



Снарський А.О.

Снарський А.О. *док. фіз.- мат. наук,*
професор
Федотов В.В.



Федотов В.В.

Національний технічний університет України
"Київський політехнічний інститут імені Ігоря
Сікорського", проспект Перемоги, 37,

Київ, 03056, Україна, e-mail : *asnarskii @ gmail . com*

ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ КОМПОЗИТИ З РІЗНИМИ ПОРОГАМИ ПРОТІКАННЯ

Розглядається модифікація наближення середнього поля для опису поведінки ефективних кінетичних коефіцієнтів, у тому числі для термоелектричних композитів. Запропонована модифікація дозволяє описувати випадково-неоднорідні середовища з різними порогоми протікання при довільних значеннях локальних кінетичних коефіцієнтів. Бібл. 6, рис. 6.

Ключові слова: термоелектричні композити, кінетичні коефіцієнти.

Вступ

Широко застосовуване наближення середнього поля (наближення Бруггемана-Ландауера, самоузгоджене наближення) [1 – 6] має недолік. Воно не дозволяє описувати середовища з різними порогоми. У роботі [7] у наближення Бруггемана-Ландауера було введено терм (терм Саричева-Виноградова, SV - term, SVt), що дозволяє отримати концентраційні залежності ефективних гальваномангнітних коефіцієнтів для середовищ з наперед заданим порогом протікання. У [8-10] такий підхід був використаний для опису магнітоеластомерів і було введено поняття рухомого порогу протікання. У [11] SVt був використаний для опису термоелектричних явищ у випадково-неоднорідних середовищах, проте випадок "нормальних" та "аномальних" локальних кінетичних коефіцієнтів [12] доводилося розглядати окремо.

У роботі пропонується узагальнення SVt терму для опису кінетичних явищ у випадково-неоднорідних середовищах з будь-яким порогом протікання та за будь-яких («нормальних» і «аномальних») значень локальних кінетичних коефіцієнтів.

ПРОБЛЕМА ПОРОГУ ПРОТІКАННЯ В НАБЛИЖЕННІ СЕРЕДЬОГО ПОЛЯ В ОДНОПОТІКОВОМУ ВИПАДКУ (НА ПРИКЛАДІ ЕФЕКТИВНОЇ ПРОВІДНОСТІ)

Для однопотокового випадку, наприклад випадку провідності, коли є один термодинамічний потік – щільність електричного струму \mathbf{j} одна термодинамічна сила – напруже-

ність електричного поля \mathbf{E} , які пов'язані між собою законом Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (1)$$

Ефективна провідність σ_e визначається як

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma_e \langle \mathbf{E} \rangle, \quad (2)$$

де $\langle \dots \rangle = 1/V \int \dots dV$ – середнє за обсягом та у разі двофазного середовища

$$\sigma(\mathbf{r}) = \begin{cases} \sigma_1, & \mathbf{r} \in O_1 \\ \sigma_2, & \mathbf{r} \in O_2 \end{cases}, \quad (3)$$

Наближення Бруггемана-Ландауера має вигляд

$$\frac{\sigma_e - \sigma_1}{2\sigma_e + \sigma_1} p + \frac{\sigma_e - \sigma_2}{2\sigma_e + \sigma_2} (1 - p) = 0, \quad (4)$$

