразити через $\varrho_{\text{eff}}^{(1)}$ та $q = 2t/(H - 2t)$, скоротивши таким чином кількість розмірних параметрів, від яких залежать частоти ППР, до двох. З формул (14) і (3) отримуємо

$$\varrho_{\text{eff}}^{(2)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\frac{2}{\sqrt{3}} \varrho_{\text{eff}}^{(1)} + q}{1 + q}, \quad (17)$$

$$\beta_c = \frac{\frac{4}{3} \varrho_{\text{eff}}^{(1)2} + q}{(1 + q) \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \varrho_{\text{eff}}^{(1)} + q \right)^2}. \quad (18)$$

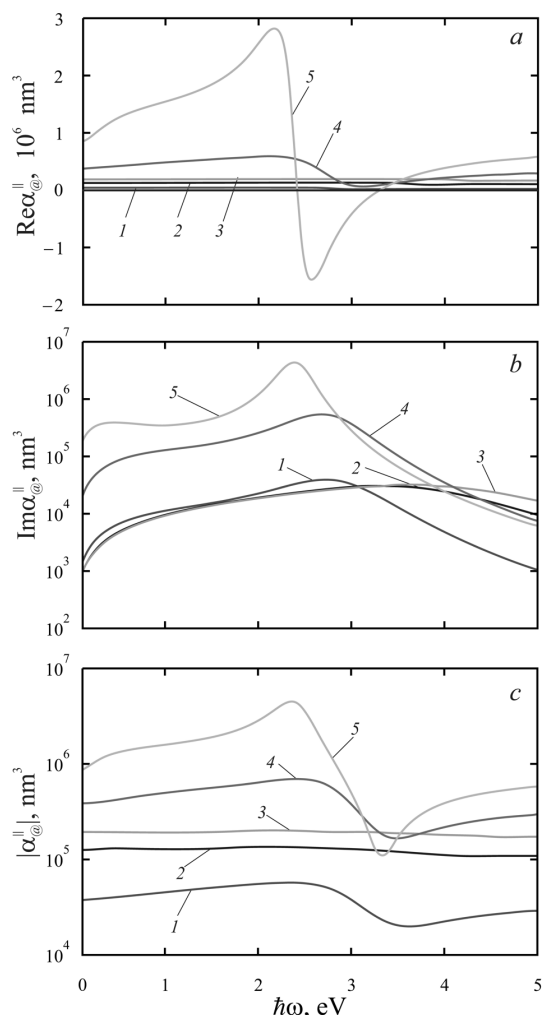


Рис. 2. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин, а також модуля (с) поздовжньої компоненти тензора поляризованості нанодисків Au@SiO₂ різного розміру з фіксованою товщиною діелектричної оболонки ($t = 3$ нм): 1 – $D = 40$ нм, $H = 10$ нм; 2 – $D = 80$ нм, $H = 10$ нм; 3 – $D = 100$ нм, $H = 10$ нм; 4 – $D = 80$ нм, $H = 20$ нм; 5 – $D = 80$ нм, $H = 30$ нм

Перерізи поглинання, розсіювання та екстинкції визначаються виразами

$$\begin{aligned} C_{\text{abs}}^{\text{abs}} &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_m} \left(\frac{2}{3} \text{Im} \alpha_{\text{||}}^{\perp} + \frac{1}{3} \text{Im} \alpha_{\text{||}}^{\parallel} \right), \\ C_{\text{sca}}^{\text{sca}} &= \frac{\omega^4}{6\pi c^4} \epsilon_m^2 \left(\frac{2}{3} |\alpha_{\text{||}}^{\perp}|^2 + \frac{1}{3} |\alpha_{\text{||}}^{\parallel}|^2 \right), \\ C_{\text{ext}}^{\text{ext}} &= C_{\text{abs}}^{\text{abs}} + C_{\text{sca}}^{\text{sca}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Співвідношення для оптичних ефективностей поглинання, розсіювання та екстинкції мають вигляд

$$Q_{\text{||}}^{\text{abs}} = \frac{C_{\text{||}}^{\text{abs}}}{S}, \quad Q_{\text{||}}^{\text{sca}} = \frac{C_{\text{||}}^{\text{sca}}}{S}, \quad Q_{\text{||}}^{\text{ext}} = \frac{C_{\text{||}}^{\text{ext}}}{S}, \quad (20)$$

