

А.В. КОРОТУН,¹ Я.В. КАРАНДАСЬ,¹ В.І. РЕВА,¹ І.М. ТІТОВ²

¹ Національний університет “Запорізька політехніка”

(Вул. Жуковського, 64, Запоріжжя 69063; e-mail: andko@zntu.edu.ua)

² UAD Systems

(Вул. Александрівська, 84, Запоріжжя 69002)

ПОЛЯРИЗОВНІСТЬ ДВОШАРОВОГО МЕТАЛ-ОКСИДНОГО НАНОДРОТУ

УДК 539

В роботі одержано співвідношення для частотних залежностей дійсної й уявної частин та модуля компонентів тензора поляризованості, а також перерізів поглинання і розсіювання метал-оксидних нанодротів. Досліджено граничні випадки “товстого” і “тонкого” зовнішнього шару оксиду. Чисельні розрахунки проведено для дротів Al, Si і Ag, вкритих шаром власного оксиду. Розглянуто випадки, коли діелектрична проникність оксиду є постійною величиною або є функцією частоти. В останньому випадку для визначення цієї залежності було використано апроксимацію експериментальних кривих частотних залежностей показників заломлення та екстинкції. Проаналізовано вплив зміни товщини оксидного шару на поведінку частотних залежностей поляризованості і перерізів поглинання і розсіювання. Встановлено, що наявність оксиду приводить до зменшення частоти поверхневих плазмонів у двошарових нанодротах внаслідок впливу класичних розмірних ефектів.

Ключові слова: метал-оксидний нанодріт, тензор поляризованості, переріз поглинання, переріз розсіювання, поверхневий плазмон, діелектрична функція, розмірна залежність.

1. Вступ

Металеві нанодроти широко використовуються у сучасних нанотехнологіях як елементи міжз'єднань у наноелектронних схемах, оптичні канали зв'язку, та будівельні блоки сенсорів [1–8]. Таке різноманіття потенціальних застосувань ґрунтується на явищі поверхневого плазмонного резонансу, спектральне положення якого визначається як розмірами і формою поперечного перерізу нанодроту, так і оптичними властивостями металу та оточуючого середовища [3, 9–15]. Резонансні явища взаємодії електромагнітного випромінювання з наноструктурами є потужним енергетичним та інформаційним чинниками для створення новітніх нанофотонних технологій [16]. Ефект плазмонного резонансу, що виникає у металевих наночастин-

ках і наноструктурах різної форми і природи, відкриває можливості для контрольованого розсіювання світла певного спектрального діапазону у заданих напрямках, а також дає можливість локалізувати електромагнітне поле на наномасштабі [17]. Крім того, використання резонансних мікро- і наноструктур може суттєво покращити характеристики компонентів фотовольтаїчних, фотокаталітичних, біофотонних та інших систем [18–23].

Внаслідок природного окислення металу на поверхні наноструктур у рідкому або газоподібному оточенні [24, 25] можливе формування оксидного шару. Так, врахування наявності оксидного шару на сферичній металевій наночастинці при дослідженні оптичних властивостей [26] дозволило досягти доброго узгодження результатів теоретичних розрахунків та експериментальних вимірювань. Логічно очікувати те саме і випадку систем іншої геометрії, зокрема металевих нано-

© А.В. КОРОТУН, Я.В. КАРАНДАСЬ, В.І. РЕВА,
І.М. ТІТОВ, 2021

906

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2021. Т. 66, № 10

дротів. Тому дослідження оптичних властивостей метал-оксидних нанодротів є актуальним.

Отже, метою даної роботи є дослідження частотних залежностей поляризованості і перерізів поглинання і розсіювання металевого наноциліндра, вкритого шаром оксиду і розміщеного у діелектричному середовищі, а також розмірної залежності частоти поверхневого плазмонного резонансу.

2. Постановка задачі та основні співвідношення

2.1. Загальні співвідношення

Розглянемо двошаровий метал-оксидний нанодріт із товщиною оксидного шару t ($t = b - a$, де a – радіус металевого ядра, b – загальний радіус нанодроту), що знаходиться в середовищі з діелектричною проникністю ϵ_m (рис. 1). Внаслідок анізотропії і неспівпадіння напрямків векторів дипольного моменту \mathbf{p} і напруженості зовнішнього електричного поля \mathcal{E}_0 поляризованість такої системи являтиме собою діагональний тензор другого рангу:

$$\alpha_{\text{@}} = \begin{pmatrix} \alpha_{\text{@}}^{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{\text{@}}^{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{\text{@}}^{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

де вирази для компонентів $\alpha_{\text{@}}^{\perp(\parallel)}$ отримують із співвідношень для двошарового витягнутого еліпсоїда обертання [27]:

$$\alpha_{\text{@}}^{\perp(\parallel)} = V \frac{\Lambda_{\perp(\parallel)}}{Z_{\perp(\parallel)}}. \quad (2)$$

Тут

$$\Lambda_{\perp(\parallel)} = (\epsilon_s^{\perp(\parallel)} - \epsilon_m) \left[\epsilon_s^{\perp(\parallel)} + (\epsilon_c^{\perp(\parallel)} - \epsilon_s^{\perp(\parallel)}) \times \right. \\ \left. \times (\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)} - \beta_c \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}) \right] + \beta_c \epsilon_s^{\perp(\parallel)} (\epsilon_c^{\perp(\parallel)} - \epsilon_s^{\perp(\parallel)}), \quad (3)$$

$$Z_{\perp(\parallel)} = \left[\epsilon_s^{\perp(\parallel)} + (\epsilon_c - \epsilon_s^{\perp(\parallel)}) (\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)} - \beta_c \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}) \right] \times \\ \times \left[\epsilon_m + (\epsilon_s^{\perp(\parallel)} - \epsilon_m) \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)} \right] + \\ + \beta_c \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)} \epsilon_s^{\perp(\parallel)} (\epsilon_c - \epsilon_s^{\perp(\parallel)}), \quad (4)$$

а $\epsilon_c^{\perp(\parallel)}$ і $\epsilon_s^{\perp(\parallel)}$ – поперечна (поздовжня) компоненти діелектричної проникності матеріалів ядра й оболонки, відповідно; $\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)}$ і $\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)}$ – поперечний (поздовжній) коефіцієнти деполаризації внутрішнього і зовнішнього шарів; $\beta_c = V_c/V$, V_c – об’єм внутрішнього еліпсоїда, V – загальний об’єм еліпсоїда.

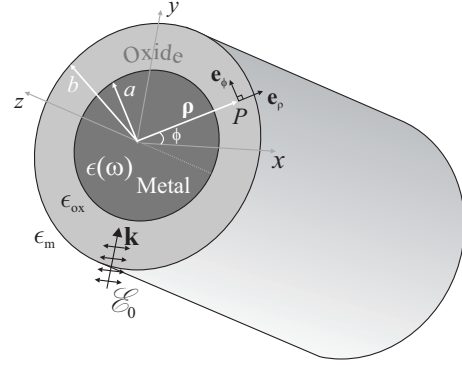


Рис. 1. Геометрія задачі

Вираз (2) можна записати у більш компактному вигляді, аналогічному виразу для поляризованості металеві наночастинки у формі еліпсоїда обертання:

$$\alpha_{\text{@}}^{\perp(\parallel)} = V \frac{\epsilon_{\text{@}}^{\perp(\parallel)} - \epsilon_m}{\epsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)} (\epsilon_{\text{@}}^{\perp(\parallel)} - \epsilon_m)}, \quad (5)$$

якщо ввести деяку “еквівалентну” діелектричну проникність двошарового еліпсоїда, що визначається виразом

$$\epsilon_{\text{@}}^{\perp(\parallel)} = \epsilon_s^{\perp(\parallel)} + \\ + \frac{\epsilon_s^{\perp(\parallel)} \beta_c (\epsilon_c^{\perp(\parallel)} - \epsilon_s^{\perp(\parallel)})}{\epsilon_s^{\perp(\parallel)} + (\epsilon_c^{\perp(\parallel)} - \epsilon_s^{\perp(\parallel)}) (\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(1)} - \beta_c \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}^{(2)})}. \quad (6)$$

