

PACS numbers: 71.35.Aa, 71.45.Gm, 73.20.Mf, 78.67.Bf, 78.67.Sc, 81.07.Pr, 82.35.Np

Оптичне поглинання нанокompозитом зі сферичними гібридними наночастинками

А. В. Коротун^{*,**}, Н. А. Смирнова^{*}, І. М. Тітов^{***}, Г. М. Шило^{****}

^{*}Національний університет «Запорізька політехніка»,
вул. Жуковського, 64,
69063 Запоріжжя, Україна

^{**}Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна

^{***}UAD Systems,
вул. Олександрівська, 84,
69002 Запоріжжя, Україна

^{****}Запорізький національний університет,
вул. Жуковського, 66,
69600 Запоріжжя, Україна

Досліджено оптичні властивості композитів діелектрична матриця–шарувата частинка-включення зі структурою «металеве ядро–оболонка J-агрегату». Проведено розрахунки частотних залежностей діелектричних функцій шаруватих наночастинок, а також ефективної діелектричної функції та коефіцієнта поглинання композитів у рамках класичного та розмірноскоригованого моделів ефективного середовища Максвелл-Гарнетта. Показано, що в досліджуваних композитних наночастинках

Corresponding author: Andriy Vitaliyovych Korotun
E-mail: andko@zp.edu.ua

^{*}Zaporizhzhia Polytechnic National University,
64 Zhukovsky Str., UA-69063 Zaporizhzhia, Ukraine

^{**}G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine

^{***}UAD Systems,
84 Oleksandriv's'ka Str., UA-69002 Zaporizhzhia, Ukraine

^{****}Zaporizhzhya National University,
66 Zhukovsky Str., UA-69600 Zaporizhzhia, Ukraine

Citation: A. V. Korotun, N. A. Smyrnova, I. M. Titov, and H. M. Shylo, Optical Absorption of a Nanocomposite with Spherical Hybrid Nanoparticles, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 45, No. 5: 569–591 (2023) (in Ukrainian). DOI: [10.15407/mfint.45.05.0569](https://doi.org/10.15407/mfint.45.05.0569)

збуджуються одна екситонна та дві гібридні плазмон-екситонні моди. Пояснено природу осциляцій дійсної й уявної частин діелектричної функції шаруватих частинок в інфрачервоній області частот. Побудовано наближений аналітичний модель для визначення частот гібридних плазмон-екситонних резонансів і встановлено, що ці частоти істотно залежать від вмісту металу в наночастинці. Знайдено умову, за якої перший максимум уявної частини діелектричної функції наночастинки потрапляє в інфрачервоний діапазон спектру. Показано, що частоти гібридних мод нанокompозиту істотно залежать від розмірів ядра й оболонки, а третій максимум уявної частини ефективної діелектричної функції знаходиться в ультрафіолетовому діапазоні частот. Доведено, що розмірна корекція моделю Максвелл-Гарнетта має сенс лише для дослідження частотних залежностей коефіцієнта поглинання нанокompозиту, а різниця в результатах розрахунку ефективної діелектричної функції є незначною. Простежено зміни амплітуди та положень максимумів уявних частин діелектричних функцій частинок і композиту та коефіцієнта поглинання, а також кількості їх зі зміною розмірів і матеріалів ядра й оболонки частинок-включень. Встановлено, що зі зменшенням вмісту металу в частинці-включенні має місце зближення максимумів коефіцієнта поглинання композиту, а зі збільшенням — навпаки, віддалення.

Ключові слова: наближення ефективного середовища, оптичні властивості нанокompозитів, гібридні плазмон-екситонні резонанси, коефіцієнт поглинання, ефективна діелектрична функція, сферичні гібридні наночастинки, J-агрегат.

The optical properties of composites consisting of inclusion particles of 'metal core–J-aggregate shell' structure within the dielectric matrix are investigated. Calculations of the frequency dependences of the dielectric functions of layered nanoparticles, the effective dielectric function, and the absorption coefficient of composites are carried out by using the classical and dimensionally adjusted Maxwell-Garnett models of effective medium. As shown, one exciton and two hybrid plasmon–exciton modes are excited in the investigated composite nanoparticles. The nature of oscillations of the real and imaginary parts of the dielectric function of layered particles in the infrared frequency range is explained. The approximate analytical model is constructed to determine the frequencies of hybrid plasmon–exciton resonances. As found out, these frequencies are significantly dependent on the metal content in the nanoparticle. The condition is defined, under which the first maximum of the imaginary part of the dielectric function of a nanoparticle falls into the infrared range of the spectrum. As shown, the frequencies of the hybrid modes of the nanocomposite depend significantly on the dimensions of the core and shell. The third maximum of the imaginary part of the effective dielectric function is located in the ultraviolet frequency range. As proved, the dimensional correction of the Maxwell-Garnett model is used, when the frequency dependences of the absorption coefficient of nanocomposite are studied, and the difference in the results of the calculation of the effective dielectric function is insignificant. The changes of the amplitude, the positions and the numbers of maxima of the imaginary parts of the dielectric functions of particles and composite as well as the absorption coefficient are traced, when

the sizes and materials of the core and shell of the inclusion particles are changed. It is represented that, if the metal content is decreased in the inclusion particle, the maxima of the absorption coefficient of the composite are converged, and if the metal content is increased, then the maxima are moved apart.

Key words: effective medium approximations, optical properties of nanocomposites, hybrid plasmon–exciton resonances, absorption coefficient, effective dielectric function, spherical hybrid nanoparticles, J-aggregate.

(Отримано 24 січня 2023 р.; остаточн. варіант — 28 лютого 2023 р.)

1. ВСТУП

Останнім часом інтенсивно досліджуються оптичні властивості гібридних наночастинок і різноманітних структур нанометрового масштабу, а також ефекти їх взаємодії зі світловими полями [1–7]. Інтерес до вивчення подібних систем зумовлений як фундаментальними роботами в області нанофотоніки та наноплазмоніки, так і тим, що створені на їх основі наноматеріали активно використовуються в дослідженнях і розробках фотонних, оптоелектронних, світловипромінювальних і світлопоглинальних пристроїв нового покоління [6, 8, 9]. Зокрема, ведуться дослідження і розробки в області напівпровідникових і органічних світловипромінювальних діодів, польових транзисторів, фотовольтаїчних елементів, оптичних перемикачів та елементів пам'яті. Значну увагу приділяють роботам зі створення елементної бази нанофотонних інтегральних схем, нанолазерів і низки інших пристроїв, що працюють на основі ефектів субхвильової оптики, квантово-розмірних, нелінійно-оптичних і плазмонно-індукованих явищ.

Разом із розробкою нових фізичних принципів функціонування фотонних, оптоелектронних і світловипромінювальних пристроїв багато актуальних задач нанофотоніки тісно пов'язані з вивченням і моделюванням оптичних властивостей різноманітних гібридних наноструктур «метал–діелектрик» і «метал–напівпровідник» і створених на їх основі композитних наноматеріалів [10–13]. Типовими прикладами можуть бути лінзи або лінзові матриці, дифракційні і нелінійні оптичні елементи, фотонні кристали і метаповерхні, широко використовувані у фотоніці для маніпулювання світлом [13–15]. Однією з основних переваг світлочутливих наноконкомпозитів є можливість створення необхідних оптичних елементів *in situ* в необхідному місці, які також можуть використовуватися як форми для реплікації. Не менш важливою є можливість суміщення функцій таких елементів як необоротня або оборотня оптичні пам'яті, люмінесценція, оптична нелінійність, зчитування різних сигналів. Ці характеристики можуть бути об'єднані в наноконкомпозитах шля-

хом вірного вибору компонентів мономеру матриці, ініціаторів, а також різних органічних або неорганічних наночастинок-наповнювачів, що забезпечують необхідну функціональність.

Окремий інтерес становить дослідження наносистем, що складаються з металевих наночастинок і складних молекулярних комплексів, у тому числі впорядкованих молекулярних J-агрегатів барвників. Композитні двошарові наночастинок типу «ядро-оболонка» з металевим ядром і зовнішньою J-агрегатною оболонкою різної форми і розмірів мають унікальні оптичні властивості. Ці властивості значно відрізняються як від властивостей металевієї підсистеми, так і від властивостей окремих молекул або молекулярних J-агрегатів.

В цьому контексті відзначимо, що перспективність застосування композитних наноструктур на основі J-агрегатів ціанінових барвників в оптоелектроніці було експериментально продемонстровано на прикладі системи «колоїдна квантова точка-J-агрегат» [16]. Було показано, що подібні структури можуть успішно використовуватися для розробки фотодетекторів, для ефективного збирання і перетворення світлової енергії, а також для багатократного збільшення ефективності флуоресценції. Крім того, гібридні метал-органічні наноструктури можуть виявитися перспективними і для здійснення ефективної когерентної передачі близькопольової взаємодії у нанофотонному пристрої та для здійснення ефективного поглинання випромінювання видимого і близького інфрачервоного діяпазону з метою застосування подібних наноструктур при розробці фотовольтаїчних елементів.