де S – еквівалентна площа перерізу дискової наночастинки

$$S = \pi R_{\text{eq}}^2. \quad (21)$$

Еквівалентний радіус знаходиться з умови рівності об'ємів кулі й диска і дорівнює [36]

$$R_{\text{eq}} = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{3}{2} D^2 H}. \quad (22)$$

Надалі для одержання чисельних результатів використовуються співвідношення (1), (16) і (20) з урахуванням виразів (2), (4)–(14), (17)–(19) і (21), (22).

3. Результати розрахунків та їх обговорення

Розрахунки частотних залежностей діагональних компонент тензора поляризованості та ефективності екстинкції і розмірних залежностей частот поверхневого плазмонного резонансу проводилися для метал-діелектричних дисків різного розміру. Параметри матеріалів, необхідні для розрахунків, наведено в табл. 1 і 2, відповідно.

На рис. 2 наведено частотні залежності дійсної й уявної частин, а також модуля поздовжньої компоненти тензора поляризованості для дисків Au@SiO₂

Таблиця 1. Параметри металів
(див., наприклад, [36, 39] і посилання там)

Параметри	Метали			
	Cu	Au	Ag	Pt
r_s/a_0	2,11	3,01	3,02	3,27
m^*/m_e	1,49	0,99	0,96	0,54
ϵ^∞	12,03	9,84	3,7	4,42
$\gamma_{\text{bulk}}, 10^{14} \text{ s}^{-1}$	0,37	0,35	0,25	1,05

Таблиця 2. Діелектричні проникності оболонок [41]

Параметр	Оболонки			
	SiO ₂	ZnO	Ta ₂ O ₅	Nb ₂ O ₅
ϵ_s	2,10	4,00	4,67	6,15

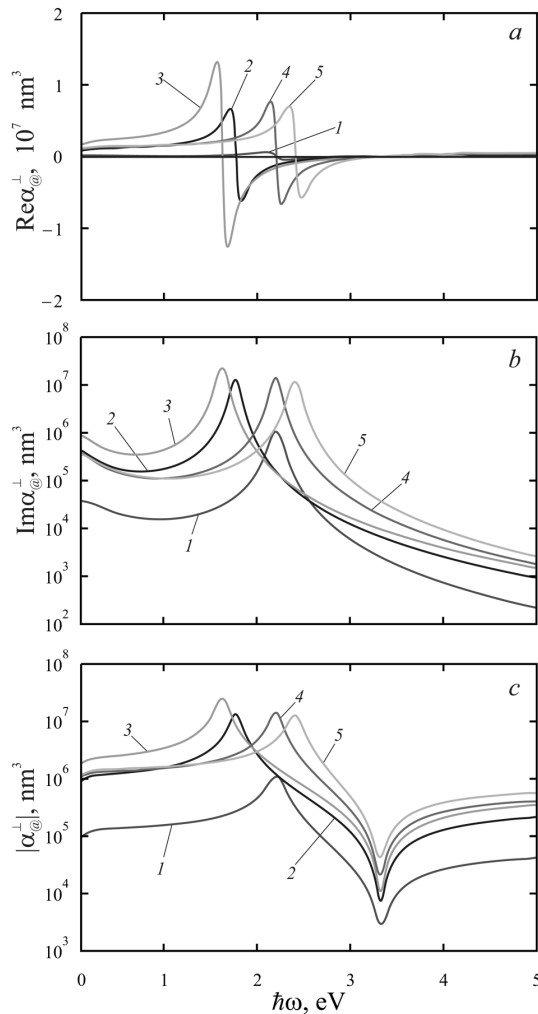


Рис. 3. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин, а також модуля (с) поперечної компоненти тензора поляризованості нанодисків Au@SiO₂ різного розміру з фіксованою товщиною діелектричної оболонки ($t = 3$ нм): 1 – $D = 40$ нм, $H = 10$ нм; 2 – $D = 80$ нм, $H = 10$ нм; 3 – $D = 100$ нм, $H = 10$ нм; 4 – $D = 80$ нм, $H = 20$ нм; 5 – $D = 80$ нм, $H = 30$ нм

