

УДК 537.9 544.72.05 544.77

Семенов А.К.

Кафедра теоретичної фізики та астрономії,
Одеський національний університет імені І.І. Мечникова,
вул. Дворянська 2, Одеса, 65026, Україна
E-mail: a.k.semenov@onu.edu.ua

Вплив неоднорідності міжфазного шару на перколяційну поведінку провідності дисперсних систем типу ізолятор-провідник

В даній роботі аналізується вплив неоднорідності профілю електричної провідності міжфазного шару на поведінку електричної провідності систем типу ізолятор-провідник в околі точки перколяції на прикладі експоненціально-спадних (з різними степенями відстані від поверхні частинки до заданої точки в показнику експоненти) профілів. Аналіз проводиться в рамках розвинутої теорії ефективного електричного відгуку неупорядкованих багатофазних систем частинок з морфологією тверде ядро-проникна оболонка, побудованої в рамках методу компактних груп неоднорідностей. Зокрема, аналізуються положення порогу перколяції та ефективні критичні індекси провідності. Також теорія застосовується до обробки експериментальних даних з концентраційної залежності провідності системи KCl-Ag.

Ключові слова: перколяція, провідність, ядро-оболонка, метод компактних груп

Вступ. Однією з нагальних сучасних задач матеріалознавства та виробництва є створення дисперсних систем з наперед заданими електричними характеристиками. Типовий фактор, що слід враховувати, є формування міжфазних шарів навколо частинок дисперсної фази: оксидні шари на поверхні металевих частинок [1-3], області просторового заряду в твердих композитних електролітах [4] та аморфізованого полімеру в полімерних композитних електролітах [5], подвійні електричні шари в колоїдах [6] тощо. Електричні властивості таких шарів та їх можливе об'єднання істотним чином впливають на формування ефективних характеристик таких систем [7]. Зокрема, якщо питома провідність таких шарів більша за питому провідність матриці, то вони можуть приводити до появи ефекту електричної перколяції [8].

Ефект електричної перколяції головним чином проявляється у вигляді різкої зміни провідності на вузьких концентраційних інтервалах за рахунок формування високопровідних шляхів (перколяційних кластерів). Останні можуть бути сформовані як за рахунок міжфазних шарів, так і самих частинок. Концентрацію частинок, при якій виникає перколяція, називають порогом перколяції c_c . В околі цієї точки провідність системи σ_{eff} зазвичай інтерполюють степеневими законами:

$$\sigma_{eff} \sim \begin{cases} (c_c - c)^{-s}, & c < c_c \\ (c - c_c)^t, & c > c_c \end{cases}, \quad (1)$$

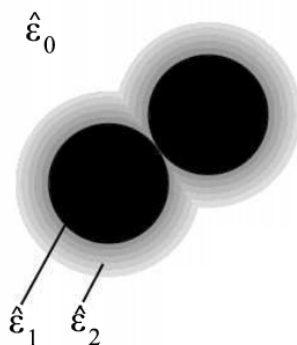


Рис. 1. Модель тверде ядро-проникна оболонка: біла область – однорідна матриця з діелектричною проникністю $\hat{\epsilon}_0$; чорні області – тверді частинки з проникністю $\hat{\epsilon}_1$ та радіусом R_1 ; сірі області – вільно проникні оболонки товщиною $R_1\delta$, що мають в загальному випадку радіально-неоднорідну проникність $\hat{\epsilon}_2$. Всі проникності комплексні та мають структуру (3)

де s і t – перколяційні критичні індекси провідності [7,8].

Вплив міжфазних шарів на перколяційні характеристики системи є мало вивченим через те, що перколяція – суттєво багаточастинковий ефект, тому для його опису потрібно знати кореляційні та поляризаційні внески вищих порядків. Це є нетривіальною задачею вже для електрично однорідних шарів, та робить вивчення більш розповсюдженого випадку неоднорідних шарів однією з дуже складних, але нагальних задач теорії електричної перколяції в дисперсних системах.

В роботі [9] побудовано багаточастинкову теорію квазістатичного електричного відгуку неупорядкованих систем з електрично однорідним проникним міжфазним шаром для систем типу ізолятор-провідник (слабко провідна матриця, високопровідні частинки, оболонки з проміжною провідністю) та показана її ефективність для опису провідності та діелектричної проникності таких систем поблизу порогу перколяції. Зокрема, було показано, що поріг перколяції c_c залежить тільки від геометричних розмірів оболонки, а критичні індекси s та t можуть мати широкий спектр значень, які залежать від значень провідностей компонентів системи та концентраційних проміжків, на яких вони визначаються. В даній роботі ми узагальнюємо ці результати на випадок електрично неоднорідних оболонок, з правилом домінування ближчих областей профілю над більш далекими при їх перекритті (див. рис. 1). Розгляд ведеться в рамках добре протестованої теорії [10, 11] на прикладі профілю провідності оболонок виду:

$$\sigma_2(u) = \sigma_{\max} \exp \left[-(u / \delta)^p \ln(\sigma_{\max} / \sigma_{\min}) \right], \quad (2)$$

при різних значеннях степеня $p \geq 1$, де $\delta = h / R_1$ – відносна товщина оболонки; $u = (r - R_1) / R_1$ – відносна відстань від поверхні ядра частинки (r – відстань від центру ядра); $\sigma_{\max}$ та $\sigma_{\min}$ -- значення провідності оболонки при $u = 0$ та $u = \delta$, відповідно. Теорія застосовується для уточненого опису експериментальних даних [1] з концентраційної залежності ефективної квазістатичної провідності

систем частинок Ag з проникними оксидними оболонками, диспергованих в матрицю KCl.