Концентраційна залежність згідно з (4) наведена на рис. 1

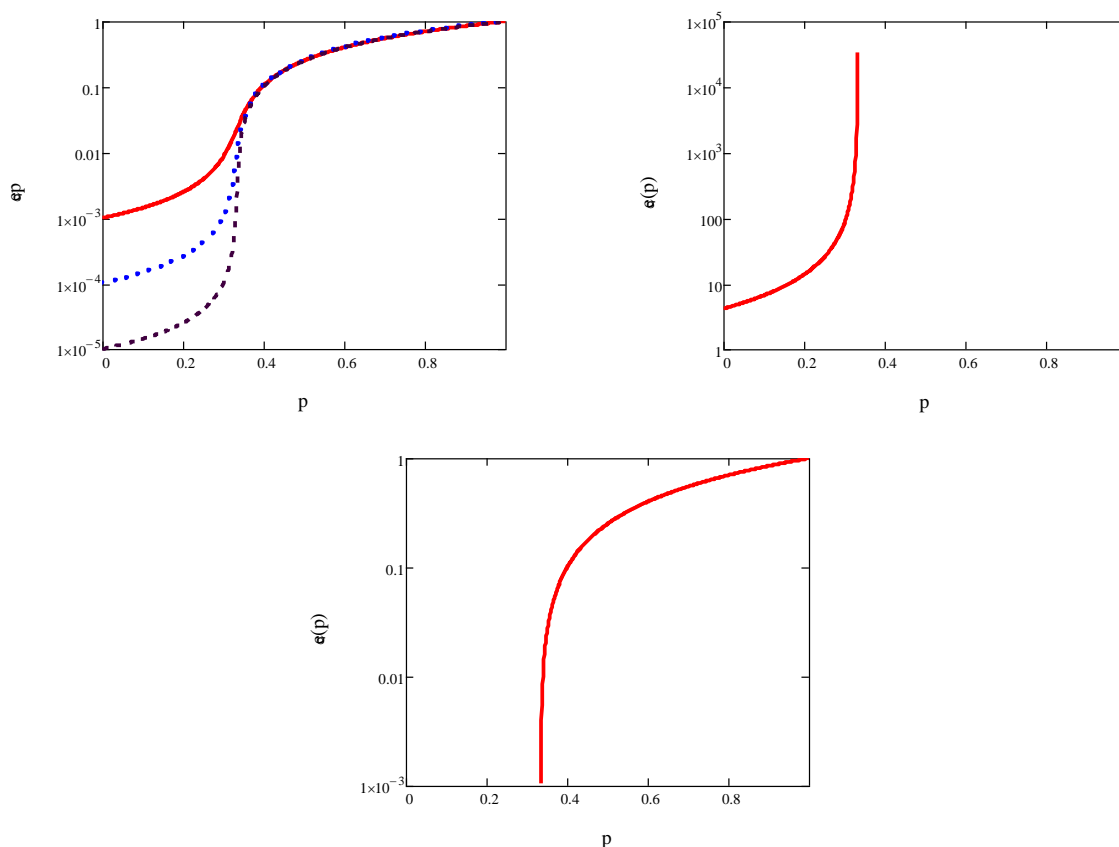


Рис. 1. Концентраційна поведінка ефективної провідності:
а - кінцеве відношення провідностей, б, с – перколяція

За великої неоднорідності $\sigma_1/\sigma_2 \rightarrow \infty$ виділяється т.зв. перколяційний концентраційний

діапазон $|p - p_c| \ll 1$, для якого справедливі перколяційні залежності [1, 2, 4], див. рис. 1

$$\sigma_e = \begin{cases} \sigma_1 (p_c - p)^{-t}, & p < p_c \\ (\sigma_1^q \sigma_2^t)^{1/t+q}, & |p - p_c| \ll \Delta, \\ \sigma_2 (p - p_c)^q, & p > p_c \end{cases} \quad (5)$$

де $\Delta = (\sigma_2 / \sigma_1)^{1/t+q}$.

Слід зазначити, що перколяційні закономірності справедливі лише за дуже великий неоднорідності й у дуже вузькому концентраційному ($|p - p_c| \ll 1$) діапазоні. Проте чисельне значення порогу протікання є характеристикою всього концентраційного діапазону і тим самим характеристика поведінки ефективних кінетичних коефіцієнтів у всьому концентраційному діапазоні та будь-якій неоднорідності.

Наближення Бруггемана-Ландауера засноване на обчисленні полів у відокремленому включенні, дивно, що це наближення досить добре описує граничну поведінку ефективних кінетичних коефіцієнтів. Зокрема, при $p = p_c$ концентраційна залежність ефективної провідності $\sigma_e(p)$ має перегин. Тим паче різкий, що більше неоднорідність. Таким чином, наближення Бруггемана-Ландауера добре описує концентраційну поведінку $\sigma_e(p)$ і може застосовуватися для опису експериментальних даних.

Існує недолік цього наближення, різкий перехід ефективної провідності $\sigma_e(p)$ (при $\sigma_1 / \sigma_2 \rightarrow \infty$ цьому – поріг протікання) завжди дорівнює $p_c = 1/3$. Однак у реальних середовищах [7] поріг перебігу залежно від способу створення композиту може набувати різних значень. Незважаючи на логічність виведення та простоту отриманого виразу, наближення Бруггемана-Ландауера потребує модифікації.

