

А.В. Коротун<sup>1,2</sup>, В.П. Курбацький<sup>1</sup>, Р.Ю. Корольков<sup>1</sup>, Г.В. Мороз<sup>1</sup>

## Вплив плазмонних наночастинок на електрофізичні характеристики трибоелектричних шарів

<sup>1</sup>Національний університет «Запорізька політехніка», Запоріжжя, Україна, [andko@zp.edu.ua](mailto:andko@zp.edu.ua)  
<sup>2</sup>Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова Національної академії наук України, Київ, Україна

В роботі розглянуто задачу про вплив сферичних металевих наночастинок, впроваджених у трибоелектричний шар, на його електрофізичні характеристики. Висунуто гіпотезу про механізм впливу поверхневого плазмонного резонансу, збудженого у металевих частинках-включеннях, на густину заряду на контактуючих поверхнях трибоелектричного наногенератора та його експлуатаційні характеристики. В наближенні ефективного середовища знайдено ефективну діелектричну функцію композиту сферичні металеві наночастинки – полідиметилсилоксан. Розраховано частотні залежності дійсної та уявної частин ефективної діелектричної функції трибоелектричного шару в рамках класичної та скоригованої моделі Максвелл-Гарнета. Встановлено, що екстремуми частотної залежності діелектричної функції композиту металеві наночастинки – полідиметилсилоксан відповідають поверхневому плазмонному резонансу в частинках-включеннях. Виявлено вплив розмірів наночастинок-включень на характер частотних залежностей, а саме збільшення амплітуди максимумів та їх «синій» зсув при зменшенні радіусу частинок. Розраховано густину поляризаційного заряду на поверхні трибоелектричного шару для сферичних частинок-включень різного радіусу, з різних металів та за різної концентрації. Продемонстровано якісну подібність кривих частотних залежностей дійсної частини ефективної діелектричної функції та поверхневої густини поляризаційного заряду. Показано, що зміна матеріалу частинок-включень та їх об'ємного вмісту в трибоелектричному шарі суттєво впливають на амплітуду і положення екстремумів частотної залежності поверхневої густини поляризаційного заряду. Доведено, що за рахунок впровадження в трибоелектричний шар трибоенергетичного наногенератора металевих наночастинок можна отримати на поверхні шару поляризаційний заряд, максимальна густина якого приблизно дорівнює поверхневій густині поляризаційного заряду для PDMS з впровадженими в нього діелектричними частинками, які мають проникність  $\epsilon \approx 10$ , при тому ж самому об'ємному вмісті, що і для металевих частинок.

**Ключові слова:** сферичні наночастинки, нанокомпозит, ефективна діелектрична функція, поверхневий плазмонний резонанс, трибоелектричний наногенератор.

Подано до редакції 01.10.2025; прийнято до друку 24.02.2026; опубліковано 08.03.2025.

### Вступ

Сучасний етап розвитку електронних технологій характеризується інтеграцією інтелектуальних, мережевих та сенсорних рішень у широкий спектр застосувань. Масштабне поширення Інтернету речей, автономних систем аналізу даних та інструментів доповненої реальності актуалізує потребу у створенні енергетично самодостатніх апаратних платформ [1-2], здатних функціонувати тривалий час без технічного

обслуговування. У цих умовах технології перетворення енергії навколишнього середовища в електричну розглядаються як ключовий елемент формування інфраструктури майбутніх електронних систем.

Серед існуючих підходів до енергозбирання на основі п'єзоелектричного, піроелектричного та інших подібних ефектів найбільш перспективними виявилися трибоелектричні наногенератори (TENG), які демонструють істотно вищі показники питомої вихідної потужності за мінімальних конструктивних

ускладнень [3-5]. Трибоелектричні системи можуть акумулювати механічну енергію різного походження – від коливань рідинних і газових середовищ до біомеханічних рухів людини та тварин – та перетворювати її в електричний сигнал [6-8]. Концептуально важливою є здатність таких пристроїв виконувати функцію сенсорних елементів, що дозволяє інтегрувати їх у портативні медичні, інформаційні та безпекові системи в якості автономних датчиків [9-11].

Фізичний механізм функціонування трибоелектричних систем ґрунтується на процесах контактної електризації, які виникають під час взаємодії двох трибоелектричних матеріалів. Контакт супроводжується перенесенням заряду [12, 13], що створює різницю потенціалів між контактуючими поверхнями. Експлуатаційні характеристики трибоелектричних систем визначаються перш за все поверхневою густиною заряду, яка залежить від діелектричних параметрів трибоелектричного шару, електродів і підкладки та ефективності механізму перенесення заряду.