До недавнього часу ефекти взаємодії Френкелевих екситонів з поверхневими плазмонами досліджувалися переважно у гібридних метал-органічних структурах із планарною геометрією, зокрема, у тонких металевих плівках, вкритих молекулярними J-агрегатами та органічних напівпровідниках (ціанінових барвниках, впроваджених у полімерну матрицю), нанесених на металеву плівку [17–20]. У цьому випадку електромагнетний зв'язок екситонів Френкеля здійснюється з плазмонами, що поширюються вздовж плоскої поверхні поділу «метал-діелектрик» або «метал-напівпровідник».

В роботі [21] було продемонстровано J-агрегацію ціанінового барвника на сферичній поверхні наночастинок благородного металу у водному розчині. Аналогічні наночастинок «метал-J-агрегат» були потім синтезовані та експериментально досліджені в [22–30].

Пояснення основних закономірностей у спектрах поглинання срібних та золотих наночастинок малого радіуса ($r \leq 10$ нм), вкритих J-агрегатами ціанінового барвника ТС (3,3'-disulfopropyl-5,5'-dichlorothiacyanine sodium salt), було дано в роботах [23, 27–29, 31] у рамках квазістатичного наближення з використанням аналітичного моделю для дипольної поляризованості двох концентричних

сфер. Детальні розрахунки й аналізу оптичних властивостей двошарових наночастинок «метал–J-агрегат» у широкій області геометричних параметрів і діелектричних констант матеріалів, що складають частинку, проведено у [32] на основі узагальненої теорії Мі. У вказаній роботі було дано пояснення ефектів зв'язку Френкелевих екситонів J-агрегатної оболонки з дипольними та мультипольними плазмонами, локалізованими в ядрі частинки та досліджено частотну залежність перерізу поглинання наночастинок Me@J, але властивості композиту з такими частинками не досліджувалися. Крім того, відомо, що вказана теорія адекватно описує оптичні властивості композитів лише із малою (< 5%) концентрацією частинок-включень, а у випадку більших концентрацій справедливою є теорія Максвелл-Гарнетта [33].

Тому дослідження оптичних властивостей композитів із сферичними металевими наночастинками, вкритими шаром молекулярного J-агрегату, в рамках теорії Максвелл-Гарнетта є актуальною задачею.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

2.1. Теорія ефективного середовища

Розглянемо композит, в якому матричним середовищем є діелектрик із проникністю ϵ_m , в який втілено сферичні двошарові наночастинки із загальним радіусом R . Ядром наночастинок є метал, оптичні властивості якого описуються діелектричною функцією $\epsilon_c(\omega)$, а оболонкою — шар органічних молекул J-агрегату із діелектричною функцією $\epsilon_j(\omega)$ (рис. 1).

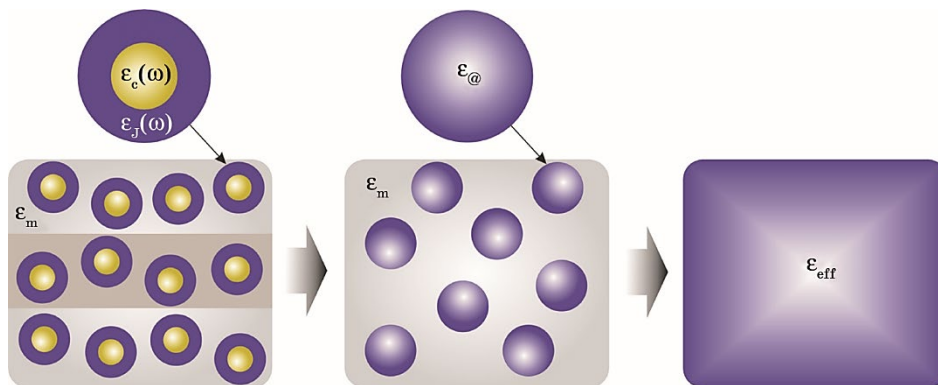


Рис. 1. Геометрія задачі.

Fig. 1. Geometry of the problem.

Оптичні властивості композитних середовищ можуть значно відрізнятися як від властивостей об'ємних матеріалів, так і окремих наночастинок, що формують композит, і визначаються розміром, формою і впорядкованістю складових наночастинок, ступенем заповнення середовищ наночастинками, а також відношенням відстані між наночастинками до довжини хвилі падаючого випромінювання. Якщо довжина хвилі набагато більша за характерні розміри неоднорідності у нанокompозиті, то можна скористатися теорією ефективного середовища [5]. В рамках даного моделю ансамбль наночастинок у діелектрику можна розглядати як нове середовище з деякою «ефективною» діелектричною проникністю.

Істотними перевагами цього підходу є те, що: в його рамках для аналізу поширення випромінювання в композитному середовищі відсутня необхідність розв'язувати Максвеллові рівняння в кожній точці простору; знаючи оптичні параметри кожного з компонентів композиту, а також їхні концентрації та геометричні форми, можна визначити параметри всього середовища як цілого.

Зазвичай у моделю ефективного середовища для розв'язання оптичних задач користуються електростатичним наближенням, умовою застосовності якого є малий розмір наночастинок і мала відстань між ними порівняно з довжиною хвилі у середовищі. В іншому разі необхідно враховувати розсіяння на наночастинках та інтерференцію розсіяних хвиль.

Для композиту, що складається з двох чи більше компонентів або фаз теорія Максвелл-Гарнетта [34] дає можливість описати оптичні властивості композиту, а саме, — залежність діелектричної проникності від концентрацій включень в ньому. Якщо композит складається з двох компонентів, які мають діелектричні проникності $\varepsilon_{@}(\omega)$ та ε_m , чинник заповнення середовища (об'ємний вміст включень) β , то ефективна діелектрична проникність має вигляд:

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{clas}}(\omega) = \varepsilon_m \left(1 + 3\beta \frac{\varepsilon_{@}(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_{@}(\omega) + 2\varepsilon_m} \right), \quad (1)$$

де $\varepsilon_{@}(\omega)$ визначається співвідношенням [35, 36]

$$\varepsilon_{@} = \varepsilon_J \frac{1 + 2\beta_c \delta_{@}}{1 - \beta_c \delta_{@}}, \quad (2)$$

а β_c — об'ємний вміст металу у частинці

$$\delta_{@} = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_J}{\varepsilon_c + 2\varepsilon_J}. \quad (3)$$

Знаючи ефективну діелектричну проникність композитного се-

редовища, можна розрахувати його коефіцієнт поглинання [37]

$$\eta(\omega) = \frac{2\omega}{c\sqrt{\varepsilon_m}} \operatorname{Im} \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}(\omega)}, \quad (4)$$

де c — швидкість світла, ω — частота падної електромагнетної хвилі.

Відзначимо, що класична теорія Максвелл-Гарнетта не враховує вплив розміру наночастинок, тому в [38] було запропоновано розмірнокориговану теорію Максвелл-Гарнетта, в рамках якої ефективна діелектрична проникність визначається наступним співвідношенням:

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}} = \varepsilon_m \frac{\varepsilon_{@}(1 + 2\beta) + 2\varepsilon_m(1 - \beta) + (\varepsilon_m - \varepsilon_{@})(1 - \beta)\Delta}{\varepsilon_{@}(1 - \beta) + \varepsilon_m(2 + \beta) + (\varepsilon_m - \varepsilon_{@})(1 - \beta)\Delta}, \quad (5)$$

де

$$\Delta = x^2 + \frac{2}{3}ix^3, \quad x = \sqrt{\varepsilon_m} \frac{\omega R}{c}. \quad (6)$$

Ця теорія розглядає композит, який складається з випадково розташованих дисперсних частинок-включень у діелектричній матриці. При цьому тут введено припущення, що абсолютно всі включення в матриці мають однакову форму та однакові розміри, значно менші за довжину хвилі світла. Надалі для розрахунків використовуватимемо «класичну» і «розмірнокориговану» теорію Максвелл-Гарнетта.

2.2. Оптичні властивості молекулярних J-агрегатів ціанінових барвників

Молекулярні J-агрегати представляють собою нанокластери нековалентно зв'язаних органічних молекул барвника, в яких завдяки трансляційному порядку електронні збудження окремих молекул колективізуються, утворюючи Френкелеві екситонні стани [39].