У роботі [7] була розглянута модифікація, що дозволяє задати для випадку $\sigma_1 > \sigma_2$ величину порога протікання. Така модифікація була використана в моделі магнітоеластичних композитів, при введенні методу рухомого порогу протікання [8 – 10]

$$\frac{\frac{\sigma_e - \sigma_1}{2\sigma_e + \sigma_1}}{1 + c(p, \tilde{p}_c) \frac{\sigma_e - \sigma_1}{2\sigma_e + \sigma_1}} p + \frac{\frac{\sigma_e - \sigma_2}{2\sigma_e + \sigma_2}}{1 + c(p, \tilde{p}_c) \frac{\sigma_e - \sigma_2}{2\sigma_e + \sigma_2}} (1 - p) = 0, \quad (6)$$

де $c(p, \tilde{p}_c)$ – терм Саричева-Виноградова

$$c(p, \tilde{p}_c) = (1 - 3\tilde{p}_c) \left(\frac{p}{\tilde{p}_c} \right)^{\tilde{p}_c} \left(\frac{1 - p}{1 - \tilde{p}_c} \right)^{1 - \tilde{p}_c}. \quad (7)$$

Більш складна ситуація спостерігається у наближенні середнього поля в описах ефективних

пружних властивостей композитів [10]. Наближення середнього поля для пружності – наближення Будянського [13, 14], за великої неоднорідності пружних властивостей для тривимірного випадку дає поріг протікання $\frac{1}{2}$, а двомірного – $\frac{2}{3}$ (Що суперечить геометричним міркуванням перколяційної структури).

На рис. 2 показано концентраційну залежність ефективної провідності з урахуванням терму Саричева-Виноградова (6,7). Як видно з рис. 3 при великій неоднорідності (σ_1/σ_2) поріг протікання збігається, як і має бути із заданим у термі \tilde{p}_c .

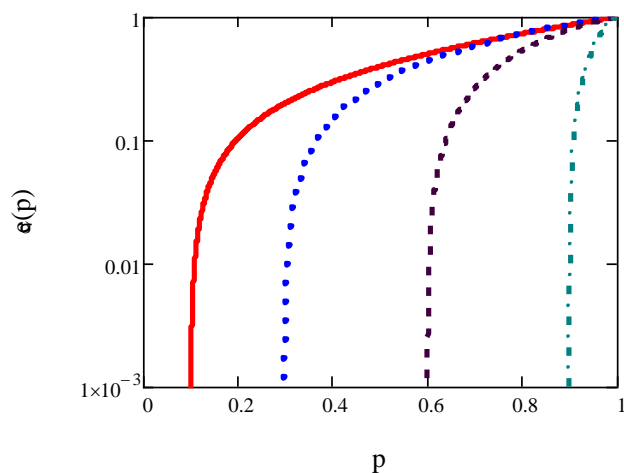


Рис.2 Концентраційна поведінка ефективної провідності згідно (6, 7)

Більш складна ситуація при заданому значенні відношенні σ_1/σ_2 . Отримуваний поріг відхиляється від заданого в Svt \tilde{p}_c . Для визначення виду та величини відхилення p_c від \tilde{p}_c запишемо у явному вигляді рішення рівняння (6)

$$\sigma_e(\sigma_1, \sigma_2, p, \tilde{p}_c) = \frac{1}{4} \left[2 \frac{3p-1+c}{2+c} \sigma_1 + 2 \frac{2-3p}{2+c} \sigma_2 + \sqrt{4 \left(\frac{3p-1+c}{2+c} \sigma_1 + \frac{2-3p}{2+c} \sigma_2 \right)^2 + 16 \frac{1-c}{2+c} \sigma_1 \sigma_2} \right] \quad (8)$$

(для простоти запису $c(p, \tilde{p}_c)$ записана як c) і з рівняння, що визначає точку перегину,

$$\frac{d^3}{dp^3} \sigma_e(\sigma_1, \sigma_2, p, \tilde{p}_c) = 0 \quad (9)$$

знайдемо поріг «протікання» (значення p у якому виконується (9)) при заданому відношенні σ_1/σ_2 – рис. 3. Як, видно, значення відхилення не дуже великі.