Одним з найрезультативніших підходів до покращення вихідних характеристик трибоелектричних наногенераторів є підвищення діелектричної проникності їх активних матеріалів [14]. З цієї метою широко застосовують полімерні матриці, до складу яких введені частинки керамічних матеріалів з високою діелектричною проникністю, зокрема титанати та інші оксидні сполуки [15, 16]. Збільшення ефективної діелектричної проникності композиту призводить до зростання поверхневої густини заряду та стабілізації процесів контактної електризації, що відображається на експлуатаційних характеристиках TENG.

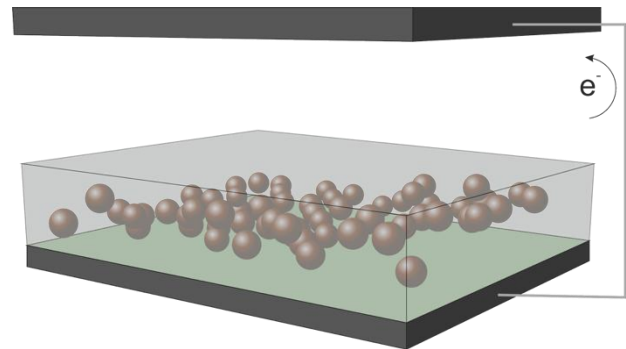
Значний інтерес становлять композитні системи, сформовані шляхом введення в трибоелектричний шар металевих наночастинок або провідних наноструктур [17]. Такі модифікатори можуть призвести до суттєвої зміни електрофізичних властивостей трибоматеріалу, зокрема, за рахунок збудження в металевих наночастинках-включеннях поверхневих плазмонних резонансів (ППР). В наших попередніх роботах [18-22] було досліджено властивості композитів на основі сферичних наночастинок різної морфології, впроваджених в діелектричні матриці. Так, в роботах [18, 19] досліджувались оптичні властивості композитів із метал-оксидними наночастинками, в [20] – композитів із металевими наноболонками, в [21] – з металевими наночастинками, вкритими шаром J-агрегату, в [22] – з металевими частинками, вкритими шаром поверхнево-активної речовини (олейламіну). З'ясування впливу металевих наночастинок-включень на електрофізичні характеристики трибоелектричних шарів TENG є природним розвитком цих досліджень та їх поширенням на область, перспективну з точки зору практичного застосування.

## **I. Основні співвідношення**

Експериментально підтверджено позитивний

вплив збудження поверхневих плазмонних коливань металевих наночастинок, введених в трибоелектричний шар, на вихідні характеристики TENG [23, 24]. Але теоретичне пояснення такого впливу залишається на рівні припущень, більш-менш обґрунтованих. Очевидно, що причина полягає в збільшенні заряду на поверхні рухомого електроду під час його контакту з поверхнею діелектричного шару, бо саме цей заряд утворює струм на протязі робочого циклу TENG. Ми пропонуємо наступний механізм збільшення густини заряду на контактуючих поверхнях внаслідок ППР.

Розглянемо трибоелектричний шар наногенератора, в якості якого частіше за все використовують полідиметилсилоксан (PDMS), легований сферичними металевими наночастинками (рис. 1). Цей шар має властивості метал-діелектричного нанокompозиту із залежною від частоти ефективною діелектричною функцією.



**Рис. 1.** Схематичне зображення трибоелектричного шару TENG.

Нехай трибоелектричний шар опромінюється сонячним світлом. На частоті, яка відповідає частоті ППР, виникають коливання густини заряду в частинках-включеннях. В кожен момент цього процесу частинки можна розглядати як диполі. Моменти цих диполів мають хаотичний напрямок і величину, оскільки електричне поле природного світла змінюється хаотично за напрямком і фазою в об'ємі трибоелектричного шару. Накладення поля трибозарядів призводить до повороту диполів в напрямку поля. Процеси хаотизації в полі світлової хвилі і поляризації в трибоелектричному полі тривають одночасно. Є підстави вважати, що встановлення упорядкованої орієнтації диполів в трибоелектричному полі відбувається на протязі кількох фемтосекунд і встигає за хаотичними змінами моментів диполів.

В результаті на цьому етапі роботи TENG слід очікувати появи на поверхні трибоелектричного шару незмінної в часі складової поляризаційного заряду, яка при подальшому зближенні поверхні шару з електродом призведе до збільшення заряду на електроді. Оскільки причиною такого ефекту є генерація диполів на частоті ППР, для оцінки поверхневої густини поляризаційного заряду ми використаємо залежну від частоти діелектричну функцію композиту металеві частинки-PDMS, до розрахунку якою зараз і переходимо.