Найбільш схильними до утворення полімолекулярних агрегатів є поліметинові (ціанінові) барвники. Вони також відрізняються особливо ефективним поглинанням світла. Найбільш широко використовувані барвники такого типу можна описати структурною формулою (рис. 2). Тут замість Z можуть бути O, S, Se, NR, $-\text{CH}=\text{CH}-$ та інші R, R₁–R_x — різні замісники; n може набувати значень від 0 до 7, X[±] — протийон [40, 41].

Особливості структури хромофорної частини цих молекул та зміна знаку π -зарядів уздовж поліметинового ланцюга барвника зумовлюють схильність поліметинових барвників до J-агрегації [41].

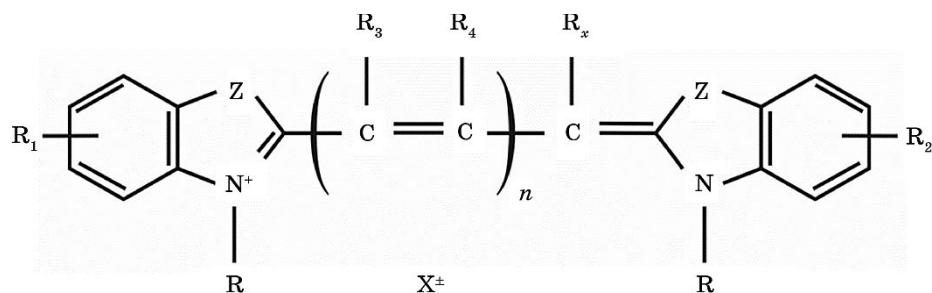


Рис. 2. Структурна формула амідієвого йона [44].

Fig. 2. The structural formula of amide ion [44].

Їхні сполуки добре поглинають світло у видимій та інфрачервоній областях спектру через чергування знаків π -зарядів уздовж хромофорного ланцюжка та зміни їх на протилежні зі збудженням зовнішнім випроміненням. З іншого боку, через чергування знаків зарядів барвники добре адсорбуються на поверхні йонних кристалів.

Молекули ціанінових барвників переважно двомірні з кутами між площинами гетероциклів меншими 15° . Це сприяє утворенню вузьких селективних смуг поглинання. Також через це ціаніни схильні до агрегації типу площина–площина зі зсувом молекул одна відносно одної для оптимальної π - π -зарядової взаємодії протилежно заряджених метинових груп сусідніх молекул.

Визначальним структурним параметром для спектральних властивостей агрегатів є кут пакування молекул у ньому [40,41]. Елементарним агрегатом, очевидно, є димер D. Його максимум поглинання зсунутий відносно максимуму поглинання мономеру M у бік коротких хвиль. Для випадку такого найпростішого агрегату взаємодія молекул та його результат розглядаються у моделю Мак-Рея–Каша [42, 43].

На рисунку 3 схематично зображені основний енергетичний стан (G) та розщеплений за рахунок міжмолекулярної взаємодії збуджений стан (E). Можливість електронного переходу залежить від кута α між диполями та віссю агрегату (віссю, що зв'язує центри молекул в агрегаті). Коли кут $\alpha = 90^\circ$, найбільш імовірним є спектральний перехід у верхній збуджений стан, а перехід на нижній стан є забороненим. Для $\alpha = 0^\circ$ ймовірність переходу у нижній збуджений стан переважає (смуги поглинання димера зсуваються у бік довгих хвиль). У загальному випадку ймовірність переходу у верхній збуджений стан вище при $\alpha > 54^\circ$, в інших випадках ($\alpha < 54^\circ$) найбільш імовірний перехід у нижній збуджений стан.

Аналогічно розглядається модель J-агрегатів. У цьому випадку кілька молекул барвника розташовуються як карти в зсунутій колоді або як сходинки на сходах. Кут зсуву молекул визначає спект-

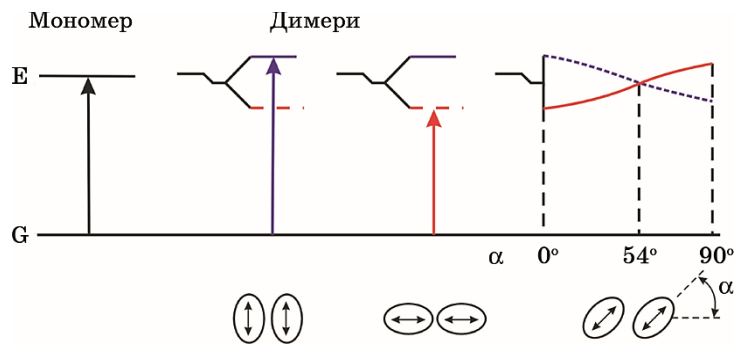


Рис. 3. Діяграма енергетичних рівнів мономера барвника та його димерів залежно від кута між напрямками диполів переходів та віссю агрегату: G — основний стан, E — збуджені стани [44].

Fig. 3. Diagram of the energy levels of the dye monomer and its dimers depending on the angle between the directions of the transition dipoles and the axis of the aggregate: G is the ground state, E are excited states [44].

ральне положення максимуму поглинання агрегату [44]. J-агрегатам тоді відповідають кути $\alpha = 30^\circ$ і $\alpha = 19^\circ$. Структура, що відповідає другому випадку, називається структурою «цегляної кладки» і є найбільш обґрунтованою на сьогодні [45].

Крім того, за дії на J-агрегати світлового випромінювання в них відбувається збудження екситонних мод, а якщо J-агрегати входять до складу композитних наночастинок, то можливим стає збудження гібридних плазмон-екситонних мод.

2.3. Діелектричні функції металевого ядра та оболонки J-агрегату

Вважатимемо, що оптичні властивості металевого ядра описуються моделлю Друде

$$\varepsilon_c(\omega) = \varepsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{eff})}, \quad (7)$$

де ω_p — плазмова частота, ε^∞ — внесок кристалічної ґратниці в діелектричну функцію, а ефективна швидкість релаксації у наночастинках γ_{eff} визначається адитивним внеском об'ємної та поверхневої релаксацій [46]:

$$\gamma_{eff} = \gamma_{bulk} + \gamma_s. \quad (8)$$

Швидкість об'ємної релаксації можна вважати сталою величиною, тоді як швидкість поверхневої релаксації є розмірно- і часто-

тозалежною функцією [46]

$$\gamma_s = \mathcal{S}(\omega, R) \frac{v_F}{R_c}, \quad (9)$$

де v_F — швидкість Фермі електронів, а ефективний параметер, що описує ступінь втрати когерентності для сферичних наночастинок, має вигляд [46]

$$\mathcal{S}(\omega, R) = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left[1 - \frac{2v_s}{\omega} \sin \frac{\omega}{v_s} + \frac{2v_s^2}{\omega^2} \left(1 - \cos \frac{\omega}{v_s} \right) \right], \quad (10)$$

а $v_s = v_F/2R_c$ — частота індивідуальних осциляцій електронів.

В свою чергу, оптичні властивості J-агрегату описуються діелектричною функцією [28]

$$\varepsilon_J(\omega) = \varepsilon_J^\infty + \frac{f\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_J}, \quad (11)$$

де ε_J^∞ — значення діелектричної проникності вдалині від центру J-смуги поглинання, f — приведена сила осцилятора, ω_0 — частота, що відповідає центру смуги, γ_J — ширина Лоренцевого контуру J-смуги.

Надалі співвідношення (1), (2), (4), (5) з урахуванням формул (3), (6)–(11) використовуються для одержання чисельних результатів.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Розрахунки проводилися для нанокompозиту з частинками-включеннями типу «металеве ядро–шар J-агрегату» за різних розмірів ядра та різних товщин оболонки. Як матричне середовище розглядався тефлон ($\varepsilon_m = 2,3$). Параметри металів і ціанінових барвників наведено у табл. 1 і 2 відповідно.

На рисунку 4 наведено частотні залежності дійсної й уявної частин діелектричної функції гібридної наночастинок $\text{Ag}@TC$ з фіксованим радіусом ядра і різною товщиною оболонки. Відмітимо, що $\text{Re } \varepsilon_{@}(\omega)$ є знакозмінною функцією частоти, тоді як $\text{Im } \varepsilon_{@}(\omega) > 0$ у всьому досліджуваному діапазоні частот. В інфрачервоній області частот на кривих $\text{Re } \varepsilon_{@}$ та $\text{Im } \varepsilon_{@}$ для частинок з $R_c = 10$ і 20 нм помітні осциляції, пов'язані з осцилювними доданками у формулі (10).