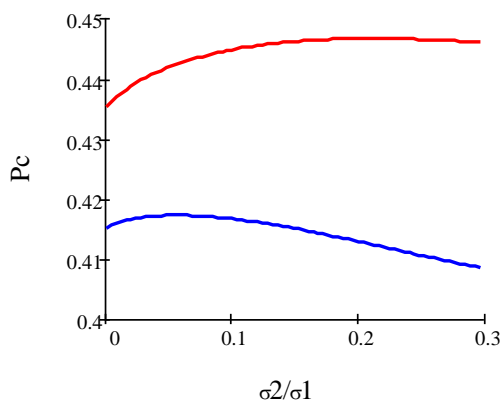


Рис. 3. Порог протікання при заданому значенні відношення провідності фаз.

МОДИФІКАЦІЯ ТЕРМА

Як, очевидно, з безпосереднього рішення рівняння самоузгодження (наближення Бруггемана-Ландауера) терм працює лише за $\sigma_1 > \sigma_2$. Так, наприклад, див. рис. 4 при завданні $\tilde{p}_c = 0.2$ при $\sigma_1 > \sigma_2$ отримуваний поріг протікання дійсно дорівнює 0.2, але при $\sigma_1 < \sigma_2$ (і той і інший випадок - випадок сильно неоднорідного композиту) поріг на 0.2, а 0.737.

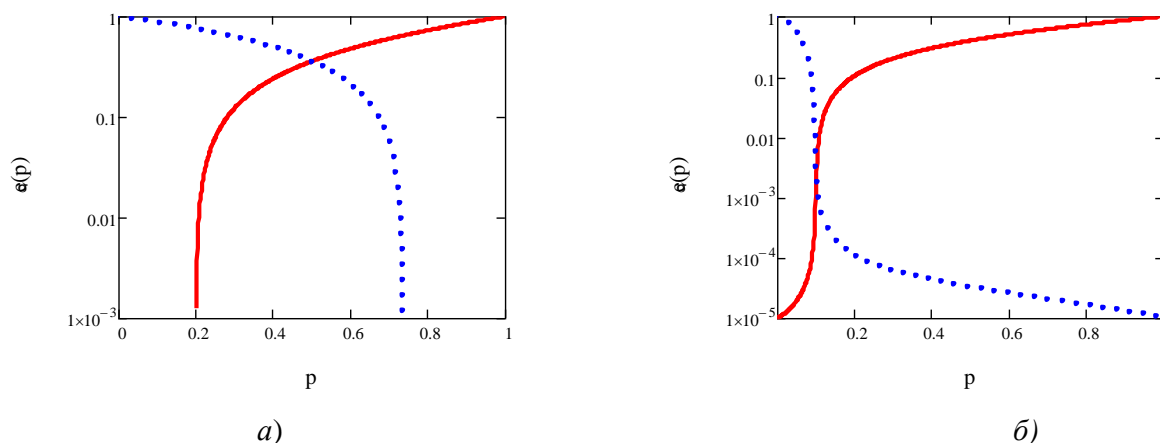


Рис. 4. Пороги протікання
 4а – невірний випадок, 4б – вірний

Необхідно модифікувати терм так, щоб він давав правильні значення порога протікання як при $\sigma_1 > \sigma_2$, так і при $\sigma_1 < \sigma_2$.

Виходячи з симетрії поведінки $\sigma_e(\sigma_1, \sigma_2, p)$ від концентрації та значення провідності фаз

$$\sigma_e(\sigma_1, \sigma_2, p) = \sigma_e(\sigma_2, \sigma_1, 1-p), \quad (10)$$

і терма (7), можна визначити вид терму для випадку $\sigma_1 < \sigma_2$

$$c(p, \tilde{p}_c) = (3p - 2) \left(\frac{p}{\tilde{p}_c} \right)^{\tilde{p}_c} \left(\frac{1-p}{1-\tilde{p}_c} \right)^{1-\tilde{p}_c}. \quad (11)$$

Об'єднання цих термів в один, так що б $\sigma_1 > \sigma_2$ мав місце терм (7), а при $\sigma_1 < \sigma_2$ терм (11) має вигляд

$$c(p, \tilde{p}_c) = -\frac{1}{2} + \frac{3}{2}(1 - 2\tilde{p}_c)U(\sigma_1, \sigma_2), \quad (12)$$