У випадку двошарового циліндра $\mathcal{L}_{\perp}^{(1)} = \mathcal{L}_{\perp}^{(2)} = 1/2$, $\mathcal{L}_{\parallel}^{(1)} = \mathcal{L}_{\parallel}^{(2)} = 0$; $\beta_c = (a/b)^2$ і тому матимемо

$$\epsilon_{\text{@}}^{\perp} = \epsilon_s^{\perp} \frac{1 + \beta_c \delta_{\text{@}}^{\perp}}{1 - \beta_c \delta_{\text{@}}^{\perp}}, \quad \epsilon_{\text{@}}^{\parallel} = \beta_c \epsilon_c^{\parallel} + (1 - \beta_c) \epsilon_s^{\parallel}, \quad (7)$$

де введене позначення

$$\delta_{\text{@}}^{\perp} = \frac{\epsilon_c^{\perp} - \epsilon_s^{\perp}}{\epsilon_c^{\perp} + \epsilon_s^{\perp}}. \quad (8)$$

Розглянемо тепер окремо два випадки, коли діелектрична проникність оксидного шару ϵ постійною величиною і функцією частоти (падаючого світла).

Випадок $\epsilon_s^{\perp} = \epsilon_s^{\parallel} = \epsilon_{\text{ox}} = \text{const}$. Для безрозмірної поперечної компоненти поляризованості, використовуючи формули (2)–(8), можна записати

$$\tilde{\alpha}_{\text{@}}^{\perp} = \frac{\alpha_{\text{@}}^{\perp}}{V} = 2 \frac{\epsilon_c^{\perp} - \tilde{\epsilon}_c^{(-)} (1 + \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} - (1 - \beta_c) \epsilon_m}{\epsilon_c^{\perp} - \tilde{\epsilon}_c^{(+)} (1 + \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} + (1 - \beta_c) \epsilon_m}, \quad (9)$$

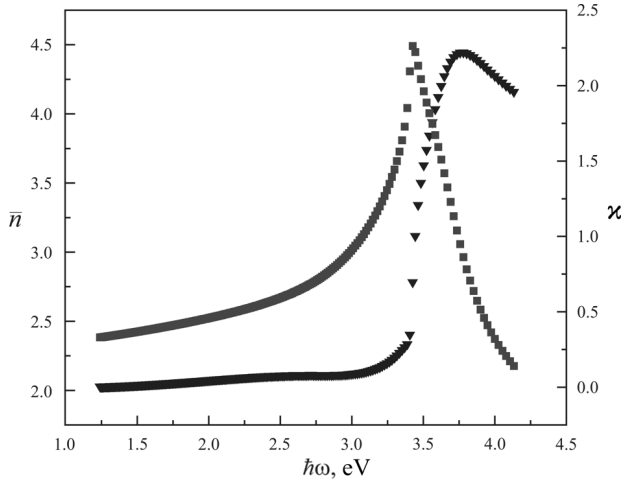


Рис. 2. Експериментальні частотні залежності показників заломлення та екстинкції шару Ag_2O [28]

де

$$\tilde{\epsilon}_c^{(\pm)} = -\epsilon_{\text{ox}} \frac{(1 - \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} \pm (1 + \beta_c) \epsilon_m}{(1 + \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} \pm (1 - \beta_c) \epsilon_m}. \quad (10)$$

Умова $\text{Re } \epsilon_c^\perp = \tilde{\epsilon}_c^{(+)}$ є умовою поверхневого плазмонного резонансу, а $\text{Re } \epsilon_c^\perp = \tilde{\epsilon}_c^{(-)}$ – умовою, за якої чисельник виразу для поляризованості перетворюється на нуль (умовою невидимості).

Розглянемо граничні випадки “тонкого” і “товстого” оксидного шару.

1. Наближення “тонкого” оксидного шару ($\beta_c \rightarrow 1$). У цьому випадку матимемо

$$\begin{aligned} \tilde{\epsilon}_c^{(\pm)} &= -\epsilon_{\text{ox}} \frac{(1 - \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} \pm 2\epsilon_m}{2\epsilon_{\text{ox}} \pm (1 - \beta_c) \epsilon_m} = \\ &= -\epsilon_m \left(\frac{1 - \beta_c}{2} \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{\epsilon_m} \pm 1 \right) \left(1 \pm \frac{1 - \beta_c}{2} \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}} \right)^{-1} \cong \\ &\cong -\epsilon_m \left(\frac{1 - \beta_c}{2} \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{\epsilon_m} \pm 1 \right) \left(1 \mp \frac{1 - \beta_c}{2} \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}} \right) \cong \\ &\cong -\epsilon_m \left[\pm 1 + \frac{1 - \beta_c}{2} \left(\frac{\epsilon_{\text{ox}}}{\epsilon_m} - \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}} \right) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

а для безрозмірних поперечної та поздовжньої компонент поляризованості

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_{\text{@}}^\perp &\cong \frac{\epsilon_c^\perp - \tilde{\epsilon}_c^{(-)} 2\epsilon_{\text{ox}} - (1 - \beta_c) \epsilon_m}{\epsilon_c^\perp - \tilde{\epsilon}_c^{(+)} 2\epsilon_{\text{ox}} + (1 - \beta_c) \epsilon_m} = \\ &= \frac{\epsilon_c^\perp - \tilde{\epsilon}_c^{(-)}}{\epsilon_c^\perp - \tilde{\epsilon}_c^{(+)}} \left(1 - \frac{1 - \beta_c}{2} \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}} \right) \left(1 + \frac{1 - \beta_c}{2} \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}} \right)^{-1} \cong \end{aligned}$$

908

$$\cong \frac{\epsilon_c^\perp - \tilde{\epsilon}_c^{(-)}}{\epsilon_c^\perp - \tilde{\epsilon}_c^{(+)}} \left(1 - (1 - \beta_c) \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}} \right), \quad (12)$$

$$\tilde{\alpha}_{\text{@}}^\parallel \cong \frac{1}{\epsilon_m} \left\{ \beta_c \epsilon_c^\parallel - \epsilon_m + (1 - \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} \right\}. \quad (13)$$

2. Наближення “товстого” оксидного шару ($\beta_c \rightarrow 0$). При цьому $\tilde{\epsilon}_c^{(+)} = \tilde{\epsilon}_c^{(-)} = -\epsilon_{\text{ox}}$ і

$$\tilde{\alpha}_{\text{@}}^\perp = \frac{\epsilon_{\text{ox}} - \epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}} + \epsilon_m}, \quad \tilde{\alpha}_{\text{@}}^\parallel = \frac{\epsilon_c - \epsilon_m}{\epsilon_m}. \quad (14)$$

Випадок $\epsilon_s^\perp = \epsilon_s^\parallel = \epsilon_s = \epsilon_{\text{ox}}(\omega)$. У випадку, коли діелектрична проникність оксиду є комплексною величиною і залежить від частоти, маємо $\epsilon_{\text{ox}}(\omega) = \epsilon_{\text{ox}}^I(\omega) + i\epsilon_{\text{ox}}^{II}(\omega)$. Така ситуація, наприклад, має місце для Ag_2O [28].

Для знаходження частотної залежності діелектричної функції Ag_2O було використано експериментальні частотні залежності для показників заломлення \bar{n} та екстинкції \varkappa для Ag_2O з роботи [28], наведені на рис. 2.