Три максимуми $\text{Im } \varepsilon_{@}(\omega)$ відповідають збудженням однієї екситонної та двох плазмон-екситонної мод композитної частинки. Частоти цих мод можна наближено одержати з умови

$$d\varepsilon_{@}(\omega) / d\omega = 0. \quad (12)$$

ТАБЛИЦЯ 1. Параметри металів (див., наприклад, [35, 47] та посилання у них).**TABLE 1.** Metal parameters (see, for example, [35, 47] and references therein).

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

Частотні залежності дійсної й уявної частин діелектричної функції наночастинки Ag@TC з фіксованою товщиною оболонки зображено на рис. 5. Тут криві $\text{Re } \varepsilon_{@}(\omega)$ та $\text{Im } \varepsilon_{@}(\omega)$ подібні до аналогічних кривих на рис. 4.

Так, зі зменшенням радіуса ядра (а, отже, і зменшенням вмісту металу в частинці) має місце «блакитний» зсув першого та третього максимумів $\text{Im } \varepsilon_{@}(\omega)$ з одночасним зменшенням їхньої амплітуди.

Відмінністю від попереднього випадку є лише те, що перший максимум $\text{Im } \varepsilon_{@}(\omega)$ для наночастинок Ag@TC з ядром відносно великого радіуса ($R_c = 50$ нм) знаходиться у близькій інфрачервоній області спектра.

Цей факт свідчить про сильну розмірну залежність резонансних частот гібридних плазмон-екситонних мод.

На рисунку 6 продемонстровано частотні залежності дійсної та уявної частин діелектричної функції композиту з наночастинками Ag@TC за фіксованого радіуса металевого ядра.

Наявність трьох максимумів уявної частини діелектричної функції наноккомпозиту з частинками Ag@TC пояснюється збудженням

ТАБЛИЦЯ 2. Параметри J-агрегатів (див., наприклад, [28] та посилання у ньому).**TABLE 2.** Parameters J-aggregates (see, for example, [28] and references therein).

Параметер	J-агрегати		
	TC	OC	PC
ε_J^∞	1	1	2,9
$\hbar\omega_0, \text{ eV}$	2,68	3,04	2,13
f	0,90	0,01	0,10
$\hbar\gamma_J, \text{ eV}$	0,066	0,039	0,033

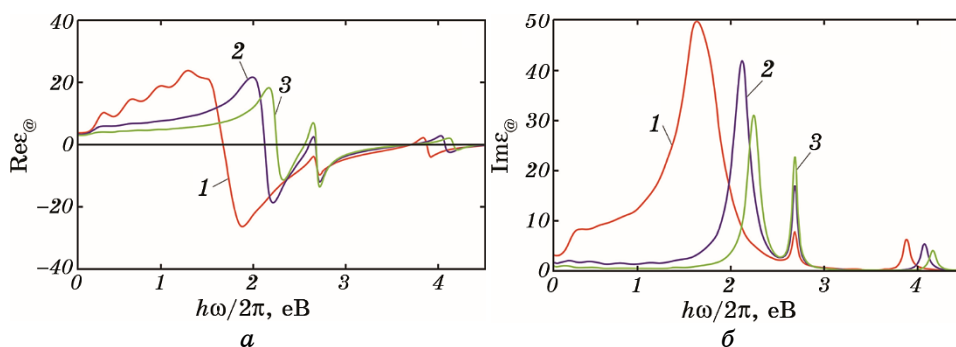


Рис. 4. Частотні залежності дійсної (а) й уявної (б) частин діелектричної функції гібридних наночастинок Ag@TC з фіксованим радіусом ядра ($R_c = 10$ нм) за різної товщини оболонки: 1 — $t = 1$ нм, 2 — $t = 3$ нм, 3 — $t = 5$ нм.

Fig. 4. Frequency dependences of the real (a) and imaginary (b) parts of the dielectric function of Ag@TC hybrid nanoparticles with a fixed core radius ($R_c = 10$ nm) and different shell thicknesses: 1 — $t = 1$ nm, 2 — $t = 3$ nm, 3 — $t = 5$ nm.

трьох плазмон-екситонних мод композитної частинки внаслідок взаємодії між поверхневим плазмоном металевого ядра та екситоном оболонки.

Для наближеного визначення частот цих гібридних мод можна використати наступний аналітичний підхід: з умови $\varepsilon_{\text{eff}}(\omega) \rightarrow \infty$ випливає рівняння:

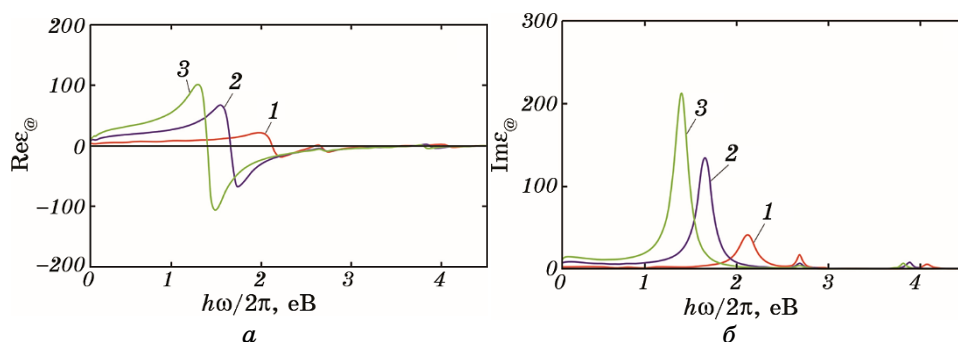


Рис. 5. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин діелектричної функції гібридних наночастинок Ag@TC з фіксованою товщиною оболонки ($t = 3$ нм) за різного радіуса ядра: 1 — $R_c = 10$ нм, 2 — $R_c = 20$ нм, 3 — $R_c = 50$ нм.

Fig. 5. Frequency dependences of the real (a) and imaginary (b) parts of the dielectric function of Ag@TC hybrid nanoparticles with a fixed shell thickness ($t = 3$ nm) for different core radius: 1 — $R_c = 10$ nm, 2 — $R_c = 20$ nm, 3 — $R_c = 50$ nm.

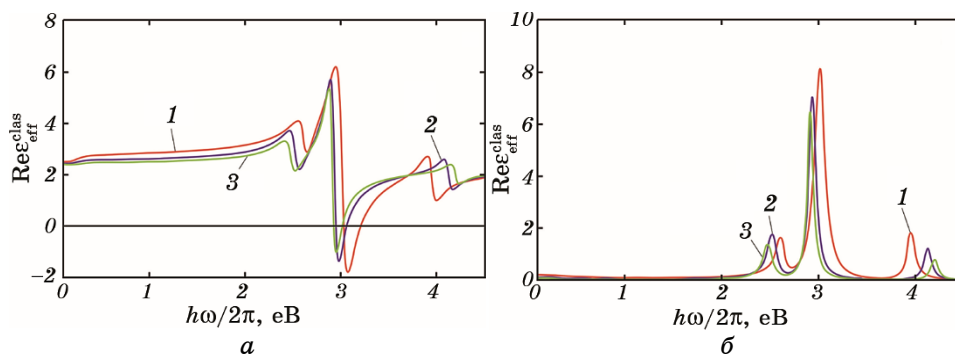


Рис. 6. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин ефективної діелектричної функції композиту з гібридними наночастинками Ag@TC у тефлоні ($\beta = 0,10$), розраховані за класичною теорією Максвелл-Гарнетта за тих же значень геометричних параметрів частинки, що і на рис. 4.

Fig. 6. Frequency dependences of the real (a) and imaginary (б) parts of the effective dielectric function of the composite of Ag@TC hybrid nanoparticles in Teflon ($\beta = 0,10$), calculated according to Maxwell-Garnett classical theory for the same values of the geometric parameters of the particle as in Fig. 4.

$$\operatorname{Re} \varepsilon_{\text{@}} = \varepsilon_{\text{J}} \frac{1 + 2\beta_{\text{c}} \delta_{\text{@}}}{1 - \beta_{\text{c}} \delta_{\text{@}}} = -2\varepsilon_{\text{m}}; \quad (13)$$

вважаємо, що процесами релаксації в ядрі та оболонці можна знехтувати ($\gamma_{\text{eff}} = \gamma_{\text{J}} = 0$); у цьому випадку співвідношення (7) і (11) матимуть вигляд

$$\varepsilon_{\text{c}}(\omega) = \varepsilon^{\infty} - \frac{\omega_{\text{p}}^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon_{\text{J}}(\omega) = \varepsilon_{\text{J}}^{\infty} - \frac{f\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2}. \quad (14)$$