де $U(\sigma_1, \sigma_2)$ функція пов'язана з функцією знак $\text{sgn}(x)$ і має вигляд

$$U(\sigma_1, \sigma_2) = \begin{cases} 1, \sigma_1 > \sigma_2 \\ 0, \sigma_1 = \sigma_2 \\ -1, \sigma_1 < \sigma_2 \end{cases}. \quad (13)$$

Функцію $U(\sigma_1, \sigma_2)$ можна вибрати в такий спосіб

$$U(\sigma_1, \sigma_2) = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{|\sigma_1 - \sigma_2|}. \quad (14)$$

Якщо є необхідність диференціювати вираз з $U(\sigma_1, \sigma_2)$ її можна наблизити гладкою функцією $\bar{U}(\sigma_1, \sigma_2)$, що має похідні в будь-якій точці

$$\bar{U}(\sigma_1, \sigma_2) = \frac{e^{-\beta\left(\frac{\sigma_2-1}{\sigma_1}\right)} - 1}{e^{-\beta\left(\frac{\sigma_2-1}{\sigma_1}\right)} + 1}, \quad (15)$$

де чим більше параметр β , тим ближче функція $\bar{U}(\sigma_1, \sigma_2)$ до ступінчастої.

На Рис.4б показана залежність ефективної провідності від концентрації при заданому порозі перебігу $\tilde{p}_c = 0.1$ при $\sigma_1 = 1, \sigma_2 = 10^{-5}$ (умовні одиниці) і зворотний випадок, коли $\sigma_1 = 10^{-5}, \sigma_2 = 1$.

Тепер маючи терм у вигляді (12,13) або (12,15) можна єдиним чином знайти різні залежності ефективних коефіцієнтів за будь-якої нерівності σ_1, σ_2 .

ЕФЕКТИВНІ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВИПАДКОВО НЕОДНОРОДНИХ СЕРЕДОВИЩ

У [11] було розглянуто термоелектричні властивості композитів з різними порогоми протікання. Було використано наближення середнього поля із термом, аналогічним Svt [7]. Тут ми використовуємо модифікований терм (12 – 15), що дозволяє єдиним чином розглядати будь-які випадки нерівностей локальних кінетичних коефіцієнтів фаз.

Виберемо такі значення кінетичних коефіцієнтів першої та другої фази [15], при температурі $T = 300\text{K}$,

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 5 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}, \quad \kappa_1 = 36.1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \quad \alpha_1 = 0 \text{ В}/\text{К}, \\ \sigma_2 &= 10^5 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}, \quad \kappa_2 = 0.963 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \quad \alpha_2 = 173 \cdot 10^{-6} \text{ В}/\text{К},\end{aligned}\quad (16)$$

де κ – питома теплопровідність, α – термоЕРС. Таким чином, у вибраному варіанті $\sigma_1 > \sigma_2$ і $\kappa_1 > \kappa_2$ термоелектрична добротність фаз дорівнює

$$Z_1 T = 0, \quad Z_2 T = \frac{\sigma_2 \alpha_2^2}{\kappa_2} T = 1.2 \quad (17)$$

Введемо параметр λ , що дозволяє розглянути набір значень σ_2 і α_2 , таких добротність $Z_2 T$ залишається незмінною, але нерівність $\sigma_1 > \sigma_2$ змінюється на зворотне

$$\sigma_2(\lambda) = \sigma_2(1 + \lambda), \quad \alpha_2(\lambda) = \alpha_2(1 + \lambda)^{-1/2}, \quad \lambda \in [0, 9] \quad (18)$$

При $\lambda = 0$ має місце початковий набір значень локальних кінетичних коефіцієнтів, а при $\lambda = 9$ такій $\sigma_2 = 10^6 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ і $\alpha_2 = 63 \cdot 10^{-6} \text{ В}/\text{К}$. Тепер для провідності має місце зворотна нерівність $\sigma_2 > \sigma_1$.

Запишемо вираження щільностей струму та потоку тепла у вигляді

$$\begin{aligned}\langle \mathbf{j} \rangle &= \sigma_e \langle \mathbf{E} \rangle + \sigma_e \alpha_e \langle -\nabla T \rangle, \\ \frac{\langle \mathbf{q} \rangle}{T} &= \sigma_e \alpha_e \langle \mathbf{E} \rangle + \kappa_e \frac{1 + Z_e T}{T} \langle -\nabla T \rangle,\end{aligned}\quad (19)$$

де ∇T – градієнт температури.