Вважатимемо, що концентрація металевих наночастинок мала, тому для опису електрофізичних

та оптичних властивостей досліджуваного композиту можна користуватися моделями типу Максвелл-Гарнетта. В звичайній моделі Максвелл-Гарнетта ефективна діелектрична функція дорівнює

$$\epsilon_{\text{eff}}(\omega) = \epsilon_m \frac{(1+2\beta)\epsilon(\omega)+2(1-\beta)\epsilon_m}{(1-\beta)\epsilon(\omega)+(2+\beta)\epsilon_m}, \quad (1)$$

Для врахування розміру наночастинок використовують модифіковану (розмірно скориговану) модель Максвелл-Гарнетта. В цьому випадку [25]

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega) = \epsilon_m \frac{(1+2\beta)\epsilon(\omega)+2(1-\beta)\epsilon_m+(\epsilon_m-\epsilon(\omega))(1-\beta)\Delta}{(1-\beta)\epsilon(\omega)+(2+\beta)\epsilon_m+(\epsilon_m-\epsilon(\omega))(1-\beta)\Delta}. \quad (2)$$

У формулах (1) і (2)  $\epsilon_m$  – діелектрична проникність PDMS;  $\beta$  – об'ємний вміст металу в композиті; коригувальний фактор та хвильовий параметр

$$\Delta = \Delta_1 + i\Delta_2 = x^2 + \frac{2}{3}ix^3; \quad x = \sqrt{\epsilon_m} \frac{\omega R}{c}, \quad (3)$$

відповідно;  $\omega$  і  $c$  – частота і швидкість електромагнітних хвиль;  $R$  – радіус наночастинок. Діелектрична функція частинки в моделі Друде має вигляд

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

де  $\epsilon^\infty$  – внесок кристалічної ґратки в діелектричну проникність металу;  $\omega_p$  – плазмова частота;  $\gamma_{\text{eff}}$  – ефективна швидкість релаксації електронів із трьома складовими – об'ємною і поверхневою релаксацією та радіаційним загасанням

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

$\gamma_{\text{bulk}} = \text{const}$ , швидкості поверхневої релаксації та радіаційного загасання в рамках кінетичного підходу, запропонованого П. М. Томчуком [26,27], визначаються виразами

$$\gamma_s = \mathcal{S}(\omega, R) \frac{v_F}{R}; \quad (6)$$

$$\gamma_{\text{rad}} = \frac{V}{6\pi} \sqrt{\frac{\epsilon^\infty + 2\epsilon_m}{\epsilon_m}} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^3 \mathcal{S}(\omega, R) \frac{v_F}{R}. \quad (7)$$

У формулах (6) і (7)  $v_F$  – фермівська швидкість електронів;  $V = 4\pi R^3/3$  – об'єм металевої наночастинок; ефективний параметр, який описує ступінь втрати когерентності при розсіянні електрона на поверхні [26]

$$\mathcal{S}(\omega, R) = \frac{3}{4} \frac{1}{\epsilon^\infty + 2\epsilon_m} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left[1 - \frac{2v_s}{\omega} \sin \frac{\omega}{v_s} + \frac{2v_s^2}{\omega^2} \left(1 - \cos \frac{\omega}{v_s}\right)\right], \quad (8)$$

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

Для оцінки поверхневої густини поляризаційного заряду використаємо формулу

$$\frac{\sigma_{\text{pol}}}{\sigma_{\text{tr}}} = 1 + \frac{1}{1 + |\epsilon_{\text{eff}} - 1|}, \quad (9)$$

де  $\sigma_{\text{pol}}$  і  $\sigma_{\text{tr}}$  – поверхневі густини поляризаційного та трибоелектричного зарядів.

Далі розрахунки проводяться за формулами (1), (2) і (9) з урахуванням співвідношень (3) – (8).

## II. Результати розрахунків та їх обговорення

Розрахунки частотних залежностей дійсної та уявної частин ефективної діелектричної функції трибоелектричних шарів TENG та поверхневої густини поляризаційного заряду проводилися в рамках моделей Максвелл-Гарнетта і модифікованої моделі Максвелл-Гарнетта для випадку сферичних металевих наночастинок різного радіусу, різного елементного складу та різної концентрації, впроваджених у шар PDMS ( $\epsilon_m = 2.7$ ). Характеристики частинок-включень наведено в табл. 1.

Таблиця 1.

Параметри металів [21]

Параметри \ Метали	Au	Ag	Cu
$\epsilon^\infty$	9.84	3.70	12.03
$\hbar\omega_p$ , eV	9.07	9.17	12.6
$\hbar\gamma_{\text{bulk}}$ , eV	0.023	0.016	0.024
$v_F$ , $10^6$ m/s	1.41	1.49	1.34

На рис. 2 порівняно частотні залежності ефективних діелектричних функцій, розрахованих у рамках моделі Максвелл-Гарнетта та модифікованої моделі Максвелл-Гарнетта. Різниця між отриманими результатами полягає в тому, що амплітуда екстремумів (максимумів/мінімумів  $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}$  та максимумів  $\text{Im } \epsilon_{\text{eff}}$ ) більша для композитів Максвелл-Гарнетта, отже врахування розмірів наночастинок-включень призводить до згладжування екстремумів дійсної та уявної частин ефективної діелектричної функції. Крім того, екстремуми діелектричної функції для композиту Максвелл-Гарнетта зсунуті в бік більших частот у порівнянні з композитом, який описується модифікованою моделлю.