Дійсна та уявна частини діелектричної проникності оксиду срібла пов'язані з \bar{n} і \varkappa такими співвідношеннями:

$$\epsilon_{\text{ox}}^I(\omega) = \bar{n}^2(\omega) - \varkappa^2(\omega), \quad (15)$$

$$\epsilon_{\text{ox}}^{II}(\omega) = 2\bar{n}(\omega)\varkappa(\omega), \quad (16)$$

а найкращі наближення до експериментальних кривих $\bar{n}(\omega)$ і $\varkappa(\omega)$ дають поліноми шостого і третього порядку з коефіцієнтами, наведеними у табл. 1

$$\bar{n}(\omega) = \begin{cases} \sum_{i=0}^6 c_i \omega^i, & \hbar\omega \leq 3.3 \text{ eV}; \\ \sum_{i=0}^3 d_i \omega^i, & \hbar\omega > 3.3 \text{ eV}; \end{cases}$$

$$\varkappa(\omega) = \begin{cases} \sum_{i=0}^6 \tilde{c}_i \omega^i, & \hbar\omega \leq 3.8 \text{ eV}; \\ \sum_{i=0}^6 \tilde{d}_i \omega^i, & \hbar\omega > 3.8 \text{ eV}; \end{cases}$$

де коефіцієнти $c_i, d_i, \tilde{c}_i, \tilde{d}_i$ ($i = 0 \dots 6$) наведено в табл. 1.

У рамках теорії Друде діелектрична функція металевого нанопровідника визначається виразом

$$\epsilon(\omega) = \epsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma}{(\omega^2 + \gamma^2)\omega}. \quad (17)$$

Тут $\omega_p = (e^2 n_e / \epsilon_0 m^*)^{1/2}$ – плазмова частота, де ϵ_0 – електрична стала, n_e і m^* – концентрація та ефективна маса електронів ($n_e^{-1} = 4\pi\bar{r}^3/3$, \bar{r} – середня відстань між електронами провідності); ϵ^∞ – компонента, яка описує внесок іонного остова металу; γ – швидкість релаксації.

Відзначимо, що швидкість релаксації у наноструктурах може істотно відрізнятись від подібної величини для 3D-металу. Причиною цього є домінування розсіювання на межах наносистем над внесками інших каналів розсіювання, наприклад, таких як розсіювання на фононах, домішках або дефектах структури. У цьому випадку у формулу (17) замість величини γ входить $\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)}$, що визначається як [29]:

$$\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_{\text{s}}^{\perp(\parallel)} + \gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)}, \quad (18)$$

де γ_{bulk} – швидкість релаксації у 3D-металі; $\gamma_{\text{s}}^{\perp(\parallel)}$ – поперечна (подовжня) швидкості релаксації, пов'язані із розсіюванням на поверхні, що для випадку осового та радіального рухів електронів у наноциліндрі визначаються співвідношеннями [30] (див. Додаток А):

$$\gamma_{\text{s}}^{\parallel} = 0, \quad (19)$$

$$\gamma_{\text{s}}^{\perp} = \frac{27\pi}{128(\epsilon_m + 1)} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v_F}{a}. \quad (20)$$

Останній доданок в (18) пов'язаний із тим, що у розпаді поверхневих плазмонів, крім поверхневого важливу роль відіграє радіаційне загасання, яке стає особливо помітним зі збільшенням радіуса наноциліндра. Величини $\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)}$ визначаються співвідношеннями [29] (див. Додаток А):

$$\gamma_{\text{rad}}^{\parallel} = 0; \quad (21)$$

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp} = \frac{3}{128} \frac{V_c}{\sqrt{\epsilon_m(\epsilon^\infty + \epsilon_m)}} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v_F}{a}, \quad (22)$$

де V_c – об'єм металевого наноциліндра.

Перерізи поглинання і розсіювання визначаються виразами [27]:

$$C_{\text{abs}} = \frac{\omega\sqrt{\epsilon_m}}{c} \text{Im} \left(\frac{2}{3} \alpha_{\text{a}}^{\perp} + \frac{1}{3} \alpha_{\text{a}}^{\parallel} \right), \quad (23)$$

$$C_{\text{sca}} = \frac{\omega^4 \epsilon_m^2}{6\pi c^4} \left(\frac{2}{3} |\alpha_{\text{a}}^{\perp}|^2 + \frac{1}{3} |\alpha_{\text{a}}^{\parallel}|^2 \right), \quad (24)$$

де c – швидкість світла.

2.2. Частота поверхневого плазмонного резонансу

З умови плазмонного резонансу $\text{Re} \epsilon_c^{\perp} = \tilde{\epsilon}_c^{(+)}$ випливає

$$\text{Re} \epsilon_c^{\perp}(\omega_{sp}) = -\epsilon_{\text{ox}} \frac{(1 + \beta_c) \epsilon_m + (1 - \beta_c) \epsilon_{\text{ox}}}{(1 + \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} + (1 - \beta_c) \epsilon_m}. \quad (25)$$

Використовуючи формулу (17), останній вираз можна представити у вигляді:

$$\epsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\gamma_{\text{eff}}^{\perp 2} + \omega_{sp}^2} = -\epsilon_{\text{ox}} \frac{(1 + \beta_c) \epsilon_m + (1 - \beta_c) \epsilon_{\text{ox}}}{(1 + \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} + (1 - \beta_c) \epsilon_m},$$

звідки для частоти поверхневих плазмонів можна записати співвідношення

$$\omega_{sp} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_{\text{ox}} \frac{(1 + \beta_c) \epsilon_m + (1 - \beta_c) \epsilon_{\text{ox}}}{(1 + \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} + (1 - \beta_c) \epsilon_m}} - \gamma_{\text{eff}}^{\perp 2}}. \quad (26)$$

Підставляючи в (26) співвідношення (20) і (22) та підносячи обидві частини (26) до квадрата, отримуємо рівняння

$$\begin{aligned} \omega_{sp}^2 &= \frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_{\text{ox}} \frac{(1 + \beta_c) \epsilon_m + (1 - \beta_c) \epsilon_{\text{ox}}}{(1 + \beta_c) \epsilon_{\text{ox}} + (1 - \beta_c) \epsilon_m}} - \\ &- \left(\gamma_{\text{bulk}} + \mathcal{B} \left(\frac{\omega_p}{\omega_{sp}} \right)^2 \frac{v_F}{a} \right)^2, \end{aligned} \quad (27)$$

де введене позначення

$$\mathcal{B} = \frac{9\pi}{\epsilon_m + 1} + \frac{V}{\sqrt{\epsilon_m(\epsilon^\infty + \epsilon_m)}} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^3.$$

Таблиця 1. Значення коефіцієнтів апроксимуючих поліномів

i	$\bar{n}(\omega)$		$\varkappa(\omega)$	
	c_i	d_i	\tilde{c}_i	\tilde{d}_i
0	33,731	-197,68	4,8343	-10^6
1	-96,347 c	178,05 c	-15,419 c	$2 \cdot 10^6$ c
2	120,63 c ²	-51,055 c ²	20,103 c ²	$-2 \cdot 10^6$ c ²
3	-78,889 c ³	4,7611 c ³	-13,771 c ³	530287 c ³
4	28,94 c ⁴	0	5,237 c ⁴	-104982 c ⁴
5	-5,393 c ⁵	0	-1,0461 c ⁵	11076 c ⁵
6	0,419 c ⁶	0	0,0856 c ⁶	-486,57 c ⁶

Рівняння (27) зводиться до алгебраїчного рівняння шостого ступеня:

$$\omega_{sp}^6 - \left[\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_{ox} \frac{(1+\beta_c)\epsilon_m + (1-\beta_c)\epsilon_{ox}}{(1+\beta_c)\epsilon_{ox} + (1-\beta_c)\epsilon_m}} - \gamma_{bulk}^2 \right] \omega_{sp}^4 + 2\gamma_{bulk} \mathcal{B} \omega_p^2 \frac{v_F}{a} \omega_{sp}^2 + \mathcal{B}^2 \omega_p^4 \frac{v_F^2}{a^2} = 0. \quad (28)$$

У зв'язку з тим, що останні два доданки у рівнянні (28) є малими у порівнянні з першими двома, його можна розв'язувати методом послідовних наближень:

$$\omega_{sp} = \omega_{sp}^{(0)} + \omega_{sp}^{(1)} + \dots, \quad (29)$$

де

$$\omega_{sp}^{(0)} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_{ox} \frac{(1+\beta_c)\epsilon_m + (1-\beta_c)\epsilon_{ox}}{(1+\beta_c)\epsilon_{ox} + (1-\beta_c)\epsilon_m}} - \gamma_{bulk}^2}. \quad (30)$$

Підставляючи вираз (29) в (28), отримуємо співвідношення для поправки першого порядку:

$$\omega_{sp}^{(1)} = - \frac{\mathcal{B} \omega_p^2 \frac{v_F}{a} \left[\mathcal{B} \omega_p^2 \frac{v_F}{a} + 2\gamma_{bulk} \omega_{sp}^{(0)2} \right]}{2\omega_{sp}^{(0)} \left[\omega_{sp}^{(0)4} + 2\gamma_{bulk} \mathcal{B} \omega_p^2 \frac{v_F}{a} \right]}. \quad (31)$$

Отже, за рахунок класичних розмірних ефектів має місце зменшення частоти поверхневих плазмонів.