Введемо матрицю локальних та ефективних кінетичних коефіцієнтів $\hat{\Omega}$

$$\hat{\Omega}_i = \begin{pmatrix} \sigma_i & \sigma_i \alpha_i \\ \sigma_i \alpha_i & \kappa_i \frac{1 + Z_i T}{T} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

де i – номер фази.

У таких позначеннях наближення середнього поля для термоелектричних явищ можна записати у вигляді (подробіці викладені у [11])

$$\Lambda_1 p + \Lambda_2 (1 - p) = 0, \quad (21)$$

де

$$\Lambda_1 = \frac{\hat{\Omega}_e - \hat{\Omega}_1}{2\hat{\Omega}_e + \hat{\Omega}_1}, \quad \Lambda_2 = \frac{\hat{\Omega}_e - \hat{\Omega}_2}{2\hat{\Omega}_e + \hat{\Omega}_2}, \quad (22)$$

де вирази типу $\hat{\Omega}_e - \hat{\Omega}_i / 2\hat{\Omega}_e + \hat{\Omega}_i$ розуміються як $(\hat{\Omega}_e - \hat{\Omega}_i)(2\hat{\Omega}_e + \hat{\Omega}_i)^{-1}$.

Рівняння самоузгодження з модифікованим термом має вигляд

$$\frac{\Lambda_1}{1 + \mathbf{C}\Lambda_1} p + \frac{\Lambda_2}{1 + \mathbf{C}\Lambda_2} (1 - p) = 0, \quad (23)$$

де тепер терм записується у вигляді матриці

$$\mathbf{C}(p, \tilde{p}_c) = \begin{pmatrix} c_\sigma(p, \tilde{p}_c) & 0 \\ 0 & c_\kappa(p, \tilde{p}_c) \end{pmatrix}$$

Тут $c_\sigma(p, \tilde{p}_c)$ взято з (12-15), а $c_\kappa(p, \tilde{p}_c)$ знаходиться з нього з відповідною заміною σ_1 на κ_1 і σ_2 на κ_2 .

Проаналізуємо отримане рішення (23) добротності. На рис. 5 наведено залежність $Z_e T$ від параметра λ . За зміни параметра λ добротності фаз залишаються незмінними. Досить несподіваним є те, що ефективна добротність при цьому залежить від параметра λ . Відзначимо також нелінійну залежність ефективної добротності від параметра λ .

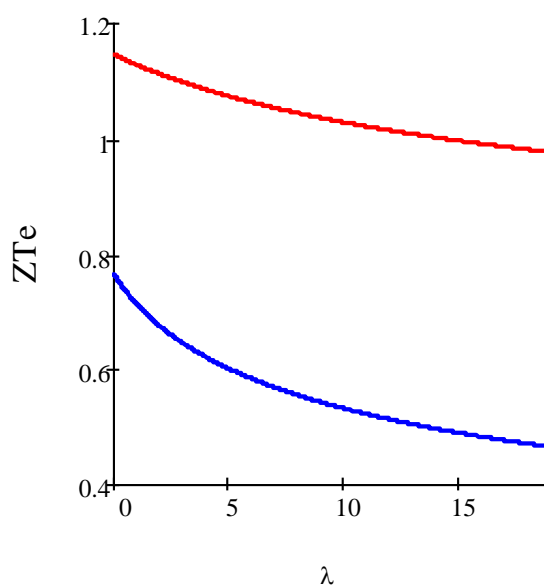


Рис. 5. Залежність $Z_e T$ від параметра λ .
Верхня крива при концентрації 0.1 друга при 0.3

На рис.6 наведено залежність ефективної добротності $Z_e T$ від концентрації першої фази p для різних значень параметра λ . Зазначимо, що ці залежності змінюють ранжування за значеннями параметра λ (чим більше параметр, тим більше максимум) при переході через поріг протікання.