Важливим є той факт, що екстремуми частотної залежності дійсної та уявної частин діелектричної функції композиту відповідають частоті ППР. Розрахунок показує, що в області екстремумів діелектричної функції з великою точністю виконується умова збудження ППР на межі метал-PDMS  $\text{Re } \epsilon(\omega) = -2\epsilon_m$ , і малі відхилення від цієї рівності зумовлені вмістом  $\beta$  металевих частинок у композиті.

Криві частотних залежностей дійсної та уявної частин ефективної діелектричної функції нанокompозиту зі сферичними наночастинками Au різного радіусу наведено на рис. 3. Результати розрахунків свідчать про збільшення амплітуди екстремумів та їх зсув в область більших частот при зменшенні радіусу частинок. Цей факт можна пояснити зростанням відношення площі поверхні до об'єму зі зменшенням радіусу наночастинок. Потрібно відзначити наявність дрібномасштабних осциляцій уявної частини ефективної діелектричної функції композиту в ближній інфрачервоній області частот, які є проявом класичних розмірних ефектів [19].

На рис. 4 продемонстровано частотну залежність густини поляризаційного заряду на поверхні трибоелектричного шару, розраховану за формулою

(9), для різних моделей композиту та різних радіусів частинок-включень. Як і слід було очікувати, наведені криві подібні кривим частотної залежності  $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ , оскільки уявна частина діелектричної функції композиту мала. Зокрема, екстремуми знаходяться майже на однаковій частоті, яка знаходиться в області збудження ППР.

Частотні залежності поверхневої густини поляризаційного заряду для впроваджених у трибоелектричний шар наночастинок різних металів і різного об'ємного вмісту показано на рис. 5. Амплітуда екстремумів та їх спектральне положення для частинок різних металів помітно відрізняються, оскільки для цих металів є суттєво різною плазмова частота. Зі збільшенням об'ємного вмісту впроваджених наночастинок спостерігається очікуване збільшення амплітуди екстремумів.

За розрахунком, внаслідок впровадження в трибоелектричний шар металевих наночастинок на його поверхні можна отримати максимальний поляризаційний заряд, густина якого приблизно дорівнює поверхневій густині поляризаційного заряду для PDMS з впровадженими в нього діелектричними частинками, які мають проникність  $\epsilon \approx 10$ , при тому ж самому об'ємному вмісті, що і для металевих частинок.

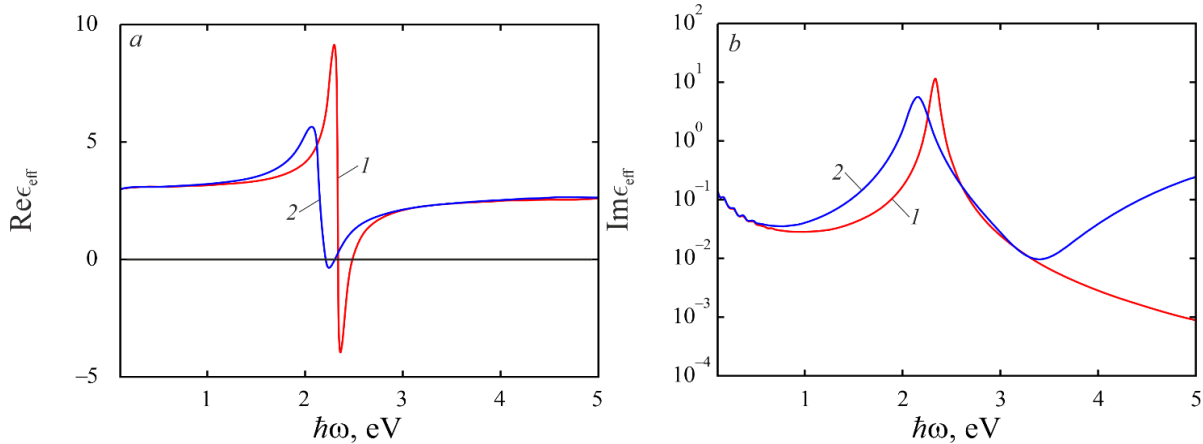


Рис. 2. Порівняння частотних залежностей дійсної (а) та уявної (b) частин ефективної діелектричної функції в рамках моделі Максвелл-Гарнетта (криві 1) та модифікованої моделі Максвелл-Гарнетта (криві 2).