з різним діаметром і висотою за постійної товщини діелектричної оболонки. Результати розрахунків свідчать про знакозмінність функцій $\text{Re } \alpha_{\odot}^{\parallel}(\omega)$, в той час як $\text{Im } \alpha_{\odot}^{\parallel}(\omega) > 0$ у всьому досліджуваному інтервалі частот. Відзначимо, що $\max \{ \text{Im } \alpha_{\odot}^{\parallel} \}$ зі збільшенням діаметра диска (при $H = \text{const}$) зміщується в область більших частот (криві у послідовності 1 → 2 → 3) з одночасним зменшенням самих максимальних значень, а зі збільшенням ви-

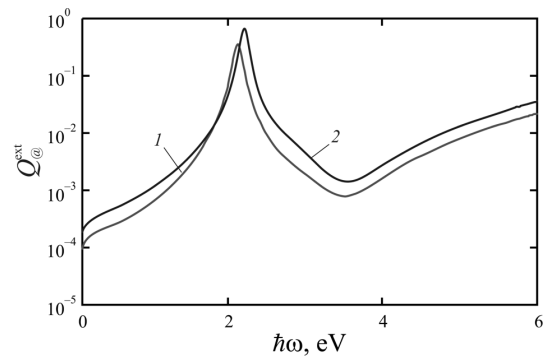


Рис. 4. Частотні залежності ефективності екстинкції наносферіодів (1) і нанодисків (2) Au@SiO₂ при $D = 80$ нм, $H = 20$ нм, $t = 5$ нм

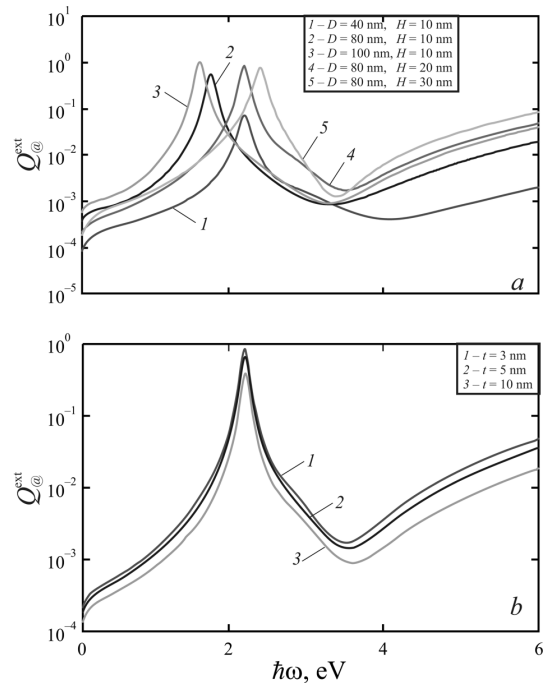


Рис. 5. Частотні залежності ефективності екстинкції нанодисків Au@SiO₂: за фіксованої товщини діелектричної оболонки ($t = 3$ нм) і зміні розмірів (а); фіксованого розміру ($D = 80$ нм, $H = 20$ нм) при зміні товщини оболонки (б)

соти (при $D = \text{const}$), навпаки, має місце «червоний» зсув максимумів із одночасним збільшенням їх значень (криві у послідовності 2 → 4 → 5).

Аналогічні залежності для поперечної компоненти тензора поляризованості дисків Au@SiO₂ зображено на рис. 3. Потрібно відзначити принципово інший характер еволюції $\max \{ \text{Im } \alpha_{\odot}^{\perp} \}$ у порів-