Підставляючи вирази (14) в (13), одержимо кубічне рівняння відносно змінної $x = (\omega/\omega_{\text{p}})^2$:

$$a_3 x^3 + a_2 x^2 + a_1 x + a_0 = 0; \quad (15)$$

$$\begin{aligned} a_0 &= -i^2 [2(1 - \beta_{\text{c}})\varepsilon_{\text{m}} + (1 + 2\beta_{\text{c}})(f + \varepsilon_{\text{J}}^{\infty})], \\ a_1 &= 2(1 - \beta_{\text{c}})[(\varepsilon_{\text{J}}^{\infty 2} + \varepsilon_{\text{m}}\varepsilon^{\infty} + f(f + 2\varepsilon_{\text{J}}^{\infty}))i^2 + 2\varepsilon_{\text{m}}i] + \\ &+ 2(2 + \beta_{\text{c}})\varepsilon_{\text{m}}(f + \varepsilon_{\text{J}}^{\infty})i^2 + (1 + 2\beta_{\text{c}})[\varepsilon^{\infty}(f + \varepsilon_{\text{J}}^{\infty})i^2 + (f + 2\varepsilon_{\text{J}}^{\infty})i], \\ a_2 &= -2(1 - \beta_{\text{c}})[\varepsilon_{\text{m}} + 2(\varepsilon_{\text{J}}^{\infty 2} + f\varepsilon_{\text{J}}^{\infty} + \varepsilon_{\text{m}}\varepsilon^{\infty})i] - \\ &- (1 + 2\beta_{\text{c}})[\varepsilon_{\text{J}}^{\infty} + \varepsilon^{\infty}(f + 2\varepsilon_{\text{J}}^{\infty})i] - 2(2 + \beta_{\text{c}})\varepsilon_{\text{m}}(f + 2\varepsilon_{\text{J}}^{\infty})i, \\ a_3 &= 2(1 - \beta_{\text{c}})(\varepsilon_{\text{J}}^{\infty 2} + \varepsilon_{\text{m}}\varepsilon^{\infty}) + [(1 + 2\beta_{\text{c}})\varepsilon^{\infty} + 2(2 + \beta_{\text{c}})\varepsilon_{\text{m}}]\varepsilon_{\text{J}}^{\infty}. \end{aligned} \quad (16)$$

За допомогою підстановки

$$y = x + \frac{a_2}{3a_3}$$

зведемо рівняння (15) до неповного кубічного рівняння

$$y^3 + py^2 + q = 0, \quad (17)$$

де

$$p = -\frac{1}{3} \left(\frac{a_2}{a_3} \right)^2 + \frac{a_1}{a_3}, \quad q = \frac{2}{27} \left(\frac{a_2}{a_3} \right)^3 - \frac{a_1 a_2}{3a_3^2} + \frac{a_0}{a_3}. \quad (18)$$

Внаслідок того, що всі коефіцієнти p , q , a_i є дійсними величинами, то кількість дійсних коренів рівняння (17) (а відповідно, й рівняння (15)) визначатимуться знаками p і $Q = (p/3)^3 + (q/2)^2$ [48]. Для композитів із включеннями Ag@TC всіх розглянутих товщин оболонки та радіусів ядра p , $Q < 0$, тому рівняння (14) має три різні дійсні корені, які напишемо у тригонометричній формі:

$$\begin{aligned} x_1 &= -\frac{a_2}{3a_3} + 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \frac{\beta}{3}, \\ x_2 &= -\frac{a_2}{3a_3} - 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \left(\frac{\beta}{3} + \frac{\pi}{3} \right), \quad x_3 = -\frac{a_2}{3a_3} - 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \left(\frac{\beta}{3} - \frac{\pi}{3} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

а

$$\cos \frac{\beta}{3} = -\frac{q}{2\sqrt{-(p/3)^3}}. \quad (20)$$

Таким чином, частоти гібридних плазмон-екситонних мод, що відповідають пікам $\text{Im}\varepsilon_{\text{eff}}(\omega)$, визначаються виразами

$$\omega_i = \omega_p \sqrt{x_i} \quad (i = 1, 2, 3). \quad (21)$$

Описаний підхід застосовний лише при використанні квазістатичного наближення та за умови, що міжзонні переходи у металевому ядрі не дають істотного внеску в діелектричну функцію $\varepsilon_c(\omega)$.

Відмітимо також, що зі збільшенням товщини оболонки частинки-включення має місце «блакитний» зсув максимумів уявної частини діелектричної функції нанокompозиту. Крім того, перші два максимуми $\text{Im}\varepsilon_{\text{eff}}(\omega)$ знаходяться у видимій частині спектра, тоді як треті — в ультрафіолетовій.

Результати розрахунків частотних залежностей дійсної й уявної

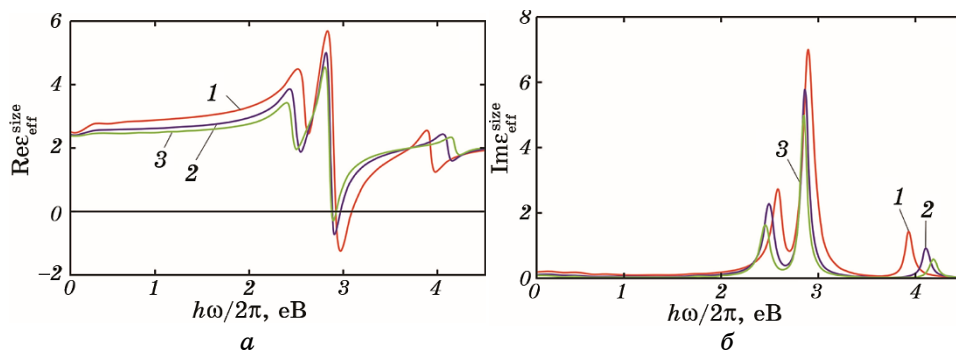


Рис. 7. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (б) частин ефективної діелектричної функції композиту з гібридними наночастинками Ag@TC у тефлоні ($\beta=0,10$), розраховані за модифікованою теорією Максвелл-Гарнетта за тих же значень геометричних параметрів частинки, що і на рис. 4.

Fig. 7. Frequency dependences of the real (a) and imaginary (б) parts of the effective dielectric function of the composite of Ag@TC hybrid nanoparticles in Teflon ($\beta = 0.10$), calculated according to Maxwell-Garnett modified theory for the same values of the geometrical parameters of the particle as in Fig. 4.

частин ефективної діелектричної функції композиту за модифікованою теорією Максвелл-Гарнетта показано на рис. 7. Порівняння залежностей $\text{Re} \varepsilon_{\text{eff}}(\omega)$ і $\text{Re} \varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ та $\text{Im} \varepsilon_{\text{eff}}(\omega)$ і $\text{Im} \varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ вказує на те, що розмірна корекція для частинок-включень розглянутих розмірів має наслідком лише незначний зсув та зближення других максимумів і деяке збільшення амплітуди перших максимумів $\text{Im} \varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$.

На рисунку 8 наведено частотні залежності коефіцієнта поглинання композиту. Збільшення товщини оболонки має наслідком «червоний» зсув першого та другого максимумів і «блакитний» зсув третього максимуму (рис. 8, а). В свою чергу, збільшення радіуса металевого ядра дає протилежний результат — «блакитний» зсув першого та другого максимумів і «червоний» зсув третього максимуму (рис. 8, б).

Для композитів із частинками Ag@TC $\eta_{\text{clas}}(\omega)$ має три максимуми, тоді як у випадку частинок Ag@OC і Ag@PIC $\eta_{\text{clas}}(\omega)$ в досліджуваному діапазоні частот має два максимуми.

Аналогічно до попереднього випадку частотні залежності для розмірно скоригованого коефіцієнта поглинання наведено на рис. 9.