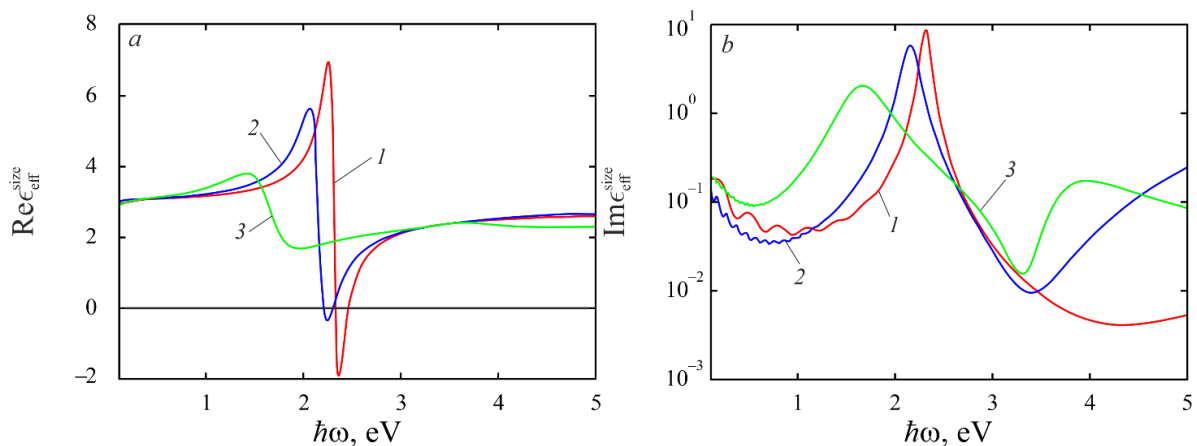
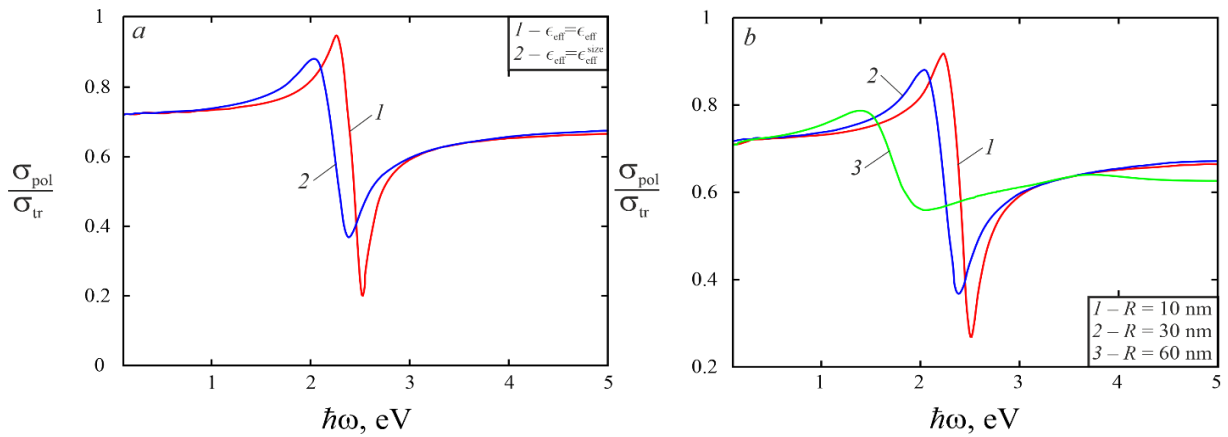
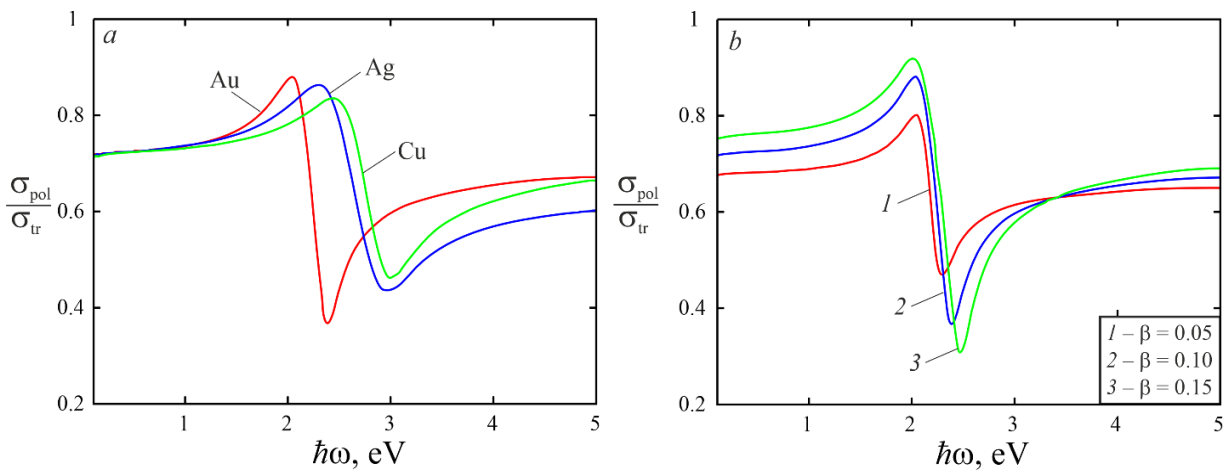