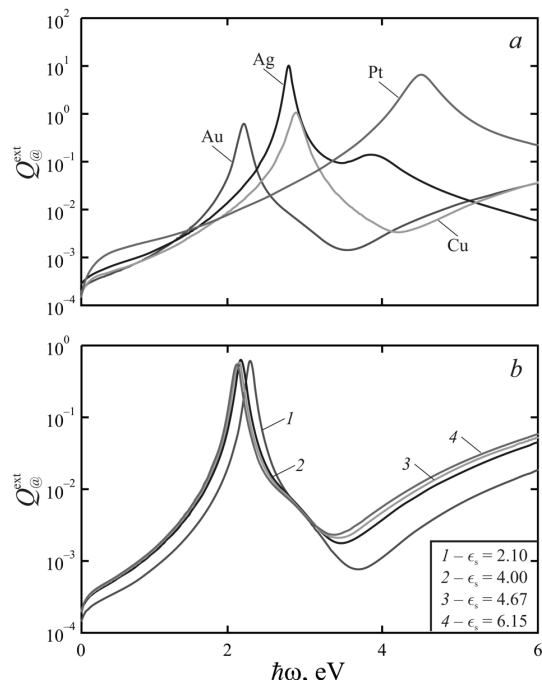


Рис. 6. Частотні залежності ефективності екстинкції нанодисків Me@SiO_2 (a) і Au@D (b). Розміри нанодисків: $D = 80$ нм, $H = 20$ нм, $t = 5$ нм

Таблиця 3. Розраховані частоти ППР при $\rho^{(1)} = 2$

Частоти ППР	$\epsilon_s = 2,10$		$\epsilon_s = 6,15$	
	Au@SiO_2	Cu@SiO_2	$\text{Au@Nb}_2\text{O}_5$	$\text{Cu@Nb}_2\text{O}_5$
$\omega_{sp}^\perp$, eV	2,685	3,415	2,540	3,259
$\omega_{sp}^\parallel$, eV	2,528	3,246	2,448	3,158

нянні з $\max \{\text{Im} \alpha_\oplus^\parallel\}$ зі зміною діаметра і висоти нанодиска. Так, зі збільшенням діаметра диска при $H = \text{const}$ має місце “червоний” зсув $\max \{\text{Im} \alpha_\oplus^\parallel\}$ (криві у послідовності $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$), а не “синій”, як у випадку $\max \{\text{Im} \alpha_\oplus^\parallel\}$. В той самий час зі збільшенням висоти при $D = \text{const}$ максимуми уявної частини зміщуються в область більших частот, а їх амплітуда не змінюється (криві у послідовності $2 \rightarrow 4 \rightarrow 5$).

Частотні залежності ефективності екстинкції для диска і сплюсненого сфероїда (коли півосі сфероїда дорівнюють радіусу та половині висоти диска) порівнюються на рис. 4. Близькість кривих $Q_\oplus^{\text{ext}}(\omega)$ для диска і сплюсненого сфероїда свід-

чить на користь використання при дослідженні оптичних властивостей нанодисків підходу еквівалентного сплюсненого сфероїда.

Еволюцію спектрів екстинкції зі зміною діаметра та висоти нанодисків можна простежити за рис. 5, a. Бачимо, що зсуви максимумів $Q_\oplus^{\text{ext}}$ і зміна їх величини такі самі, як і для $\max \{\text{Im} \alpha_\oplus^\parallel\}$. Потрібно зазначити, що з виразу для $Q_\oplus^{\text{ext}}(\omega)$ випливає наявність двох максимумів ефективності екстинкції, в той час як на рис. 4 і 5 спостерігаємо лише один. Цей факт має одне з двох наведених нижче пояснень. По-перше, як було відмічено ще в роботах [37, 42], поздовжній і поперечний ППР в несферичних наноструктурах збуджуються на близьких частотах, а тому не проявляються в експериментальних і теоретичних спектрах. Дійсно, для дисків Au@SiO_2 і Cu@SiO_2 та $\text{Au@Nb}_2\text{O}_5$ і $\text{Cu@Nb}_2\text{O}_5$ при $\rho^{(1)} = 2$, як і для монометалевих дисків [37]

$$\Delta\omega_{sp} = |\omega_{sp}^\perp - \omega_{sp}^\parallel| \simeq \gamma_{\text{eff}}^\perp, \gamma_{\text{eff}}^\parallel, \quad (23)$$

а тому два максимуми зливаються в один (табл. 3).