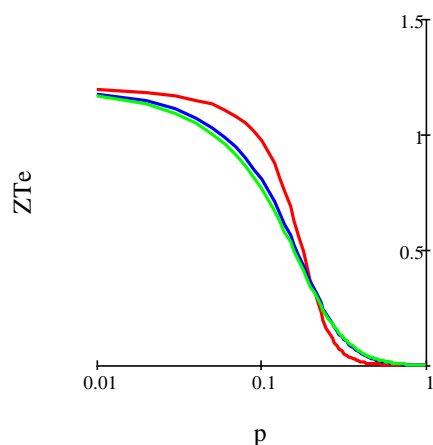


Рис. 6. Залежність ефективного добротності $Z_e T$ від концентрації першої фази для різних значень параметра λ (зверху вниз в лівій частині) параметр дорівнює 0, 9, 15.

Висновки

Використовуючи модифікацію терму, запропонованого в [11], розглянуто поведінку ефективного добротності $Z_e T$ при різному наборі локальних кінетичних коефіцієнтів. Як виявилось, при постійних значеннях локальних добротностей $Z_1 T = \text{const}$, $Z_2 T = \text{const}$ величина $Z_e T$ змінюється за зміни набору кінетичних коефіцієнтів. Цікавим є розглянути аналогічну модифікацію терму для завдання визначення ефективних пружних модулів.

Цей підхід дозволяє в рамках теорії середнього поля описати композити з різними порогами протікання. Зауважимо, що значення ефективних коефіцієнтів, навіть далеко від порогу протікання залежать від значення порогу протікання. У композитах з наночастинками спостерігаються [16] незвичайні з погляду стандартної теорії середнього поля та теорії перколяції значення порогів протікання (спостерігається, у тому числі, відмінність між експериментально отриманими значеннями порогів перколяції для, наприклад, електропровідності та пружності). Запропонований у роботі підхід дозволяє (формально, без з'ясування фізичної причини такого явища) описати ефективні властивості таких композитів.

Література

1. Torquato S., *Random Heterogeneous Materials. Microstructure and Macroscopic Properties*, Springer Verlag: New York, USA, 2002. doi: 10.1115/1.1483342
2. Балагуров Би. Я., *Електрофізичні властивості композитів*, М., Ленанд, 2015, 752с.
3. Choy TC, *Effective medium theory: principles and applications*, Oxford University Press: Oxford, UK, 2016. doi: 10.1093/acprof:oso/9780198705093.001.0001
4. Snarskii A., Bezsudnov IV, Sevryukov VA, Morozovskiy A., Malinsky J., *Transport Processes in*

- Macroscopically Disordered Media. From Mean Field Theory to Percolation*, Springer Verlag: New York, USA, 2016. doi: 10.1007/978-1-4419-8291-9.
5. Bruggeman VD, Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 1935, 416, 664. doi: 10.1002/andp.19354160705
 6. Landauer R., The electrical resistance of binary metallic mixtures. *J. Appl. Phys.* 1952, 23 , 784. doi:10.1063/1.1702301.
 7. Sarychev AK, Vinogradov AP, Effective medium theory for the magnetoconductivity tensor of disordered material. *phys. stat. sol. (b)* 1983, 117 , K113-K118. doi: 10.1002/pssb.2221170252
 8. Snarskii A., Zorinets D., Shamonin M., Kalita V., Theoretical method for calculation of effective properties of composite materials with reconfigurable microstructure: electric and magnetic phenomena. *Phys. A: Stat. Mech. Appl.* 2019, 535 , 122467. doi: 10.1016/j.physa.2019.122467
 9. Snarskii A., Shamonin M., Yuskevich P., Colossal Magnetoelastic Effects в Magnetoactive Elastomers. arxiv: 2002.11762, 2020.
 10. Snarskii A., Shamonin M., Yuskevich P., Effective Medium Theory для Elastic Properties of Composite Materials with Various Percolation Thresholds. *Materials* 2020, 13, 1243.
 11. Snarskii A., Yuskevich P., Effective medium theory for the thermoelectric properties of composite materials with various percolation thresholds, *Journal of Thermoelectricity* 2019, 3, 40.
 12. Lee S., Hippalgaonkar K., Yang F., Hong J., Ko C., Suh J., Liu K., Wang K., Urban JJ, Zhang X., Dames C., Hartnoll SA, Delaire O., Wu J., 2017 *Science*, 355, 371.
 13. Budiansky, B. On the elastic moduli of some heterogeneous materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 1965, 13, 223-227. doi: 10.1016/0022-5096(65)90011-6
 14. Шермергор Т.Д. Теорія пружності мікронеоднорідних середовищ, Наука, М., 1977, 400 стор.
 15. Rowe DM, *Thermoelectrics Handbook (macro to nano)*, Taylor Francis, 2006, 1000.
 16. M.-L. Huang, Y.-D. Shi, M. Wang, A comparative study on nanoparticle network-dependent electrical conductivity, electromagnetic wave shielding effectiveness and rheological properties in multiwall carbon nanotubes filled polymer nanocomposites, *Polym. Compos.* 2022, 1. <https://doi.org/10.1002/pc.2716>