Рис. 3. Частотні залежності дійсної (а) та уявної (b) частин ефективної діелектричної функції в рамках модифікованої моделі Максвелл-Гарнетта для композиту з наночастинками Au різного радіусу: 1 –  $R = 10$  nm; 2 –  $R = 30$  nm; 3 –  $R = 60$  nm.



**Рис. 4.** Частотні залежності густини поляризаційного заряду на поверхні трибоелектричного шару: *a* – порівняння результатів для моделі Максвелл-Гарнетта (крива 1) та модифікованої моделі Максвелл-Гарнетта (крива 2); *b* – в рамках модифікованої моделі Максвелл-Гарнетта для наночастинок Au різного радіусу.



**Рис. 5.** Частотні залежності густини поляризаційного заряду на поверхні трибоелектричного шару: *a* – для наночастинок різних металів; *b* – для наночастинок Au з різним об'ємним вмістом.

Формула (9) є наближеною, оскільки в ній припускається, що всі генеровані в сонячному світлі диполі встигають повернутись в напрямку поля трибоелектричного заряду, і також не враховано хаотичний розподіл моментів диполів за величиною. Тому ефект ППР, знайдений з використанням формули (9), слід вважати завищеним.

## Висновки

Дано пояснення впливу збудження поверхневого плазмонного резонансу в металевих наночастинках, впроваджених в трибоелектричний шар, на густину заряду на контактуючих поверхнях TENG та його експлуатаційні характеристики.

Одержано співвідношення для ефективної діелектричної функції композиту сферичні металеві наночастинок – PDMS і для густини поляризаційного заряду на поверхні трибоелектричного шару.

Встановлено, що екстремуми частотної залежності діелектричної функції композиту металеві наночастинок – PDMS відповідають поверхневому плазмонному резонансу в частинках-включеннях.

Виявлено, що врахування розмірів наночастинок-

включень має наслідком «червоний» зсув екстремумів частотної залежності дійсної та уявної частин ефективної діелектричної функції і зменшення їх амплітуди.

Показано, що зі зменшенням радіусу наночастинок-включень має місце «синій» зсув частотних екстремумів, збільшення їх амплітуди та поява дрібномасштабних осциляцій уявної частини ефективної діелектричної функції, пов'язаних з класичними розмірними ефектами.

Продемонстровано, що амплітуда і спектральне положення екстремумів густини поверхневого поляризаційного заряду залежать від матеріалу впроваджених наночастинок та від їх об'ємного вмісту.

Встановлено, що внаслідок впровадження в трибоелектричний шар металевих наночастинок на його поверхні можна отримати максимальний поляризаційний заряд, густина якого приблизно дорівнює поверхневій густині поляризаційного заряду для PDMS з впровадженими в нього діелектричними частинками, які мають проникність  $\epsilon \approx 10$ , при тому ж самому об'ємному вмісті, що і для металевих частинок.

**Коротун А.В.** – завідувач кафедри інформаційної безпеки та наноелектроніки НУ «Запорізька політехніка»; старший науковий співробітник Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, кандидат фіз.-мат. наук, доцент;  
**Курбацький В.П.** – доцент кафедри фізики НУ «Запорізька політехніка», кандидат фіз.-мат. наук,

доцент;  
**Корольков Р.Ю.** – доцент кафедри інформаційної безпеки та наноелектроніки НУ «Запорізька політехніка», кандидат техн. наук, доцент;  
**Мороз Г.В.** – аспірант кафедри інформаційної безпеки та наноелектроніки НУ «Запорізька політехніка».

