

УДК 621.311.1

Шило С.І.¹, Коротун А.В.^{2,3}

¹ старш. викл. НУ «Запорізька політехніка»

² проф. НУ «Запорізька політехніка»

³ с.н.с. ІМФ ім. Г.В. Курдюмова НАН України

ПІДСИЛЕННЯ ФОТОСТРУМУ В ТОНКОПЛІВКОВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТАХ ПРИ ВПРОВАДЖЕННІ В НАПІВПРОВІДНИК МЕТАЛЕВИХ НАНОЧАСТИНОК

Тонкоплівкові сонячні елементи внаслідок їх низької вартості вважаються альтернативою звичайним сонячним елементам (пластинам моно- або полікристалічного кремнію). Проте, технічні можливості тонкоплівкових елементів внаслідок слабого поглинання видимого світла є сильно обмеженими. Впровадження металевих (плазмонних) наночастинок у поглинаючий шар таких сонячних елементів дозволяє підвищити ефективність поглинання світла сонячними елементами внаслідок збудження поверхневого плазмонного резонансу. Також впровадження металевих наночастинок має наслідком підсилення фотоструму в окремих комірках сонячних елементів. Дослідженню цього явища присвячені роботи [1]. Проте, треба відмітити, що у цитованих роботах не враховувалася частотна залежність втрат енергії в плазмонних наночастинках. Тому задача розрахунку підсилення фотоструму в сонячних елементах з коректним врахуванням всіх механізмів релаксації у впроваджених наночастинках є актуальним.

Розглянемо поглинаючий шар тонкоплівкового сонячного елемента, в який впроваджено сферичні металеві наночастинки радіусом R . Підсилення

струму у фотокомірці за рахунок збудження поверхневого плазмонного резонансу визначається співвідношенням

$$\frac{I_m(\omega)}{I(\omega)} = 1 + \frac{3\beta C_0 R^3}{16\sqrt{2}\hbar} \frac{\omega^2 \mathcal{A}_f^2(\omega)}{(\hbar\omega - \Delta E_g)^{1/2}} \frac{m_p^*}{m_n^*} (m_n^* + m_p^*)^{3/2}, \quad (1)$$

де m_n^* і m_p^* – ефективні маси електронів і дірок; ΔE_g – ширина забороненої зони; β – відносна площа контакту металевої наночастинки з матеріалом сонячного елемента;

$$C_0 = \frac{4\pi R^3}{3} \frac{n_s}{H}, \quad (2)$$

де H – товщина тонкоплівкового елемента; n_s – поверхнева густина металевих наночастинок, а амплітудна функція

$$\mathcal{A}_f(\omega) = \frac{\omega_{sp}^2}{\sqrt{(\omega_{sp}^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma_{\text{eff}}^2 \omega^2}}. \quad (3)$$

У формулі (3) ω_{sp} – частота поверхневого плазмонного резонансу, а γ_{eff} – ефективна швидкість релаксації електронів у наночастинці

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s + \gamma_{\text{rad}}, \quad (4)$$

де $\gamma_{\text{bulk}} = \text{const}$ для кожного металу, а швидкості поверхневої релаксації та радіаційного загасання

$$\gamma_s = \mathcal{S}(\omega, R) \frac{v_F}{R}, \quad (5)$$

$$\gamma_{\text{rad}} = \frac{V}{6\pi} \sqrt{\frac{\infty + 2}{\epsilon_m}} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \mathcal{S}(\omega, R) \frac{v_F}{R}. \quad (6)$$

У формулах (5) і (6): v_F – ферміївська швидкість електронів; $V = 4\pi R^3/3$ – об'єм наночастинки; ϵ_m – діелектрична проникність речовини сонячного елемента; ω_p – плазмова частота; ∞ – внесок міжзонних переходів у діелектричну функцію, а розмірно-частотна залежність параметру втрати когерентності має вигляд [2]

$$\mathcal{S}(\omega, R) = \frac{3}{4} \frac{1}{\omega^2 + 2\omega_m} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left[1 - \frac{2v_s}{\omega} \sin \frac{\omega}{v_s} + 2 \left(\frac{v_s}{\omega} \right)^2 \left(1 - \cos \frac{2v_s}{\omega} \right) \right], \quad (7)$$

де $v_s = v_F/2R$ – частота індивідуальних осциляцій електронів.

Частоту поверхневого плазмонного резонансу знайдемо з умови

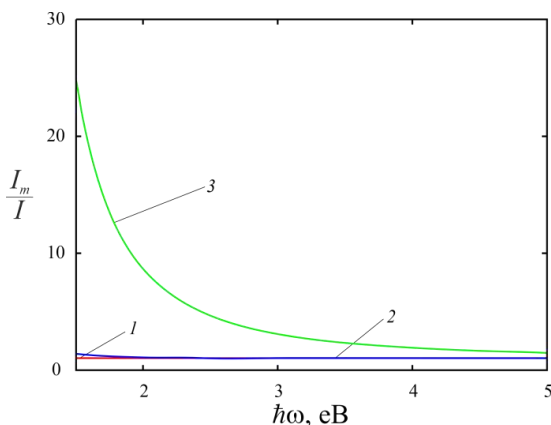
$$\operatorname{Re}(\omega_{sp}) + 2\omega_m = 0, \quad (8)$$

де, згідно моделі Друде

$$\operatorname{Re}(\omega_{sp}) = \omega^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega_{sp}^2 + \gamma_{\text{eff}}^2(\omega_{sp})}, \quad (9)$$

а залежність $\gamma_{\text{eff}}(\omega_{sp})$ можна отримати з формул (4) – (7) за умови $\omega = \omega_{sp}$.

Розрахунки підсилення фотоструму при впровадженні в тонкий шар ($H = 1$ мкм) кремнію срібних наночастинок проводилися за формулою (1). Відповідні криві для випадку наночастинок із $R = 10, 25, 50$ нм наведено на рис. 1. Результати розрахунків вказують суттєве підсилення фотоструму у видимій області спектра при впровадженні відносно великих наночастинок, причому це підсилення зменшується зі збільшенням частоти.



1 – $R = 10$ нм; 2 – $R = 25$ нм; 3 – $R = 50$ нм.

Рисунок 1 – Частотна залежність підсилення фотоструму при впровадженні срібних наночастинок різного розміру у шар кремнію товщиною $H = 1$ мкм.

Запропоновано математичну модель для розрахунку підсилення струму в тонкоплівкових сонячних елементах при впровадженні в них сферичних металевих наночастинок внаслідок збудження поверхневого плазмонного резонансу.

Для випадку впровадження срібних наночастинок у тонкий шар кремнію встановлено доцільність використання достатньо крупних плазмонних наночастинок.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Jacak W.A. Quantum Nano Plasmonics. Cambridge University Press, 2020. – 320 p.
2. Korotun A.V., Moroz H.V., Korolkov R.Yu. // Functional Materials. – 2024. – V. 31. – No 1. – P. 119–127.