Потрібно відмітити, що графіки залежностей $\eta_{\text{clas}}(\omega)$ і $\eta_{\text{size}}(\omega)$ для випадку частинок Ag@TC з різною товщиною оболонки (див. рис. 8, а та 9, а) практично не відрізняються (лише амплітуди максимумів $\eta_{\text{size}}(\omega)$ будуть ненабагато меншими), в той час як відмінності цих

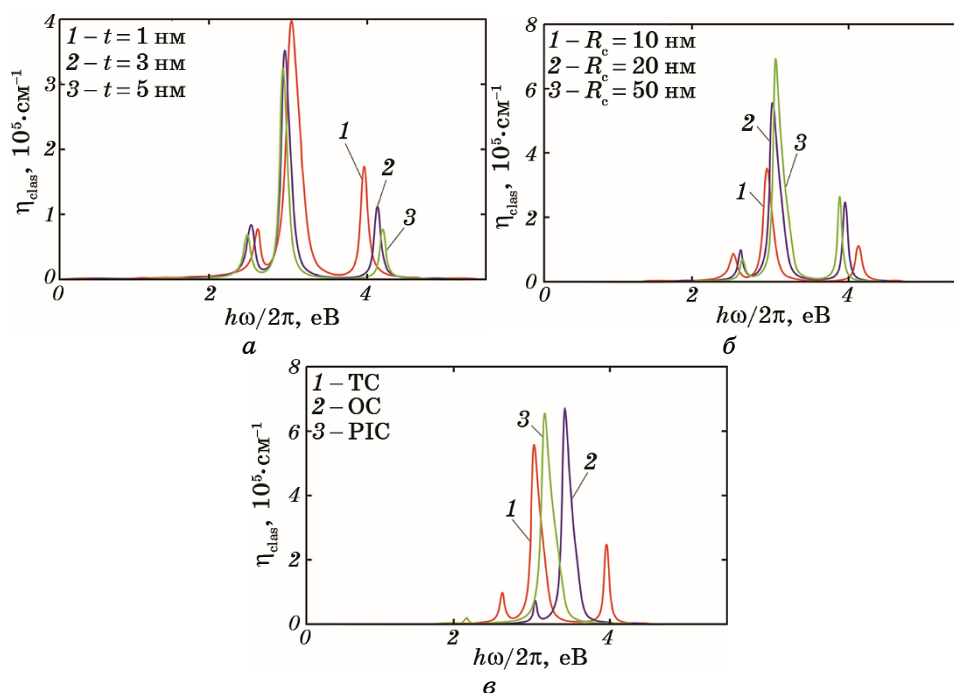


Рис. 8. Частотні залежності коефіцієнта поглинання композиту з частинками Ag@TC у тефлоні ($\beta = 0,10$) за різних товщин оболонки (а), різних радіусів металевого ядра (б) та частинками Ag@J при $R_c = 20$ нм, $t = 3$ нм з різними J-агрегатами (в), розраховані за «класичною» теорією Максвелл-Гарнетта.

Fig. 8. Frequency dependences of the absorption coefficient of the composite with Ag@TC particles in Teflon ($\beta = 0.10$) with different thicknesses of the shell (a), different radii of the metal core (б) and Ag@J particles with $R_c = 20$ nm, $t = 3$ nm for different J-aggregates (в), calculated according to Maxwell-Garnett classical theory.

залежностей для композитів із частинками з різним радіусом металевого ядра та оболонками різних J-агрегатів (див. рис. 8, б та 9, б та рис. 8, в та 9, в) є більш істотними. Так, зі збільшенням радіуса металевого ядра має місце збільшення ширини лінії, пригнічення других і третіх максимумів та «червоний» зсув усіх максимумів $\eta_{\text{size}}(\omega)$ у порівнянні з максимумами $\eta_{\text{clas}}(\omega)$. Особливо помітним це є для композиту з частинками Ag@TC з $R_c = 50$ нм.

Стосовно випадку композиту з частинками з різними оболонками потрібно відзначити різке збільшення амплітуд першого максимуму (частинки-включення Ag@OC і Ag@PIC).

Порівняння частотних залежностей коефіцієнта поглинання та його розмірно скоригованого аналогу для композитів із включен-

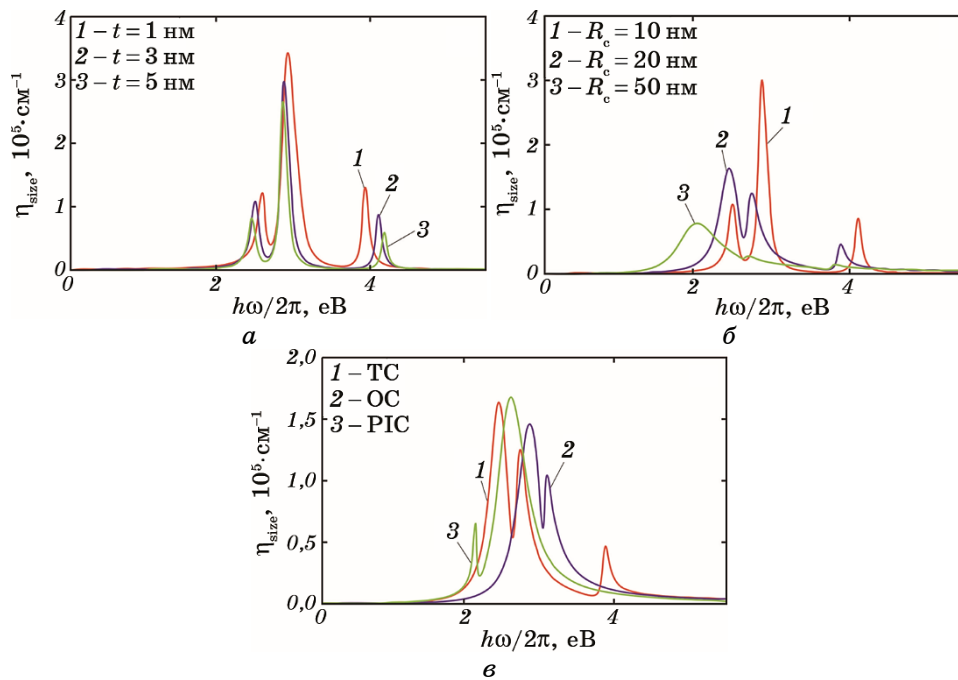


Рис. 9. Частотні залежності коефіцієнта поглинання композиту з частинками Ag@TC у тefлоні ($\beta = 0, 10$) за різних товщин оболонки (а), різних радіусів металевого ядра (б) та частинками Ag@J при $R_c = 20$ нм, $t = 3$ нм з різними J-агрегатами (в), розраховані за модифікованою теорією Максвелл-Гарнетта.

Fig. 9. Frequency dependences of the absorption coefficient of the composite with Ag@TC particles in Tefflon ($\beta = 0, 10$) with different shell thicknesses (а), different radii of the metal core (б) and Ag@J particles with $R_c = 20$ nm, $t = 3$ nm for different J-aggregates (в), calculated according to Maxwell-Garnett modified theory.

нями Me@TC, що мають ядра з різних металів, проведено на рис. 10. У цьому випадку також мають місце істотні відмінності результатів, а саме, зменшення амплітуд максимумів $\eta_{\text{size}}(\omega)$ у порівнянні з максимумами $\eta_{\text{clas}}(\omega)$ та зближення перших і других максимумів, яке особливо помітно, якщо ядрами частинок-включень є такі метали, як Ag і Cu.

4. ВИСНОВКИ

Одержано вирази для частотних залежностей діелектричної проникності сферичних двошарових наночастинок із морфологією «металева ядро-оболонка J-агрегату», ефективної діелектричної

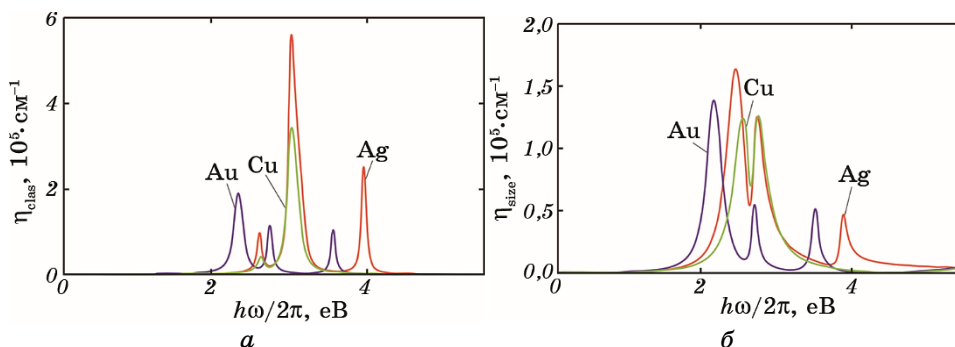


Рис. 10. Частотні залежності коефіцієнтів поглинання композитів із частинками Me@TC у тефлоні ($\beta = 0,10$) з різними металами ядра, розраховані за «класичною» теорією Максвелл-Гарнетта (а) та модифікованою теорією Максвелл-Гарнетта (б).

Fig. 10. Frequency dependences of the absorption coefficient of the composite with Me@TC particles in Teflon ($\beta = 0,10$) with different core metals, calculated according to Maxwell-Garnett classical theory (a) and Maxwell-Garnett modified theory (b).

проникності та коефіцієнта поглинання композиту з такими частинками-включеннями.