- [1] M. Ha, J. Park, Y. Lee, H. Ko, *Triboelectric generators and sensors for self-powered wearable electronics*, ACS Nano, 9, 3421 (2015); <https://doi.org/10.1021/acsnano.5b01478>.
- [2] J. Li, Y. Li, H. Liu, F. Ran, *Nano gold for supercapacitors and batteries*, Nano Energy, 128, 109839 (2024); <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2024.109839>.
- [3] C. Wu, A.C. Wang, W. Ding, H. Guo, Z.L. Wang, *Triboelectric nanogenerator: a foundation of the energy for the new era*, Adv. Energy Mater., 9, 1802906 (2019); <https://doi.org/10.1002/aenm.201802906>.
- [4] F. Rafati, N. Johari, W. Zhang, *Synergistic triboelectric and piezoelectric effects in zinc oxide-based nanogenerators*, Micro and Nanostructures, 210, 208481 (2026); <https://doi.org/10.1016/j.micrna.2025.208481>.
- [5] S. Korkmaz, I.A. Kariper, *Production and applications of flexible/wearable triboelectric nanogenerator (TEGs)*, Synth. Met., 273, 116692 (2021); <https://doi.org/10.1016/j.synthmet.2020.116692>.
- [6] L. Xu, T. Jiang, P. Lin, J.J. Shao, C. He, W. Zhong, X.Y. Chen, Z.L. Wang, *Coupled triboelectric nanogenerator networks for efficient water wave energy harvesting*, ACS Nano, 12, 1849 (2018); <https://doi.org/10.1021/acsnano.7b08674>.
- [7] Q. Jiang, B. Chen, Y. Yang, *Wind-driven triboelectric nanogenerators for scavenging biomechanical energy*, ACS Appl. Energy Mater., 1, 4269 (2018); <https://doi.org/10.1021/acsaem.8b00902>.
- [8] Z.L. Wang, W. Wu, *Nanotechnology-enabled energy harvesting for self-powered micro-/nanosystems*, Angew. Chem., 51, 11700 (2012); <https://doi.org/10.1002/anie.201201656>.
- [9] Z.L. Wang, *Triboelectric nanogenerators as new energy technology for self-powered systems and as active mechanical and chemical sensors*, ACS Nano, 7, 9533 (2013); <https://doi.org/10.1021/nn404614z>.
- [10] K. Vijoy, H. John, K. Saji, *Self-powered ultra-sensitive millijoule impact sensor using room temperature cured PDMS based triboelectric nanogenerator*, Microelectron. Eng., 251, 111664 (2021); <https://doi.org/10.1016/j.mee.2021.111664>.
- [11] Z. Wu, T. Cheng, Z.L. Wang, *Self-powered sensors and systems based on nanogenerators*, Sensors, 20, 2925 (2020); <https://doi.org/10.3390/s20102925>.
- [12] Y. Fang, L. Chen, Y. Sun, W.P. Yong, S. Soh, *Anomalous charging behavior of inorganic materials*, J. Phys. Chem. C, 122, 11414 (2018); <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.8b02478>.
- [13] R.K. Pandey, Y. Sun, H. Nakanishi, S. Soh, *Reversible and continuously tunable control of charge of close surfaces*, J. Phys. Chem. Lett., 8, 6142 (2017); <https://doi.org/10.1021/acs.jpcclett.7b02763>.
- [14] J.W. Lee, H.J. Cho, J. Chun, K.N. Kim, S. Kim, C.W. Ahn, I.W. Kim, J.-Y. Kim, S.-W. Kim, C. Yang, *Robust nanogenerators based on graft copolymers via control of dielectrics for remarkable output power enhancement*, Sci. Adv., 3, 1602902 (2017); <https://doi.org/10.1126/sciadv.1602902>.
- [15] J. Chen, H. Guo, X. He, G. Liu, Y. Xi, H. Shi, C. Hu, *Enhancing performance of triboelectric nanogenerator by filling high dielectric nanoparticles into sponge PDMS film*, ACS Appl. Mater. Interfaces, 8, 736 (2016); <https://doi.org/10.1021/acsaami.5b09907>.
- [16] L. Dong, C. Xiong, H. Quan, G. Zhao, *Polyvinyl-butyril/lead zirconate titanates composites with high dielectric constant and low dielectric loss*, Scripta Mater., 55, 835 (2006); <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2006.07.001>.
- [17] Q. Ye, Y. Wu, Y. Qi, L. Shi, S. Huang, L. Zhang, M. Li, W. Li, X. Zeng, H. Wo, X. Wang, S. Dong, S. Ramakrishna, J. Luo, *Effects of liquid metal particles on performance of triboelectric nanogenerator with electrospun polyacrylonitrile fiber films*, Nano Energy, 61, 381 (2019); <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2019.04.075>.
- [18] A.V. Korotun, A.O. Koval, V.I. Reva, *Optical absorption of composite with bilayer nanoparticles*, J. Phys. Stud., 23(2), 2603 (2019); <https://doi.org/10.30970/jps.23.2603>.
- [19] A.V. Korotun, A.A. Koval, V.I. Reva, *Absorption of electromagnetic radiation by oxide-coated spherical metal nanoparticles*, J. Appl. Spectrosc., 86(4), 606 (2019); <https://doi.org/10.1007/s10812-019-00866-6>.
- [20] A.V. Korotun, A.A. Koval, I.N. Titov, *Optical absorption of a composite based on bilayer metal-dielectric spherical nanoparticles*, J. Appl. Spectrosc., 87(2), 240 (2020); <https://doi.org/10.1007/s10812-020-00991-7>.
- [21] A.V. Korotun, N.A. Smyrnova, I.M. Titov, H.M. Shylo, *Optical absorption of a nanocomposite with spherical hybrid nanoparticles*, Metallofiz. Noveishie Tekhnol., 45(5), 569 (2023); <https://doi.org/10.15407/mfint.45.05.0569>.
- [22] N.A. Smirnova, M.S. Maniuk, A.V. Korotun, I.M. Titov, *Optical absorption of the composite with nanoparticles covered with a surfactant layer*, Physics and Chemistry of Solid State, 24(1), 181 (2023); <https://doi.org/10.15330/pcss.24.1.181-189>.