Розглянемо граничні випадки товстого і тонкого оксидного шару. При цьому $\omega_{sp}^{(1)}$ для обох випадків

Таблиця 2. Параметри металів, $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$ – борівський радіус

Параметр	Al	Cu	Ag
r_s/a_0 [31]	2,07	2,11	3,02
ϵ^∞	0,7	12,03 [32]	3,7 [32]
m^*/m_e	1,48 [33]	1,49 [34]	0,96 [34]
τ , фс [31]	8	27	40

Таблиця 3. Параметри оксидів ϵ_{ox} і матриці ϵ_m

ϵ_{ox}		ϵ_m
Al ₂ O ₃	Cu ₂ O	Тефлон
3,13 [35]	3,7 [36]	2,3 [37]

визначатиметься виразом (31), в той час як співвідношення для $\omega_{sp}^{(0)}$ набувають різного вигляду.

1. Товстий шар оксиду ($\beta_c \rightarrow 0$):

$$\omega_{sp}^{(0)} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_{ox}} - \gamma_{bulk}^2}. \quad (32)$$

2. Тонкий шар оксиду ($\beta_c \rightarrow 1$). Тоді для $\omega_{sp}^{(0)}$ матимемо (див. Додаток Б)

$$\omega_{sp}^{(0)} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_{ox} \frac{(1+\beta_c)\epsilon_m + (1-\beta_c)\epsilon_{ox}}{(1+\beta_c)\epsilon_{ox} + (1-\beta_c)\epsilon_m}} - \gamma_{bulk}^2} \cong \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_m} - \gamma_{bulk}^2} \times \left[1 - (1 - \beta_c) \frac{\omega_p^2 (\epsilon_{ox}^2 - \epsilon_m^2)}{4\epsilon_{ox} (\epsilon^\infty + \epsilon_m)^2 \left(\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_m} - \gamma_{bulk}^2 \right)} \right]. \quad (33)$$

В подальшому для чисельних розрахунків буде використано формули (2), (23), (24) з урахуванням (3), (4), (17)–(22).

3. Результати розрахунків та їх обговорення

Розрахунки було проведено для двошарових наноциліндрів Al@Al₂O₃, Cu@Cu₂O і Ag@Ag₂O різних радіусів, із різною товщиною оксидного шару, що знаходилися в тефлоні. Параметри металів, оксидів і тефлону наведені в табл. 2 і 3 відповідно.

На рис. 3 і 4 наведено частотні залежності дійсної й уявної частин та модуля поперечної та поздовжньої компонент поляризованості наноциліндрів Cu@Cu₂O, відповідно. Як видно з рисунка, дійсна частина поперечної компоненти поляризованості є знакозмінною функцією частоти, причому її модуль тим більший, чим більший радіус металевої серцевини за однакової товщини оксидного шару (послідовність кривих 2 → 4 → 5), а, отже, більший вміст металу у дроті (рис. 3, а). Крім того, має місце “блакитний” зсув максимуму $\text{Re } \alpha_\perp$ зі зменшенням товщини оксидного шару. На відміну від $\text{Re } \alpha_\perp$, функція $\text{Re } \alpha_\parallel$ завжди від’ємна у досліджуваному інтервалі частот та має однаковий порядок величини (рис. 4, а).

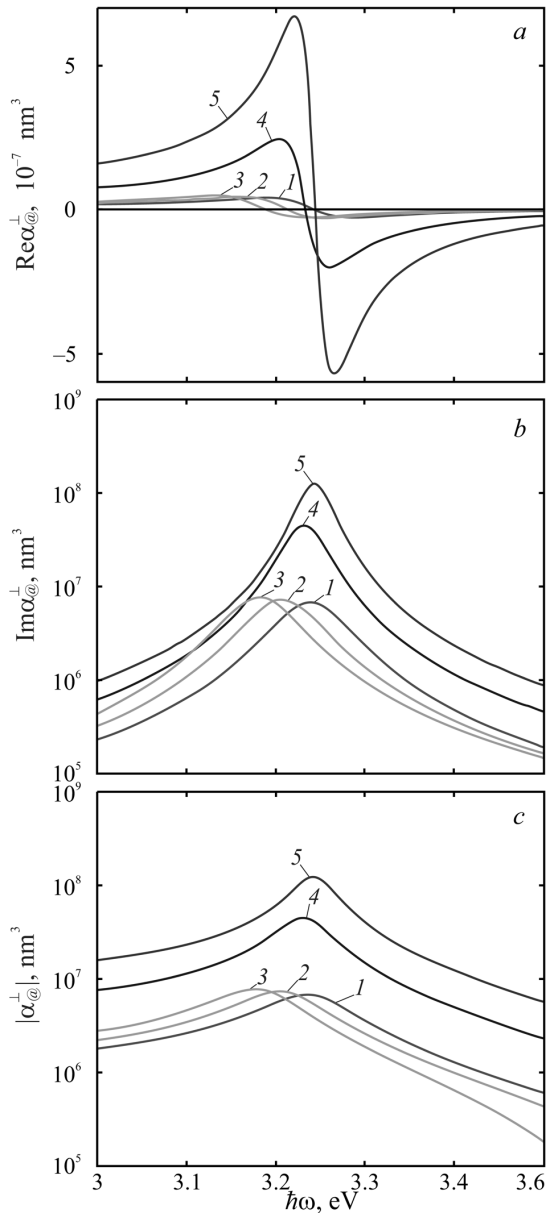


Рис. 3. Частотні залежності дійсної (а) й уявної (b) частин поперечної компоненти поляризованості та її модуля (c) наночиліндрів Cu@Cu₂O: 1 - a = 10 нм, t = 2 нм; 2 - a = 10 нм, t = 5 нм; 3 - a = 10 нм, t = 10 нм; 4 - a = 20 нм, t = 5 нм; 5 - a = 30 нм, t = 5 нм

Залежність $\text{Im } \alpha_{\perp}(\hbar\omega)$ має яскраво виражений максимум, що також зазнає “блакитного” зсуву зі зменшенням товщини оксидного шару t (криві у послідовності 3 → 2 → 1) або збільшенням радіуса ядра a - криві у послідовності 2 → 4 → 5