Надійшли до редакції: 16.03.2022

A. Snarskii, *doc. phys.– mat. sciences*,
professor, **V. Fedotov**
National Technical University of Ukraine
"Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", 37 Peremohy Prosp.,
Kyiv, 03056, Ukraine, e - mail : *asnarskii @ gmail. Com*

THERMOELECTRIC COMPOSITES WITH DIFFERENT PERCOLATION THRESHOLDS

A modification of the mean-field approximation is considered for describing the behaviour of effective kinetic coefficients, including for thermoelectric composites. The proposed modification makes it possible to describe randomly heterogeneous media with different percolation thresholds at arbitrary values of local kinetic coefficients.

Key words: thermoelectric composites, kinetic coefficients.

References

1. Torquato S. (2002). *Random heterogeneous materials. Microstructure and macroscopic properties*. Springer Verlag: New York, USA, doi: 10.1115/1.1483342
2. Balagurov B.Ya. (2015). *Electrophysical properties of composites*. Moscow: Lenand.
3. Choy T.C. (2016). *Effective medium theory: principles and applications*, Oxford University Press: Oxford, UK, doi: 10.1093/acprof:oso/9780198705093.001.0001
4. Snarskii A., Bezsudnov IV, Sevryukov VA, Morozovskiy A., Malinsky J. (2016). *Transport processes in macroscopically disordered media. From mean field theory to percolation*. Springer Verlag: New York, USA, doi: 10.1007/978-1-4419-8291-9.
5. Bruggeman V.D. (1935). Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 16, 664. doi: 10.1002/andp.19354160705
6. Landauer R. (1952). The electrical resistance of binary metallic mixtures. *J. Appl. Phys.* 23, 784. doi:10.1063/1.1702301.
7. Sarychev A.K., Vinogradov A.P. (1863). Effective medium theory for the magnetoconductivity tensor of disordered material. *phys. stat. sol. (b)*, 117, K113-K118. doi: 10.1002/pssb.2221170252
8. Snarskii A., Zorinets D., Shamonin M., Kalita V. (2019). Theoretical method for calculation of effective properties of composite materials with reconfigurable microstructure: electric and magnetic phenomena. *Phys. A: Stat. Mech. Appl.* 535, 122467. doi: 10.1016/j.physa.2019.122467
9. Snarskii A., Shamonin M., Yuskevich P. (2020). Colossal magnetoelastic effects in magnetoactive elastomers. arxiv: 2002.11762, 2020.
10. Snarskii A., Shamonin M., Yuskevich P. (2020). Effective medium theory for elastic properties of composite materials with various percolation thresholds. *Materials*, 13, 1243.
11. Snarskii A., Yuskevich P. (2019). Effective medium theory for the thermoelectric properties of composite materials with various percolation thresholds. *J. Thermoelectricity*, 3, 40.
12. Lee S., Hippalgaonkar K., Yang F., Hong J., Ko C., Suh J., Liu K., Wang K., Urban JJ, Zhang X., Dames C., Hartnoll SA, Delaire O., Wu J. (2017). *Science*, 355, 371.
13. Budiansky, B. (1965). On the elastic moduli of some heterogeneous materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 13, 223-227. doi: 10.1016/0022-5096(65)90011-6

14. Shermegor T.D. (1977). *Theory of elasticity of microinhomogeneous media*. Moscow: Nauka.
15. Rowe D.M (2006). *Thermoelectrics Handbook (macro to nano)*, Taylor Francis, 1000.
16. M.-L. Huang, Y.-D. Shi, M. Wang. (2022). A comparative study on nanoparticle network-dependent electrical conductivity, electromagnetic wave shielding effectiveness and rheological properties in multiwall carbon nanotubes filled polymer nanocomposites, *Polym. Compos.* 1. <https://doi.org/10.1002/pc.2716>

Submitted: 16.03.2022