По-друге, для дисків із інших матеріалів і за інших значень $\rho^{(1)}$ маємо $\max \{\text{Im} \alpha_\oplus^\parallel\} \ll \ll \max \{\text{Im} \alpha_\oplus^\perp\}$, тому другий максимум у спектрах екстинкції не проявляється.

В свою чергу, збільшення товщини діелектричної оболонки має наслідком лише незначне зменшення ефективності екстинкції у всьому досліджуваному діапазоні частот (рис. 5, b).

Частотні залежності ефективності екстинкції для випадків дисків із різними металами осердя і різними діелектриками оболонки зображено на рис. 6. Як бачимо, $\max \{Q_\oplus^{\text{ext}}\}$ зазнають “синього” зсуву в ряду металів $\text{Au} \rightarrow \text{Ag} \rightarrow \text{Cu} \rightarrow \text{Pt}$, що пов’язане зі збільшенням плазмової частоти (а, відповідно і частот ППР) в даному ряду металів. В свою чергу, покриття диску діелектричною оболонкою з більшою діелектричною проникністю (ряд $\text{SiO}_2 \rightarrow \text{ZnO} \rightarrow \text{Ta}_2\text{O}_5 \rightarrow \text{Nb}_2\text{O}_5$) має наслідком невеликий “червоний” зсув максимумів ефективності екстинкції.

4. Висновки

В рамках підходу еквівалентного сфероїда отримано співвідношення для діагональних компонент тензора поляризованості й ефективності екстинкції, а також частот поздовжнього (поперечного)

поверхневого плазмонного резонансу для метал-діелектричних дисків.

Показано, що зі збільшенням діаметра диска (або зменшенням його висоти) збільшуються амплітуди максимумів уявних частин поперечної та поздовжньої компонент тензора поляризованості, проте у першому випадку, на відміну від другого, має місце “червоний” зсув максимумів.

Продемонстрована близькість чисельних значень ефективності екстинкції на однаковій частоті для нанодисків і сплюснених сфероїдів із відповідними довжинами півосей, що вказує на доцільність використання підходу еквівалентного сфероїда для дослідження оптичних властивостей метал-діелектричних дисків.

Встановлено, що відсутність другого максимуму в спектрах екстинкції можна пояснити двома причинами: злиттям максимумів внаслідок близькості частот поздовжнього і поперечного ППР та пригніченням другого максимуму внаслідок малості уявної частини поздовжньої компоненти поляризованості у порівнянні з уявною частиною поперечної компоненти на частоті цього резонансу.

Доведено, що зміна металу осердя помітно впливає як на положення, так і на амплітуду максимуму ефективності екстинкції, що пояснюється відмінністю оптичних характеристик різних металів.