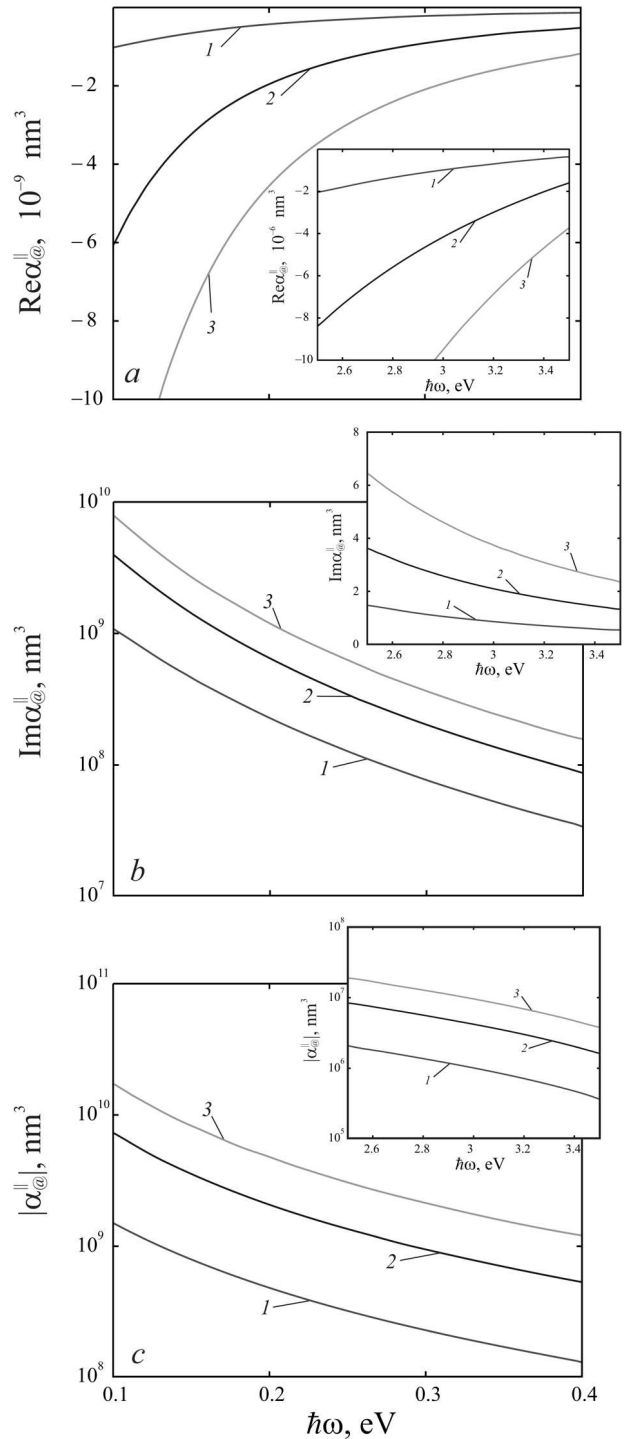


Рис. 4. Частотні залежності дійсної (а) й уявної (b) частин поздовжньої компоненти поляризованості та її модуля (c) наночиліндрів Cu@Cu₂O: 1 - a = 10 нм, t = 2 нм; 2 - a = 10 нм, t = 5 нм; 3 - a = 10 нм, t = 10 нм

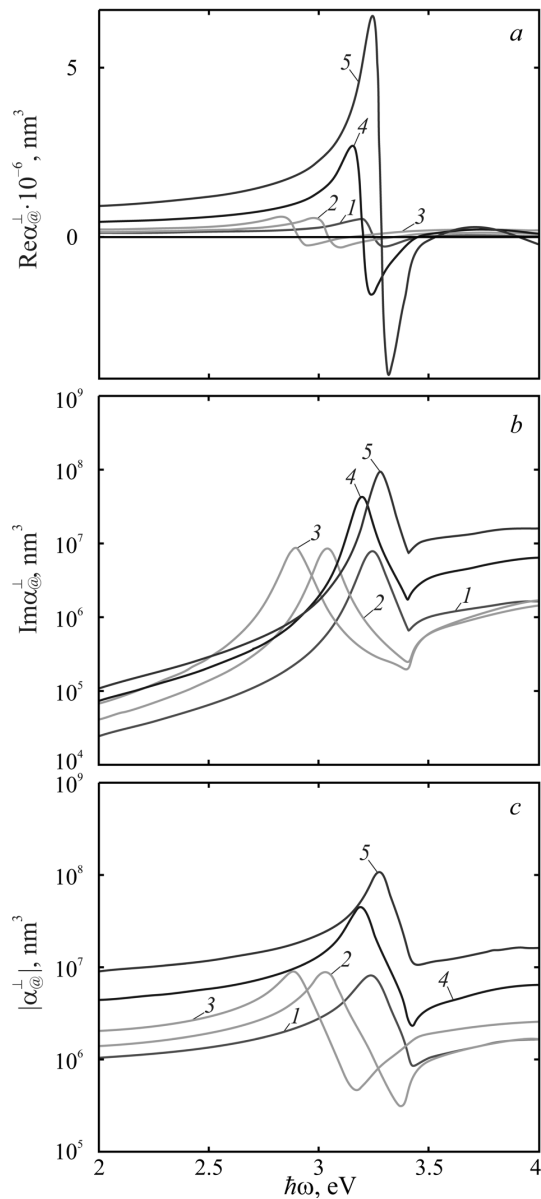


Рис. 5. Частотні залежності дійсної (а) й уявної (b) частин поперечної компоненти поляризованості та її модуля (c) наноциліндрів Ag@Ag₂O: 1 – a = 10 нм, t = 2 нм; 2 – a = 10 нм, t = 5 нм; 3 – a = 10 нм, t = 10 нм; 4 – a = 20 нм, t = 5 нм; 5 – a = 30 нм, t = 5 нм

(рис. 3, b). Для випадку позовжньої компоненти поляризованості уявна частина являє собою спадаючу функцію частоти вдалині від плазмонного резонансу (рис. 4, b). В області, де має місце плазмонний резонанс Im α_{||} слабо спадає зі збільшенням частоти (вставка на рис. 4, b).

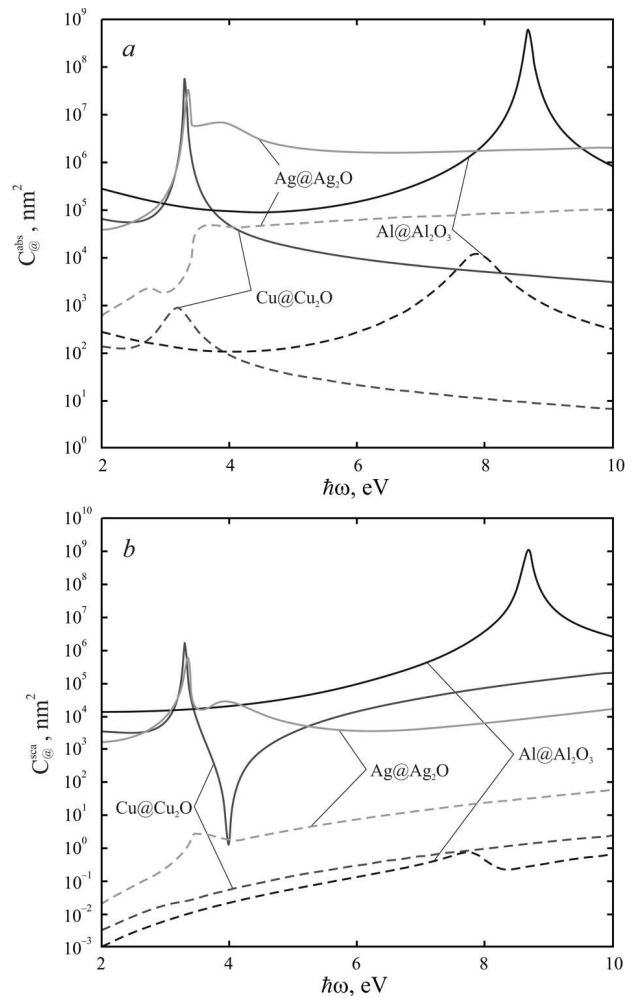


Рис. 6. Частотні залежності перерізів поглинання (а) та розсіювання (b) шаруватих наноциліндрів різних металів при β_c = 0,1 (суцільні криві) і β_c = 0,9 (пунктирні криві)

Частотні залежності |α_⊥| і |α_{||}| якісно подібні до аналогічних залежностей Im α_⊥ і Im α_{||} внаслідок того, що дійсна і уявна частина стають порівнянними лише поблизу плазмонного резонансу (рис. 3, c і 4, c). Аналогічні розрахунки для наноциліндрів Al@Al₂O₃ також вказують на “блакитний” зсув плазмонних резонансів зі зменшенням товщини оксидного шару t (збільшенні радіусу металевого ядра a).