- [23] L. Gao, X. Chen, S. Lu, H. Zhou, W. Xie, J. Chen, M. Qi, H. Yu, X. Mu, Z. Wang, Y. Lin, *Enhancing the Output Performance of Triboelectric Nanogenerator via Grating-Electrode-Enabled Surface Plasmon Excitation*, *Adv. Energy Mater.*, 9(11), 1902725 (2019); <https://doi.org/10.1002/aenm.201902725>.
- [24] X. Chen, F. Wang, Y. Zhao, P. Wu, L. Gao, C. Ouyang, Ya Yang, X. Mu, *Surface Plasmon Effect Dominated High-Performance Triboelectric Nanogenerator for Traditional Chinese Medicine Acupuncture*, *Research (Wash D C)*, 2022, 9765634 (2022); <https://doi.org/10.34133/2022/9765634>.
- [25] R. Ruppin, *Optical properties of small metal spheres*, *Opt. Commun.*, 182(4–6), 273 (2000); [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(00\)00825-7](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(00)00825-7).
- [26] P.M. Tomchuk, D.V. Butenko, *Dependences of dipole plasmon resonance damping constants on the shape of metallic nanoparticles*, *Ukr. J. Phys.*, 60(10), 1042 (2015); <https://doi.org/10.15407/ujpe60.10.1042>.
- [27] N.I. Grigorichuk, *Broadening of surface plasmon resonance line in spheroidal metallic nanoparticles*, *J. Phys. Stud.*, 20, 1701 (2016); <https://doi.org/10.30970/jps.20.1701>.

A.V. Korotun<sup>1,2</sup>, V.P. Kurbatsky<sup>1</sup>, R.Yu. Korolkov<sup>1</sup>, H.V. Moroz<sup>1</sup>

## The effect of plasmonic nanoparticles on the electrophysical characteristics of triboelectric layers

<sup>1</sup>Zaporizhzhia Polytechnic National University, Zaporizhzhia, Ukraine, [andko@zp.edu.ua](mailto:andko@zp.edu.ua)

<sup>2</sup>G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, Kyiv, Ukraine

This paper examines the effect of spherical metal nanoparticles embedded in a triboelectric layer on its electrical properties. A hypothesis is proposed regarding the mechanism by which surface plasmon resonance excited in metal inclusion particles influences the charge density on the contacting surfaces of a triboelectric nanogenerator and its operational characteristics. The effective dielectric function of the spherical metal nanoparticles–polydimethylsiloxane composite is determined using the effective medium approximation. The frequency dependences of the effective dielectric function real and imaginary parts of the triboelectric layer are calculated in the frame of the classical and corrected Maxwell-Garnett models. It is established that the extrema of the dielectric function frequency dependence for the metal nanoparticle–polydimethylsiloxane composite correspond to surface plasmon resonance in the inclusion particles. The effect of the nanoparticle-inclusion size on the nature of the frequency dependences is revealed, namely, an increase in the amplitude of the maxima and their “blue” shift with decreasing particle radius. The polarization charge density on the surface of the triboelectric layer is calculated for spherical inclusion particles of different radii, made of different metals, and at different concentrations. A qualitative similarity is demonstrated between the frequency dependence curves of the effective dielectric function real part and the polarization charge surface density. It is shown that changes in the material of the inclusion particles and their volume content in the triboelectric layer have a significant effect on the amplitude and position of the frequency dependence extrema of the polarization charge surface density. It is proven that by embedding metallic nanoparticles into the triboelectric layer of a triboelectric nanogenerator, it is possible to obtain a polarization charge on the surface of the layer, the maximum density of which is approximately equal to the surface density of the polarization charge for PDMS with dielectric particles embedded in it, having permeability  $\epsilon \approx 10$ , with the same volume content as for metallic particles.

**Keywords:** spherical nanoparticles, nanocomposite, effective dielectric function, surface plasmon resonance, triboelectric nanogenerator.