1. U. Kreibig, M. Vollmer *Optical Properties of Metal Clusters* (Springer, 1995) [ISBN: 978-3540578369].
2. K.L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, G.C. Schatz. The optical properties of metal nanoparticles: The influence of size, shape, and dielectric environment. *J. Phys. Chem. B* **107**, 668 (2003).
3. N.K. Grady, N.J. Halas, P. Nordlander. Influence of dielectric function properties on the optical response of plasmon resonant metallic nanoparticles. *Chem. Phys. Lett.* **399**, 167 (2004).
4. N.I. Grigorchuk. Plasmon resonant light scattering on spheroidal metallic nanoparticle embedded in a dielectric matrix. *Europhys. Lett.* **97**, 45001 (2012).
5. П.М. Томчук. Залежність перерізу розсіяння світла металевими наночастинками від їх форми. *УФЖ* **57**, 553 (2012).
6. М.Л. Дмитрук, С.З. Малинич. Поверхневі плазмонні резонанси та їх прояв у оптичних властивостях наноструктур благородних металів. *УФЖ. Огляди* **9**, 3 (2014).
7. А.О. Коваль, А.В. Коротун, Ю.А. Куницький, В.А. Татаренко, І.М. Тітов. *Електродинаміка плазмонних ефектів у наноматеріалах* (Наукова думка, 2021).
8. S.R. Nicewarner-Pena, R. Griffith-Freeman, B.D. Reiss, L. He, D.J. Pena, I.D. Walton, R. Cromer, C.D. Keating, M.J. Natan. Submicrometer metallic barcodes. *Science* **294**, 137 (2001).
9. J.J. Mock, S.J. Oldenburg, D.R. Smith, D.A. Schultz, S. Schultz. Composite plasmon resonant nanowires. *Nano Lett.* **2**, 465 (2002).
10. D.J. Wu, X.J. Liu, L.L. Liu, W.P. Qian. Third-order nonlinear optical properties of gold nanoshells in aqueous solution. *Appl. Phys. A* **92**, 279 (2008).
11. G.V.P. Kumar, S. Shruthi, B. Vibha, B.A.A. Reddy, T.K. Kundu, C. Narayana. Hot spots in Ag core – Au shell nanoparticles potent for surface-enhanced raman scattering studies of biomolecules. *J. Phys. Chem. C* **111**, 4388 (2007).
12. C. Charnay, A. Lee, S.Q. Man, C.E. Moran, C. Radloff, R.K. Bradley, N.J. Halas. Reduced symmetry metallo-dielectric nanoparticles: Chemical synthesis and plasmonic properties. *J. Phys. Chem. B* **107**, 7327 (2003).
13. A.V. Korotun, Ya.V. Karandas. Surface plasmons in a nanotube with a finite-thickness wall. *Phys. Metals. Metallogr.* **123**, 7 (2022).
14. J. Aizpurua, P. Hanarp, D.S. Sutherland, M. Kall, G.W. Bryant, F.J. Garcia de Abajo. Optical properties of gold nanorings. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 057401 (2003).
15. А.В. Коротун. Плазмонні явища у біконічних і біпірамідальних металевих наночастинках. *УФЖ* **68**, 697 (2023).
16. K.H. Su, Q.H. Wei, X. Zhang. Tunable and augmented plasmon resonances of Au/SiO₂/Au nanodisks. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 063118 (2006).
17. O. Niitsoo, A. Couzis. Facile synthesis of silver core – silica shell composite nanoparticles. *J. Colloid Interf. Sci.* **354**, 887 (2011).
18. S. Tang, Y. Tang, S. Zhu, H. Lu, X. Meng. Synthesis and characterization of silica-silver core-shell composite particles with uniform thin silver layers. *J. Solid State Chem.* **180**, 2871 (2007).
19. S. Amoruso, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta, M. Vitello, X.Q. Wang, G. Ausanio, V. Iannotti, L. Lanotte. Generation of silicon nanoparticles via femtosecond laser ablation in vacuum. *App. Phys. Lett.* **84**, 4502 (2004).
20. S.L. Zhu, L. Tang, Z.D. Cui, Q. Wei, X.J. Yang. Replication of copper-coated ?-SiC nanoparticles by electroless plating. *Surf. Coat. Tech.* **205**, 2985 (2011).
21. A. Fojtik, M. Giersig, A. Henglein. Formation of nanometer-size silicon particles in a laser induced plasma in SiH₄. *Phys. Chem.* **97**, 1493 (1993).
22. H. Chen, Y. Xiao, L. Wang, Y. Yang. Silicon nanowires coated with copper layer as anode materials for lithium-ion batteries. *J. Pow. Sources* **196**, 6657 (2011).
23. L. Hu, G. Chen. Analysis of optical absorption in silicon nanowire arrays for photovoltaic applications. *Nano Lett.* **7**, 3249 (2007).
24. S. Mohapatra, Y.K. Mishra, D.K. Avasthi, D. Kabi-raj, J. Ghatak, S. Varma. Synthesis of gold-silicon core-shell nanoparticles with tunable localized surface plasmon resonance. *App. Phys. Lett.* **92**, 103105 (2008).