Графіки частотних залежностей Re α_⊥, Im α_⊥ і |α_⊥| для нанодротів Ag@Ag₂O наведено на рис. 5. В інтервалі частоти ħω ≤ 3,3 еВ вказані криві якісно подібні до аналогічних кривих для Cu@Cu₂O і Al@Al₂O₃. Проте, при ħω > 3,3 еВ на відмі-

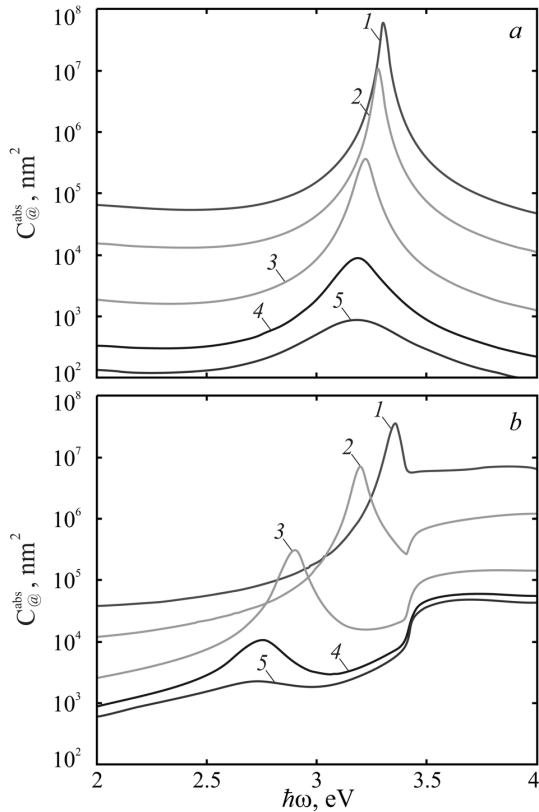


Рис. 7. Частотні залежності перерізів поглинання наночиліндрів $\text{Cu@Cu}_2\text{O}$ (a) та $\text{Ag@Ag}_2\text{O}$ (b) з радіусом 20 нм та $\beta_c = 0,1$ (1), 0,2 (2), 0,5 (3), 0,8 (4) та 0,9 (5)

ну від попередніх випадків відбувається зростання $\text{Re } \alpha_{\perp}$, $\text{Im } \alpha_{\perp}$ і $|\alpha_{\perp}|$ при збільшенні частоти. Це пов'язане з різким збільшенням $\bar{n}(\omega)$ і $\kappa(\omega)$ в цій спектральній області.

На рис. 6 зображено частотні залежності перерізів поглинання та розсіювання для чиліндрів $\text{Ag@Ag}_2\text{O}$, $\text{Cu@Cu}_2\text{O}$ та $\text{Al@Al}_2\text{O}_3$ за двох значень параметра β_c . Як видно з рисунків, C_{abs} і C_{sca} для композитних нанодротів усіх розглянутих в роботі складів при $\beta_c = 0,1$ значно більші, ніж у випадку $\beta_c = 0,9$. Крім того, при $\beta_c = 0,1$ максимуми C_{abs} і C_{sca} для $\text{Ag@Ag}_2\text{O}$ і $\text{Cu@Cu}_2\text{O}$ досягаються за близьких частот, тоді як відповідні максимуми для чиліндрів $\text{Al@Al}_2\text{O}_3$ досягаються за значно більших значень $h\omega$, що можна пояснити значно більшим значенням ω_p . Порівняння значень C_{abs} і C_{sca} за однакових $h\omega$ кажує на те, що $C_{\text{abs}} \gg C_{\text{sca}}$, а тому процесами розсіювання можна знехтувати порівняно з поглинанням.

Проте, для нанодротів $\text{Ag@Ag}_2\text{O}$ (рис. 7, b) з довільною товщиною оксидного шару в області частот $h\omega > 3,3$ еВ, на відміну від випадку нанодротів $\text{Cu@Cu}_2\text{O}$ (рис. 7, a) і $\text{Al@Al}_2\text{O}_3$, має місце зростання перерізу поглинання, що пояснюється зростанням показників заломлення та екстинкції.

4. Висновки

Досліджено частотні залежності дійсної та уявної частин і модуля поздовжньої та поперечної поляризованості і перерізів поглинання та розсіювання для двошарових метал-оксидних нанодротів. Одержано розмірну залежність частоти поверхневих плазмонів у даній системі. Розглянуто граничні випадки “товстого” і “тонкого” оксидного шару.

Встановлено, що зі зменшенням товщини оксидного шару збільшуються відповідні абсолютні значення дійсної та уявної частин поперечної поляризованості і має місце “блакитний” зсув екстремумів, пов'язаний із збільшенням вмісту металу в чиліндрі. Різниця “блакитних” зсувів дійсної й уявної частин поперечної компоненти поляризованості та їх модуля для наночиліндрів $\text{Cu@Cu}_2\text{O}$ і $\text{Al@Al}_2\text{O}_3$ пояснюється виключно різними значеннями об'ємної концентрації електронів провідності.

При енергії падаючого випромінювання більшої за 3,3 еВ поведінка частотних залежностей дійсної й уявної частин та модуля поперечної компоненти поляризованості, а також перерізів розсіювання та поглинання для наночиліндрів $\text{Ag@Ag}_2\text{O}$ істотно відрізняється від випадку наночиліндрів $\text{Cu@Cu}_2\text{O}$ і $\text{Al@Al}_2\text{O}_3$ внаслідок суттєвого зростання показників заломлення та екстинкції Ag_2O у цьому спектральному інтервалі.

Доведено, що внаслідок впливу класичних розмірних ефектів має місце зменшення частоти поверхневих плазмонів.

ДОДАТОК А

Розрахунок швидкостей поверхневої та радіаційної релаксації

Відомо, що швидкості поверхневої та радіаційної релаксації пов'язані з провідністю співвідношеннями

$$\gamma_{s,\beta}(\omega) = \frac{\mathcal{L}_{\beta}\sigma_{\beta\beta}(\omega)}{\epsilon_0 g_{\beta}}; \tag{A.1}$$

$$\gamma_{\text{rad},\beta} = \frac{8\pi}{9\sqrt{\epsilon_m}} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^3 \frac{R_{\parallel}R_{\perp}^2 \mathcal{L}_{\beta}\sigma_{\beta\beta}(\omega)}{\sqrt{\epsilon^{\infty} + \left(\frac{1}{\mathcal{L}_{\beta}} - 1\right)\epsilon_m}}, \tag{A.2}$$

де \mathcal{L}_β – фактор деполаризації; $g_\beta = \epsilon_m + \mathcal{L}_\beta(1 - \epsilon_m)$, а $\sigma_{\beta\beta}(\omega)$ – діагональні компоненти тензора оптичної провідності, які для еліпсоїда обертання можна записати у вигляді

$$\sigma_{\beta\beta}^{\text{el}}(\omega) = \begin{pmatrix} \sigma_\perp(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\perp(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_\parallel(\omega) \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Провідність циліндричного нанодроту отримаємо як результат граничного переходу у виразі для провідності витягнутого еліпсоїда обертання [30] з радіусами поперечних перерізів R_\perp і R_\parallel

$$\sigma_\perp(\omega) = \lim_{R_\parallel \rightarrow \infty} \sigma_\perp^{\text{el}}(\omega),$$

де

$$\sigma_\perp^{\text{el}}(\omega) = \frac{9ne^2}{8m^*} \text{Re} \frac{1}{\nu - i\omega} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \sin^3 \theta \Psi(q) \Big|_{\epsilon = \epsilon_F}; \quad (\text{A.4})$$

$$\Psi(q) = \frac{4}{3} - \frac{2}{q} + \frac{4}{q^3} - \frac{4}{q^2} \left(1 + \frac{1}{q}\right) e^{-q};$$

$$q = \frac{2R(\nu - i\omega)}{v'} = q_1 - iq_2;$$

$$v' = vR \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{R_\perp^2} + \frac{\cos^2 \theta}{R_\parallel^2}};$$

θ – кут між швидкістю електронів v та віссю симетрії еліпсоїда; $R = (R_\perp^2 R_\parallel)^{1/3}$. У випадку, коли домінує поверхневе розсіювання $q_1 \rightarrow 0$ і $q \rightarrow -iq_2$, де

$$q_2 = \frac{2R_\perp}{\nu} (1 - e_p^2 \cos^2 \theta)^{-1/2},$$

а $e_p^2 = \left|1 - R_\perp^2/R_\parallel^2\right|$ – ексцентриситет еліпсоїда.

