

УДК 535.343

Коротун А.В.¹, Погосов В.В.², Курбацький В.П.¹, Белякін Ю.Ю.³

¹ доц. ЗНТУ

² проф. ЗНТУ

³ студ. гр. РТЗ-314м ЗНТУ

ДІЕЛЕКТРИЧНА ФУНКЦІЯ БІМЕТАЛЕВИХ НАНОЧАСТИНОК

Рівень розвитку нанотехнологій, досягнутий в останні десятиліття, привів до вдосконалення методів синтезу наночастинок. При цьому на їх оптичні властивості впливає не лише зміна розмірів і форми частинок, але і варіація їх внутрішньої структури і складу. Особливий інтерес серед подібних об'єктів викликають біметалеві наносистеми. Це зумовлено додатковими можливостями з керування оптичними властивостями матеріалу на їх основі, що виникають при зміні морфології наночастинок від неупорядкованого сплаву до шаруватих структур типу «ядро – оболонка» ($A@B$) [1], в яких метал A (ядро) знаходиться в оболонці металу B .

Діелектрична функція металеві сфери радіусом r , вкритої шаром іншого металу товщиною t , визначається виразом [2]:

$$T_{\text{core-shell}} = T_{\text{shell}} \frac{2Q^3 (T_{\text{core}} - T_{\text{shell}}) + (2T_{\text{shell}} + T_{\text{core}})}{(2T_{\text{shell}} + T_{\text{core}}) - Q^3 (T_{\text{core}} - T_{\text{shell}})}, \quad (1)$$

де $Q = 1 - t/(r+t)$, а діелектричні функції металевих ядра та оболонки описуються виразами Друде

$$T_{\text{core}}(\omega) = T_c^\infty - \frac{\omega_{p,c}^2 \tau_c^2}{1 + \omega^2 \tau_c^2} + i \frac{\omega_{p,c}^2 \tau_c}{\omega(1 + \omega^2 \tau_c^2)}; T_{\text{shell}}(\omega) = T_s^\infty - \frac{\omega_{p,s}^2 \tau_s^2}{1 + \omega^2 \tau_s^2} + i \frac{\omega_{p,s}^2 \tau_s}{\omega(1 + \omega^2 \tau_s^2)}. \quad (2)$$

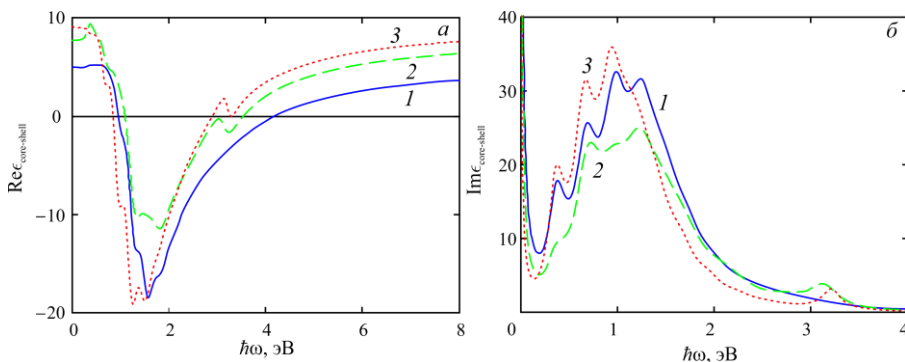
Тут $T_{c(s)}^\infty$ – компоненти, що описують внесок іонного остову металів ядра та оболонки; $\omega_{p,c(s)} = \sqrt{e^2 \bar{n}_{c(s)} / T_0 m_{c(s)}^*}$ – плазмова частота, що відповідає металам ядра та оболонки, $\bar{n}_{c(s)}$, $m_{c(s)}^*$ і $\tau_{c(s)}$ – концентрація, ефективна маса і час релаксації електронів провідності в ядрі та оболонці.

Для врахування розмірних ефектів у рамках моделі Друде у формулах (2) для діелектричних функцій металевих ядра та оболонки величину $\tau_{c(s)}$ потрібно замінити на $\tau_{\text{eff}}^{c(s)}$, що визначається [3,4]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}^{c(s)}} = \frac{1}{\tau_{\text{bulk}}^{c(s)}} + \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_{p,c(s)}}{\omega} \right)^2 \left[1 - \frac{2v_s^{c(s)}}{\omega} \sin \frac{\omega}{v_s^{c(s)}} + \frac{2v_s^{c(s)2}}{\omega^2} \left(1 - \cos \frac{\omega}{v_s^{c(s)}} \right) \right] \frac{v_F^{c(s)}}{r_{c(s)}}, \quad (3)$$

де $v_s^{c(s)} = v_F^{c(s)} / 2r_{c(s)}$; $v_F^{c(s)}$ – швидкість Фермі, а $r_c = r$ для ядра і $r_s = t$ – для оболонки.

Розрахунки діелектричної функції сферичних наночастинок Ag@Au показали (рис. 1), що за відносно малих частот на кривих частотних залежностей дійсної та уявної частин помітні дрібномасштабні осциляції. Наявність подібних осциляцій зумовлена класичними розмірними ефектами, що виникають внаслідок близькості розміру наночастинок і довжини хвилі падаючого випромінювання з даного спектрального діапазону. Крім того, на кривих $\text{Re}\epsilon_{\text{core-shell}}(\hbar\omega)$ і $\text{Im}\epsilon_{\text{core-shell}}(\hbar\omega)$ спостерігаються розщеплення мінімумів і максимумів, що пояснюється поглинанням і розсіянням електромагнітних хвиль, як в ядрі, так і в оболонці.



a – дійсна частина; b – уявна частина

1 – $t=1$ нм; 2 – $t=5$ нм; 3 – $t=10$ нм

Рисунок 1 – Частотні залежності діелектричної функції частинок Ag@Au радіусом 10 нм за різних значень товщини оболонки

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. R.G. Chaudhuri, S. Paria // Chem. Rev. V. 112. P. 2373–2433 (2012).

2. Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИИЛ, 1961. 536 с.
3. U. Kreibig, M. Vollmer. Optical Properties of Metal Clusters. Berlin: Springer, 1995. 527 p.
4. N.I. Grigorchuk, P.M. Tomchuk // Phys. Rev. B. V. 84, No8. id. 085448 (2011).