25. N. Dai. *Introduction to Nano Solar Cells* (Jenny Stanford Publishing, 2024) [ISBN: 978-9814877497].
26. A.V. Krasavin, A.V. Zayats. Silicon-based plasmonic waveguides. *Opt. Exp.* **18**, 11791 (2010).
27. N. O'Farrell 1, A. Houlton, B.R. Horrocks. Silicon nanoparticles: Applications in cell biology and medicine. *Int. J. Nanomed.* **1**, 451 (2006).
28. Y. Ale, N. Nainwal. Progress and challenges in the diagnosis and treatment of Brain cancer using nanotechnology. *Molec. Pharmac.* **20**, 4893 (2023).
29. R. Bardhan, N.K. Grady, T. Ali, N.J. Halas. Metallic nanoshells with semiconductor cores: Optical characteristics modified by core medium properties. *ACS Nano* **4**, 6169 (2010).
30. J.C. Idrobo, A. Halabica, R.H. Magruder, III, R.F. Haglund, Jr., S.J. Pennycook, S.T. Pantelides. Universal optical response of Si-Si bonds and its evolution from nanoparticles to bulk crystals. *Phys. Rev. B* **79**, 125322 (2009).
31. A.E. Miroshnichenko. Off-resonance field enhancement by spherical nanoshells. *Phys. Rev. A* **81**, 053818 (2010).
32. A.B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, B.S. Luk'yanchuk, B.N. Chichkov. Optical response features of Si-nanoparticle arrays. *Phys. Rev. B* **82**, 045404 (2010).
33. C. Sönnichsen, T. Franzl, T. Wilk, G. von Plessen, J. Feldmann, O. Wilson, P. Mulvaney. Drastic reduction of plasmon damping in gold nanorods. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 077402 (2002).
34. P. Hanarp, M. Käll, D.S. Sutherland. Optical properties of short range ordered arrays of nanometer gold disks prepared by colloidal lithography. *J. Phys. Chem. B* **107**, 5768 (2003).
35. C. Langhammer, B. Kasemo, I. Zorić. Absorption and scattering of light by Pt, Pd, Ag, and Au nanodisks: Absolute cross sections and branching ratios. *J. Chem. Phys.* **126**, 194702 (2007).
36. A.V. Korotun, N.I. Pavlyshche. Cross sections for absorption and scattering of electromagnetic radiation by ensembles of metal nanoparticles of different shapes. *Phys. Met. Metallogr.* **122**, 941 (2021).
37. A.V. Korotun, N.I. Pavlyshche. Anisotropy of the Optical properties of metal nanodisks. *Opt. Spectrosc.* **130**, 269 (2022).
38. D. Constantin. Why the aspect ratio? Shape equivalence for the extinction spectra of gold nanoparticles. *Eur. Phys. J. E* **38**, 116 (2015).
39. А.В. Коротун, Я.В. Карандась, В.І. Рева. Аналітична теорія плазмонних ефектів у стрижнеподібних металевих наночастинках. Модель ефективного сфероїду. *УФЖ* **67**, 848 (2022).
40. A.V. Korotun, N.I. Pavlyshche. Optical absorption of a composite with randomly distributed metallic inclusions of various shapes. *Funct. Mater.* **29**, 567 (2022).
41. S. Sun, I.L. Rasskazov, P.S. Carney, P.S. Zhang, A. Moroz. The critical role of shell in enhanced fluorescence of metal-dielectric core-shell nanoparticles *J. Phys. Chem. C* **124**, 13365 (2020).
42. L.B. Lerman. Onset of additional plasmon resonances in small sheathed particles. *Поверхня* **14**, 91 (2008).

Одержано 11.02.24

N.I. Pavlyshche, A.V. Korotun,
V.P. Kurbatsky, V.I. Reva

PLASMON PHENOMENA IN METAL-DIELECTRIC NANODISCS. AN EQUIVALENT-SPHEROID APPROACH

In the framework of the equivalent-spheroid approach, expressions for the diagonal components of the polarizability tensor and the extinction efficiency, as well as the size dependences of the longitudinal and transverse surface plasmon resonance frequencies for metal-dielectric nanodisks, have been obtained. The results of calculations of the indicated characteristics are presented for disks of various sizes. The influence of the core and shell materials and the disk sizes on the position and magnitude of the extinction efficiency maximum has been analyzed. The reason why only one maximum in the extinction spectra of metal-dielectric nanodisks is detected has been determined.

Keywords: metal-dielectric nanodisk, polarizability tensor, extinction efficiency, relaxation rate, surface plasmon resonance.