Проводячи в інтегралі (А.4) заміну змінної $x \equiv 2R_\perp \omega \times (1 - e_p^2 \cos^2 \theta)^{-1/2}/v$ і вводячи позначення $\nu_{s,\perp} = v_F/2R_\perp$, $\nu_{s,\parallel} = v_F/2R_\parallel$, отримуємо

$$\sigma_\perp(\omega) = \frac{9ne^2}{4m^* \omega} \left(\frac{\omega}{\nu_{s,\perp}}\right)^2 \frac{e_p^2 - 1}{e_p^3} \int_{\frac{\omega}{\nu_{s,\perp}}}^{\frac{\omega}{\nu_{s,\parallel}}} dx \frac{1 - (\omega/(\nu_{s,\parallel} x))^2}{\sqrt{1 - (\omega/(\nu_{s,\perp} x))^2}} \times \left[1 - \frac{2}{x} \sin x + \frac{2}{x^2} (1 - \cos x)\right]. \quad (\text{A.5})$$

При $R_\parallel \rightarrow \infty$ матимемо $e_p \rightarrow 1$, $\nu_{s,\parallel} \rightarrow 0$, $\omega/\nu_{s,\parallel} \rightarrow \infty$ і

$$\lim_{R_\parallel \rightarrow \infty} (e_p^2 - 1) \left[1 - \left(\frac{\omega}{\nu_{s,\parallel} x}\right)^2\right] = - \lim_{R_\parallel \rightarrow \infty} \frac{R_\perp^2}{R_\parallel^2} \left(1 - \frac{4\omega^2 R_\parallel^2}{v_F^2 x^2}\right) = \frac{4R_\perp^2 \omega^2}{v_F^2 x^2} = \frac{\omega^2}{\nu_s^2 x^2},$$

де $\nu_{s,\perp} \equiv \nu_s$. Тоді

$$\sigma_\perp(\omega) = \frac{9ne^2}{4m^* \omega} \left(\frac{\omega}{\nu_s}\right)^4 \int_{\frac{\omega}{\nu_s}}^{\infty} \frac{dx}{x^6 \sqrt{1 - (\omega/(\nu_s x))^2}} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{2}{x} \sin x + \frac{2}{x^2} (1 - \cos x)\right]. \quad (\text{A.6})$$

Вводячи заміну змінних $\sin \varphi = \omega/\nu_{s,\perp} x$, вираз (А.6) можна записати в такому вигляді:

$$\sigma_\perp(\omega) = \frac{9ne^2 \nu_s}{4m^* \omega^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^4 \varphi d\varphi \times \left[1 - 2 \frac{\nu_s}{\omega} \sin \varphi \sin \frac{\omega}{\nu_s \sin \varphi} + 4 \left(\frac{\nu_s}{\omega}\right)^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \frac{\omega}{2\nu_s \sin \varphi}\right]. \quad (\text{A.7})$$

Обчислюючи інтеграл у (А.7) з урахуванням того, що $\nu_s \ll \omega$, отримуємо

$$\sigma_\perp = \frac{9ne^2 \nu_s}{4m^* \omega} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^4 \varphi d\varphi = \frac{27\pi\epsilon_0}{64} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \nu_s. \quad (\text{A.8})$$

Підставляючи (А.8) у (А.1) та враховуючи, що $\mathcal{L}_\beta = \mathcal{L}_\perp = \frac{1}{2}$, $R_\perp = a$, $R_\parallel = l$, отримуємо для швидкостей поверхневої та радіаційної релаксації

$$\gamma_s^\perp(\omega) = \frac{27\pi}{128(\epsilon_m + 1)} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v_F}{a}; \quad (\text{A.9})$$

$$\gamma_{\text{rad}}^\perp(\omega) = \frac{3}{128} \frac{V}{\sqrt{\epsilon_m(\epsilon^\infty + \epsilon_m)}} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{v_F}{a}. \quad (\text{A.10})$$

З урахуванням того, що $\mathcal{L}_\parallel = 0$, отримуємо, що

$$\gamma_s^\parallel(\omega) = \gamma_{\text{rad}}^\parallel(\omega) = 0. \quad (\text{A.11})$$

ДОДАТОК Б

Розрахунок частоти поверхневих плазмонів у “тонкому” шарі оксиду в нульовому наближенні. Випадок $\epsilon_{\text{ox}} = \text{const}$

У випадку тонкого оксидного шару ($\beta_c \rightarrow 1$) для частоти поверхневих плазмонів у нульовому наближенні матимемо:

$$\begin{aligned} \omega_{sp}^{(0)} &= \sqrt{\epsilon^\infty + \epsilon_{\text{ox}} \frac{\omega_p^2}{(1+\beta_c)\epsilon_m + (1-\beta_c)\epsilon_{\text{ox}}} - \gamma_{\text{bulk}}^2} = \\ &= \sqrt{\epsilon^\infty + \epsilon_m \frac{\omega_p^2}{1 + \frac{1-\beta_c}{1+\beta_c} \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{\epsilon_m}} - \gamma_{\text{bulk}}^2} \cong \\ &\cong \sqrt{\epsilon^\infty + \epsilon_m \left[1 + \frac{1-\beta_c}{1+\beta_c} \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{\epsilon_m}\right] \left[1 - \frac{1-\beta_c}{1+\beta_c} \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}}\right] - \gamma_{\text{bulk}}^2} \cong \\ &\cong \sqrt{\epsilon^\infty + \epsilon_m \left[\frac{1-\beta_c}{1+\beta_c} \left(\frac{\epsilon_{\text{ox}}}{\epsilon_m} - \frac{\epsilon_m}{\epsilon_{\text{ox}}}\right) + 1\right] - \gamma_{\text{bulk}}^2} = \\ &= \sqrt{\epsilon^\infty + \epsilon_m + \frac{\epsilon_{\text{ox}}^2 - \epsilon_m^2}{\epsilon_{\text{ox}}} \frac{1-\beta_c}{1+\beta_c} - \gamma_{\text{bulk}}^2} = \\ &= \sqrt{\epsilon^\infty + \epsilon_m \left[1 + \frac{\epsilon_{\text{ox}}^2 - \epsilon_m^2}{\epsilon_{\text{ox}}(\epsilon^\infty + \epsilon_m)} \frac{1-\beta_c}{1+\beta_c}\right]^{-1} - \gamma_{\text{bulk}}^2} \cong \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\cong \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_m} \left(1 - \frac{1 - \beta_c}{1 + \beta_c} \frac{\epsilon_{ox}^2 - \epsilon_m^2}{\epsilon_{ox}(\epsilon^\infty + \epsilon_m)}\right) - \gamma_{bulk}^2} = \\ &= \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_m} - \gamma_{bulk}^2} \times \\ &\times \sqrt{1 - \frac{1 - \beta_c}{1 + \beta_c} \frac{\epsilon_{ox}^2 - \epsilon_m^2}{\epsilon_{ox}(\epsilon^\infty + \epsilon_m)^2} \frac{\omega_p^2}{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_m} - \gamma_{bulk}^2}} \cong \\ &\Re \sqrt{\left(\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_m} - \gamma_{bulk}^2\right) \times} \\ &\times \left[1 - \frac{1 - \beta_c}{4} \frac{\epsilon_{ox}^2 - \epsilon_m^2}{\epsilon_{ox}(\epsilon^\infty + \epsilon_m)^2} \frac{\omega_p^2}{\frac{\omega_p^2}{\epsilon^\infty + \epsilon_m} - \gamma_{bulk}^2}\right], \end{aligned}$$

що співпадає з формулою (33).