Показано, що уявна частина діелектричної функції наночастинки Ag@TC має три максимуми, що є проявом збудження однієї екситонної та двох гібридних плазмон-екситонних мод. Доведено, що частоти плазмон-екситонних мод суттєво залежать від розмірного фактора, а саме, зменшення радіуса металевого ядра має наслідком «блакитний» зсув першого і третього максимумів уявної частини діелектричної функції і зменшення їх амплітуди. Крім того, перший максимум для наночастинок з ядром відносно великого радіуса може знаходитися в близькому інфрачервоному діапазоні частот. Відмітимо, що в інфрачервоній області частот присутні осциляції як дійсної, так і уявної частин діелектричної функції, що пояснюється проявом кінетичних ефектів у цій області частот.

Встановлено, що частотна залежність уявної частини ефективної діелектричної функції нанокompозиту з частинками Ag@TC також має три максимуми, що відповідають збудженню трьох гібридних плазмон-екситонних мод. Показано, що частоти цих гібридних мод також є розмірно залежними, а третій максимум уявної частини ефективної діелектричної функції знаходиться в ультрафіолетовій області спектра.

Доведено, що розмірна корекція моделю Максвелл-Гарнетта при розрахунку частотних залежностей дійсної та уявної частин ефективної діелектричної функції не дає істотного внеску у порівнянні з

розрахунками в рамках «класичної» теорії Максвелл-Гарнетта.

Продемонстровано, що за аналогією з уявною частиною ефективної діелектричної функції частотна залежність коефіцієнта поглинання композиту з частинками-включеннями Ag@TC також має три максимуми. В свою чергу, збільшення товщини оболонки частинок-включень приводить до зближення максимумів коефіцієнта поглинання, а збільшення радіуса металевого ядра, навпаки, до віддалення їх один від одного. Крім того, зміна матеріялу оболонки наночастинок має наслідком зміну кількості максимумів коефіцієнта поглинання композитів у досліджуваному діапазоні частот.

Встановлено, що, на відміну від ефективної діелектричної функції, розмірна корекція коефіцієнта поглинання композитів із включеннями з різним радіусом і матеріялом ядра та оболонками різних J-агрегатів дає помітний результат, а саме, збільшення ширини першого максимуму, зменшення амплітуди другого і третього максимумів та червоний зсув всіх максимумів «розмірного» коефіцієнта поглинання у порівнянні з «класичним», а також зближення перших і других максимумів, якщо ядра частинок-включень виготовлено з Ag та Cu.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. V. Klimov, *Nanoplasmonics* (Jenny Stanford Publishing: 2013).
2. M. Sanchez-Dominguez and C. Rodriguez-Abreu, *Nanocolloids: A Meeting Point for Scientists and Technologists* (Amsterdam: Elsevier: 2016).
3. M. Ruiz, *Mathematical Analysis of Plasmonics Resonances for Nanoparticles and Applications. Plasmas* (Université Paris Sciences et Lettres: 2017).
4. A. Moradi, *Canonical Problems in the Theory of Plasmonics. From 3D to 2D Systems* (Springer-Verlag: 2020).
5. А. О. Коваль, А. В. Коротун, Ю. А. Куницький, В. А. Татаренко, І. М. Тітов, *Електродинаміка плазмонних ефектів у наноматеріалах* (Київ: Наукова думка: 2021).
6. М. Л. Дмитрук, С. З. Малинич, *Український фізичний журнал. Огляди*, **9**, № 1: 3 (2014).
7. V. Amendola, R. Pilot, M. Frascioni, O. M. Maragò, and M. A. Iati, *J. Phys. Condens. Matter.*, **29**, No. 20: 03002 (2017).
8. С. И. Покутний, С. Д. Петренко, Д. А. Старовойтов, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **10**, № 4: 869 (2012).
9. А. О. Коваль, А. В. Коротун, А. А. Крючин, В. М. Рубіш, В. В. Петров, І. М. Тітов, *Нанофотонні технології. Сучасний стан і перспективи* (Ужгород: ФОП Сабов А. М.: 2019).
10. N. Karak, *Nanomaterials and Polymer Nanocomposites* (Amsterdam: Elsevier: 2019).
11. Ch. M. Hussain, *Handbook of Polymer Nanocomposites for Industrial Applications* (Amsterdam: Elsevier: 2021).
12. S. K. Swain and M. Jawaid, *Nanostructured Polymer Composites for Biomedical Applications* (Amsterdam: Elsevier: 2019).

13. L. R. P. Kassab, S. J. L. Ribeiro, and R. Rangel-Rojo, *Nanocomposites for Photonic and Electronic Applications* (Amsterdam: Elsevier: 2020).
14. Ch. Paquet and E. Kumacheva, *Mater. Today*, **11**, No. 4: 48 (2008).
15. M. Magnozzi, Y. Brasse, T. A. F. König, F. Bisio, E. Bittrich, A. Fery, and M. Canepa, *ACS Appl. Nano Mater.*, **3**, No. 2: 1674 (2020).
16. Q. Zhao, W.-J. Zhou, Y.-H. Deng, Y.-Q. Zheng, Z.-H. Shi, L. Kee Ang, and Z.-K. Zhou, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, No. 2019: 203002 (2022).
17. J. Bellesa, C. Bonnand, J. C. Plenet, and J. Mugnier, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, No. 3: 036404 (2004).
18. C. Bonnand, J. Bellesa, and J. C. Plenet, *J. Non-Crystalline Solids*, **352**, Iss. 9–20: 1683 (2006).
19. C. Symonds, C. Bonnand, J. C. Plenet, A. Bréhier, R. Parashkov, J. S. Lauret, E. Deleporte, and J. Bellesa, *New J. Physics*, **10**, No. 6: 065017 (2008).
20. N. I. Cade, T. Ritman-Meer, and D. Richards, *Phys. Rev. B*, **79**, No. 24: 241404 (2009).
21. N. Kometani, M. Tsubonishi, T. Fujita, K. Asami, and Y. Yonezawa, *Langmuir*, **17**, No. 3: 578 (2001).
22. T. Uwada, R. Toyota, H. Masuhara, and T. Asahi, *J. Phys. Chem. C*, **111**, No. 4: 1549 (2007).
23. V. S. Lebedev, A. S. Medvedev, D. N. Vasil'ev, D. A. Chubich, and A. G. Vitukhnovsky, *Quant. Electron.*, **40**, No. 3: 246 (2010).
24. T. Sato, F. Tsugawa, T. Tomita, and M. Kawasaki, *Chem. Lett.*, **30**, No. 5: 402 (2001).
25. J. Hranisavljevic, N. M. Dimitrijevic, G. A. Wurtz, and G. P. Wiederrecht, *J. Am. Chem. Soc.*, **124**, No. 17: 4536 (2002).
26. G. A. Wurtz, J. Hranisavljevic, and G. P. Wiederrecht, *J. Microsc.*, **210**, No. 3: 340 (2003).
27. G. P. Wiederrecht, G. A. Wurtz, and J. Hranisavljevic, *Nano Lett.*, **4**, No. 11: 2121 (2004).
28. G. P. Wiederrecht, G. A. Wurtz, and A. Bouhelier, *Chem. Phys. Lett.*, **461**, Iss. 4–6: 171 (2008).
29. V. S. Lebedev, A. G. Vitukhnovsky, and A. Yoshidaetal, *Colloids Surf. A*, **326**, No. 3: 204 (2008).
30. J. Zhang and J. R. Lakowicz, *J. Phys. Chem. B*, **109**, No. 18: 8701 (2005).
31. A. S. Medvedev and V. S. Lebedev, *Bullet. Lebedev Phys. Institute*, **37**, No. 6: 177 (2010).
32. V. S. Lebedev and A. S. Medvedev, *Quant. Electron.*, **42**, No. 8: 701 (2012).
33. J. C. Maxwell Garnett, *Proc. R. Soc. London A*, **76**, No. 511: 370 (1905).
34. O. Levy and D. Stroud, *Phys. Rev. B*, **56**, No. 13: 8035 (1997).
35. А. В. Коротун, А. О. Коваль, В. В. Погосов, *Український фізичний журнал*, **66**, № 6: 518 (2021).
36. N. A. Smirnova, R. O. Malysh, A. V. Korotun, V. I. Reva, and I. M. Titov., *J. Nano- Electron. Phys.*, **13**, No. 5: 05010 (2021).
37. А. В. Коротун, А. О. Коваль, В. І. Рева, *Журнал фізичних досліджень*, **23**, № 2: 2604 (2019).
38. R. Ruppin, *Opt. Commun.*, **182**, Iss. 4–6: 273 (2000).
39. В. І. Шапіро, *Russian Chem. Rev.*, **75**, No. 5: 433 (2006).
40. Т. Х. Джеймс, *Теория фотографического процесса* (Ленинград: Химия: 1980).