1. K. Ueno, Y. Yokota, S. Juodkazis, V. Mizeikis, H. Misawa. Nano-structured materials in plasmonics and photonics. *Curr. Nanosci.* **4**, 232 (2008).
2. K. Mitamura, T. Imae. Functionalization of gold nanorods toward their applications. *Plasmonics* **4**, 23 (2009).
3. N. Lawrence, L. Dal Negro. Light scattering, field localization and local density of states in coaxial plasmonic nanowires. *Opt. Exp.* **18**, 16120 (2010).
4. J. Zhu, S. Zhao, J.-W. Zhao, J.-J. Li. Dielectric wall controlled resonance light scattering of coated long gold nanowire. *Curr. Nanosci.* **7**, 377 (2011).
5. S.J. Zalyubovskiy, M. Bogdanova, A. Deinega, Y. Lozovik, A.D. Pris, K.H. An, W.P. Hall, R.A. Potyrailo. Theoretical limit of localized surface plasmon resonance sensitivity to local refractive index change and its comparison to conventional surface plasmon resonance sensor. *J. Opt. Soc. Am. A* **29**, 994 (2012).
6. J. Cao, T. Sun, K.T.V. Grattan. Gold nanorod-based localized surface plasmon resonance biosensors: a review. *Sensor. Actuat. B* **195**, 332 (2014).
7. H. Wei, D. Pan, S. Zhang, Z. Li, Q. Li, N. Liu, W. Wang, H. Xu. Plasmon Waveguiding in nanowires. *Chem. Rev.* **118**, 2882 (2018).
8. J. Sun, X. Yu, Z. Li, J. Zhao, P. Zhu, X. Dong, Z. Yu, Z. Zhao, D. Shi, J. Wang, H. Dai. Ultrasonic modification of Ag nanowires and their applications in flexible transparent film heaters and SERS detectors. *Materials* **12** 893 (2019).
9. U. Schoster, A. Dereus. Surface plasmon-polaritons on metal cylinders with dielectric core. *Phys. Rev. B* **64**, 125420 (2001).
10. N.I. Grigorchuk, P.M. Tomchuk. Cross-sections of electric and magnetic light absorption by spherical metallic nanoparticles. The exact kinetic solution. *Ukr. J. Phys.* **51**, 921 (2006).
11. N.I. Grigorchuk. Plasmon resonant light scattering on spheroidal metallic nanoparticle embedded in a dielectric matrix. *Europhys. Lett.* **97**, 45001 (2012).
12. П.М. Томчук. Залежність перерізу розсіяння світла металевими наночастинками від їх форми. *Укр. фіз. зб.* **57**, 553 (2012).
13. A. Murphy, Y. Sonnefraud, A.V. Krasavin, P. Ginzburg, F. Morgan, J. McPhillips, G. Wurtz, S.A. Maier, A.V. Zayats, R. Pollard. Fabrication and optical properties of large-scale arrays of gold nanocavities based on rod-in-a-tube coaxials. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 103103 (2013).
14. D.M. Natarov. Modes of a core-shell silver wire plasmonic nanolaser beyond the Drude formula. *J. Optics* **16**, 075002 (2014).
15. А.В. Коротун, А.О. Коваль, В.В. Погосов. Оптичні характеристики біметалевих нанокіль. *Укр. фіз. зб.* **66**, 518. (2021).
16. M.L. Brongersma, V.M. Shalaev. The case for plasmonics. *Science* **328**, 440 (2010).
17. S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer Science & Business Media, 2007).
18. P. Berini, I. De Leon. Surface plasmon-polariton amplifiers and lasers. *Nat. Photon.* **6**, 16 (2012).
19. P.G. Etchegoin. Plasmonics and spectroscopy. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **15**, 5261 (2013).
20. E. Stratakis, E. Kymakis. Nanoparticle-based plasmonic organic photovoltaic devices. *Mater. Today* **16**, 133 (2013).
21. М.Л. Дмитрук, С.З. Малинич. Поверхневі плазмонні резонанси та їх прояв у оптичних властивостях наноструктур благородних металів. *Укр. фіз. журн. Огляди* **9**, 3 (2014).
22. Y.M. Morozov, A.S. Lapchuk, M.L. Fu, A.A. Kryuchyn, H.R. Huang, Z.C. Le. Numerical analysis of end-fire coupling of surface plasmon polaritons in a metal-insulator-metal waveguide using a simple photoplastic connector. *Photon. Res.* **6**, 149 (2018).
23. В.И. Балькин, П.Н. Мелентьев. Оптика и спектроскопия единичной плазмонной наноструктуры. *УФН* **188**, 143 (2018).
24. J.M.J. Santillán, L.B. Scaffardi, D.C. Schinca. Quantitative optical extinction-based parametric method for sizing a single core-shell Ag-Ag₂O nanoparticle. *J. Phys. D* **44**, 105104 (2011).
25. J.M.J. Santillán, F.A. Videla, M.B. Fernández van Raap, D.C. Schinca, L.B. Scaffardi. Analysis of the structure, configuration, and sizing of Cu and Cu oxide nanoparticles generated by fs laser ablation of solid target in liquids. *J. Appl. Phys.* **113**, 134305 (2013).
26. А.В. Коротун, А.А. Коваль, В.И. Рева. Влияние оксидного покрытия на поглощение электромагнитного излучения сферическими металлическими наночастицами. *Ж. прикл. спектроск.* **86**, 549 (2019).
27. M. Liu, P. Guyot-Sionnest. Synthesis and optical characterization of Au/Ag core/shell nanorods. *J. Phys. Chem. B* **108**, 5882 (2004).
28. X.-Y. Gao, H.-L. Feng, J.-M. Ma, Z.-Y. Zhang, J.-X. Lu, Y.-S. Chen, S.-E. Yang, J.-H. Gu. Analysis of the dielectric constants of the Ag₂O film by spectroscopic ellipsometry and single-oscillator model. *Physica B* **405**, 1922 (2010).

29. N.I. Grigorchuk. Radiative damping of surface plasmon resonance in spheroidal metallic nanoparticle embedded in a dielectric medium. *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 3404 (2012).
30. N.I. Grigorchuk, P.M. Tomchuk. Optical and transport properties of spheroidal metal nanoparticles with account for the surface effect. *Phys. Rev. B* **84**, 085448 (2011).
31. Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (Мир, 1979), Т. 1.
32. I.I. Shaganov, T.S. Perova, K. Berwick. The effect of the local field and dipole-dipole interactions on the absorption spectra of noble metals and the plasmon resonance of their nanoparticles. *Photon. Nanostruct. Fund. Appl.* **27**, 24 (2017).
33. У. Харрисон. *Теория твердого тела* (Мир, 1972).
34. P.B. Johnson, R.W. Christy. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972).
35. J. Zhu, J.-J. Li, J.-W. Zhao. A computational study of the double-bands plasmonic light scattering of Al_2O_3 coated Al nanoshells in the deep-ultraviolet range. *Appl. Surf. Sci.* **314**, 145 (2014).
36. W.Y. Ching, Y.-N. Xu. Ground-state and optical properties of Cu_2O and CuO crystals. *Phys. Rev. B* **40**, 7684 (1989).
37. Е.М. Воронкова и др. *Оптические материалы для инфракрасной техники: Справочное издание* (Наука, 1965).
Одержано 04.01.21
- A. V. Korotun, Ya. V. Karandas, V. I. Reva, I. M. Titov*
- POLARIZABILITY OF TWO-LAYER METAL-OXIDE NANOWIRES
- Frequency dependences have been obtained for the real and imaginary parts and the absolute values of the components of the polarizability tensor of metal-oxide nanowires, as well as for the absorption and scattering cross-sections. The limiting cases of the “thick ” and “thin ” outer oxide layers are studied. Numerical calculations are performed for Al, Cu, and Ag wires coated with a corresponding oxide layer. The models where the dielectric constant of an oxide is either a constant or a function of the frequency are considered. In the last case, experimental frequency dependences of the refractive and extinction indices are used. The influence of the oxide layer thickness on the frequency dependences of the polarizability and the absorption and scattering cross-sections is analyzed. It is found that the presence of an oxide leads to a decrease in the frequency of surface plasmons in two-layer nanowires due to the influence of classical size effects.
- Keywords:* metal-oxide nanowire, polarization tensor, absorption cross-section, scattering cross-section, surface plasmons, dielectric function, size effect.