41. Б. И. Шапиро, *Теоретические начала фотографического процесса* (Москва: Эдиториал УРСС: 2000).
42. E. McRae and M. Kasha, *J. Chem. Phys.*, **28**, No. 4: 721 (1958).
43. M. Kasha, *Physical Processes in Radiation Biology* (New York: Academic Press: 1964).
44. B. I. Shapiro, *Nanotechnol. Russ.*, **3**: 743 (2008).
45. T. Kobayashi, *J-Aggregates* (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: World Scientific: 1996).
46. N. I. Grigorichuk and P. M. Tomchuk, *Phys. Rev. B*, **84**: 085448 (2011).
47. Н. А. Смирнова, А. В. Коротун, И. М. Титов, *Металлофиз. новейшие техн.*, **44**, № 5: 587 (2022).
48. G. A. Korn, T. M. Korn, *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review* (New York: Dover Publications, Inc: 2000).

REFERENCES

1. V. Klimov, *Nanoplasmonics* (Jenny Stanford Publishing: 2013).
2. M. Sanchez-Dominguez and C. Rodriguez-Abreu, *Nanocolloids: A Meeting Point for Scientists and Technologists* (Amsterdam: Elsevier: 2016).
3. M. Ruiz, *Mathematical Analysis of Plasmonics Resonances for Nanoparticles and Applications. Plasmas* (Université Paris Sciences et Lettres: 2017).
4. A. Moradi, *Canonical Problems in the Theory of Plasmonics. From 3D to 2D Systems* (Springer-Verlag: 2020).
5. A. O. Koval', A. V. Korotun, Yu. A. Kunyts'kyy, V. A. Tatarenko, and I. M. Titov, *Ehlektrodynamicika Plazmonnykh Ehfektiv u Nanomaterialakh* [Electrodynamics of Plasmon Effects in Nanomaterials] (Kyiv: Naukova Dumka: 2021) (in Ukrainian).
6. M. L. Dmytruk and S. Z. Malynych, *Ukrayins'kyy Fizychnyy Zhurnal. Ohlyady*, **9**, No. 1: 3 (2014) (in Ukrainian).
7. V. Amendola, R. Pilot, M. Frasconi, O. M. Maragò, and M. A. Iati, *J. Phys. Condens. Matter.*, **29**, No. 20: 03002 (2017).
8. S. Y. Pokutnyy, S. D. Petrenko, and D. A. Starovoytov, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **10**, No. 4: 869 (2012) (in Ukrainian).
9. A. O. Koval', A. V. Korotun, A. A. Kryuchyn, V. M. Rubish, V. V. Petrov, and I. M. Titov, *Nanofotonni Tekhnolohiyi. Suchasnyy Stan i Perspektyvy* [Nanophotonic Technologies. Current State and Prospects] (Uzhhorod: FOP Sabov A. M.: 2019) (in Ukrainian).
10. N. Karak, *Nanomaterials and Polymer Nanocomposites* (Amsterdam: Elsevier: 2019).
11. Ch. M. Hussain, *Handbook of Polymer Nanocomposites for Industrial Applications* (Amsterdam: Elsevier: 2021).
12. S. K. Swain and M. Jawaid, *Nanostructured Polymer Composites for Biomedical Applications* (Amsterdam: Elsevier: 2019).
13. L. R. P. Kassab, S. J. L. Ribeiro, and R. Rangel-Rojo, *Nanocomposites for Photonic and Electronic Applications* (Amsterdam: Elsevier: 2020).
14. Ch. Paquet and E. Kumacheva, *Mater. Today*, **11**, No. 4: 48 (2008).
15. M. Magnozzi, Y. Brasse, T. A. F. König, F. Bisio, E. Bittrich, A. Fery, and

- M. Canepa, *ACS Appl. Nano Mater.*, **3**, No. 2: 1674 (2020).
16. Q. Zhao, W.-J. Zhou, Y.-H. Deng, Y.-Q. Zheng, Z.-H. Shi, L. Kee Ang, and Z.-K. Zhou, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, No. 2019: 203002 (2022).
 17. J. Bellessa, C. Bonnand, J. C. Plenet, and J. Mugnier, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, No. 3: 036404 (2004).
 18. C. Bonnand, J. Bellessa, and J. C. Plenet, *J. Non-Crystalline Solids*, **352**, Iss. 9–20: 1683 (2006).
 19. C. Symonds, C. Bonnand, J. C. Plenet, A. Bréhier, R. Parashkov, J. S. Lauret, E. Deleporte, and J. Bellessa, *New J. Physics*, **10**, No. 6: 065017 (2008).
 20. N. I. Cade, T. Ritman-Meer, and D. Richards, *Phys. Rev. B*, **79**, No. 24: 241404 (2009).
 21. N. Kometani, M. Tsubonishi, T. Fujita, K. Asami, and Y. Yonezawa, *Langmuir*, **17**, No. 3: 578 (2001).
 22. T. Uwada, R. Toyota, H. Masuhara, and T. Asahi, *J. Phys. Chem. C*, **111**, No. 4: 1549 (2007).
 23. V. S. Lebedev, A. S. Medvedev, D. N. Vasil'ev, D. A. Chubich, and A. G. Vitukhnovsky, *Quant. Electron.*, **40**, No. 3: 246 (2010).
 24. T. Sato, F. Tsugawa, T. Tomita, and M. Kawasaki, *Chem. Lett.*, **30**, No. 5: 402 (2001).
 25. J. Hranisavljevic, N. M. Dimitrijevic, G. A. Wurtz, and G. P. Wiederrecht, *J. Am. Chem. Soc.*, **124**, No. 17: 4536 (2002).
 26. G. A. Wurtz, J. Hranisavljevic, and G. P. Wiederrecht, *J. Microsc.*, **210**, No. 3: 340 (2003).
 27. G. P. Wiederrecht, G. A. Wurtz, and J. Hranisavljevic, *Nano Lett.*, **4**, No. 11: 2121 (2004).
 28. G. P. Wiederrecht, G. A. Wurtz, and A. Bouhelier, *Chem. Phys. Lett.*, **461**, Iss. 4–6: 171 (2008).
 29. V. S. Lebedev, A. G. Vitukhnovsky, and A. Yoshidaetal, *Colloids Surf. A*, **326**, No. 3: 204 (2008).
 30. J. Zhang and J. R. Lakowicz, *J. Phys. Chem. B*, **109**, No. 18: 8701 (2005).
 31. A. S. Medvedev and V. S. Lebedev, *Bullet. Lebedev Phys. Institute*, **37**, No. 6: 177 (2010).
 32. V. S. Lebedev and A. S. Medvedev, *Quant. Electron.*, **42**, No. 8: 701 (2012).
 33. J. C. Maxwell Garnett, *Proc. R. Soc. London A*, **76**, No. 511: 370 (1905).
 34. O. Levy and D. Stroud, *Phys. Rev. B*, **56**, No. 13: 8035 (1997).
 35. A. V. Korotun, A. O. Koval', and V. V. Pohosov, *Ukrayins'kyi Fizychnyy Zhurnal*, **66**, No. 6: 518 (2021) (in Ukrainian).
 36. N. A. Smirnova, R. O. Malysh, A. V. Korotun, V. I. Reva, and I. M. Titov., *J. Nano-Electron. Phys.*, **13**, No. 5: 05010 (2021).
 37. A. V. Korotun, A. O. Koval', and V. I. Reva, *J. Phys. Studies*, **23**, No. 2: 2604 (2019) (in Ukrainian).
 38. R. Ruppini, *Opt. Commun.*, **182**, Iss. 4–6: 273 (2000).
 39. B. I. Shapiro, *Russian Chem. Rev.*, **75**, No. 5: 433 (2006).
 40. T. Kh. Dzheyms, *Teoriya Fotograficheskogo Protsessa* [Theory of the Photographic Process] (Leningrad: Khimiya: 1980) (in Russian).
 41. B. I. Shapiro, *Teoreticheskie Nachala Fotograficheskogo Protsessa* [Theoretical Fundamentals of the Photographic Process] (Moscow: Editorial URSS: 2000) (in Russian).
 42. E. McRae and M. Kasha, *J. Chem. Phys.*, **28**, No. 4: 721 (1958).

43. M. Kasha, *Physical Processes in Radiation Biology* (New York: Academic Press: 1964).
44. B. I. Shapiro, *Nanotechnol. Russ.*, **3**: 743 (2008).
45. T. Kobayashi, *J-Aggregates* (Singapore–New Jersey–London–Hong Kong: World Scientific: 1996).
46. N. I. Grigorchuk and P. M. Tomchuk, *Phys. Rev. B*, **84**: 085448 (2011).
47. N. A. Smirnova, A. V. Korotun, and I. M. Titov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 5: 587 (2022) (in Ukrainian).
48. G. A. Korn, T. M. Korn, *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review* (New York: Dover Publications, Inc: 2000).