1. Вихідні теоретичні результати. Теорія [10, 11] побудована на базі методу компактних груп неоднорідностей (МКГ) [12, 13], який дозволяє врахувати багаточастинкові внески, уникаючи модельної деталізації для їх розрахунку. Розглядаються такі частоти тестуючого поля ω , що внесками діелектричних втрат можна знехтувати. Тоді відносні комплексні діелектричні проникності компонентів та системи мають структуру

$$\hat{\epsilon} = \epsilon + i\sigma / \omega e_0, \quad (3)$$

де e_0 – електрична стала; ϵ – дійсна частина діелектричної проникності; σ – квазістатична електрична провідність.

Ефективна комплексна проникність $\hat{\epsilon}_{eff}$ визначається із співвідношення

$$\langle \mathbf{J}(\mathbf{r}) \rangle = -i\omega e_0 \langle \hat{\epsilon}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \rangle = -i\omega e_0 \hat{\epsilon}_{eff} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}) \rangle, \quad (4)$$

де $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ та $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – локальні значення комплексних густини струму та поля. В рамках МКГ середні цих полів для макроскопічно однорідних та ізотропних систем знаходяться [9-13] через квазістатичні ітераційні розв'язки рівняння розповсюдження електромагнітної хвилі в допоміжній системі: вважається, що ефективний електричний відгук дисперсної системи еквівалентний відгуку допоміжної системи, утвореної диспергуванням компонентів першої в деяку однорідну матрицю M з проникністю $\hat{\epsilon}_f$. Ця допоміжна система розглядається, як сукупність макроскопічних областей (компактних груп) з лінійними розмірами, набагато меншими, ніж довжина хвилі тестуючого поля в середовищі. Компактні групи є по суті точковими по відношенню до поля, що дозволяє залишити лише сингулярні внески у внутрішніх пропаторгах та просумувати ітераційні ряди [11,12]. Значення $\hat{\epsilon}_f$ знаходиться з граничних умов для нормальних компонент полів на межі розділу M та гомогенізованого середовища та дорівнює $\hat{\epsilon}_{eff}$ [11].

Для розглядуваної системи отримано [10,11] наступне інтегральне співвідношення для $\hat{\epsilon}_{eff}$:

$$\left[1 - \phi(c, \delta_M)\right] \frac{\hat{\epsilon}_0 - \hat{\epsilon}_{eff}}{2\hat{\epsilon}_{eff} + \hat{\epsilon}_0} + c \frac{\hat{\epsilon}_1 - \hat{\epsilon}_{eff}}{2\hat{\epsilon}_{eff} + \hat{\epsilon}_1} + \int_0^{\delta_M} \frac{\partial \phi(c, u)}{\partial u} \frac{\hat{\epsilon}_2(u) - \hat{\epsilon}_{eff}}{2\hat{\epsilon}_{eff} + \hat{\epsilon}_2(u)} du = 0, \quad (5)$$

де c – об'ємна концентрація твердих частинок; ϕ – об'ємна концентрація частинок разом з проникними оболонками, що мають відносну товщину δ_M . Остання концентрація може бути знайдена статистичними методами [14]:

$$\begin{aligned} \phi(c, \delta) = & 1 - (1 - c) \exp \left[- \frac{((1 + \delta)^3 - 1)c}{1 - c} \right] \\ & \times \exp \left\{ - \frac{3(1 + \delta)^3 c^2}{2(1 - c)^3} \left[2 - \frac{3}{1 + \delta} + \frac{1}{(1 + \delta)^3} - \left(\frac{3}{1 + \delta} - \frac{6}{(1 + \delta)^2} + \frac{3}{(1 + \delta)^3} \right) c \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

У квазістатичному наближенні, якщо виконуються нерівності

$$|\sigma_{eff} - \sigma_q| \gg \omega e_0 (2\varepsilon_{eff} + \varepsilon_q), \quad q = 0, 1, 2,$$

отримуємо для провідності:

$$\left[1 - \phi(c, \delta_M)\right] \frac{x_0 - x}{2x + x_0} + c \frac{1 - x}{2x + 1} + \int_0^{\delta_M} \frac{\partial \phi(c, u)}{\partial u} \frac{x_2(u) - x}{2x + x_2(u)} du = 0, \quad (7)$$

де $x_i = \sigma_i / \sigma_1$; $x = \sigma_{eff} / \sigma_1$. Це співвідношення є строгим у статичному випадку та буде використовуватися далі як основне робоче співвідношення.

2. Поріг перколяції та ефективні критичні індекси. Для знаходження порогу перколяції c_c розглянемо, як і у випадку однорідної оболонки [9], систему з непровідною матрицею ($x_0 = 0$). Для такої системи фізичний розв'язок (7) складається з двох віток, що відповідають наступним концентраційним інтервалам: 1) при $c < c_c$ розв'язок тривіальний $x = 0$; 2) при $c > c_c$ ненульова ефективна провідність x знаходиться із співвідношення:

$$-\frac{1}{2} \left[1 - \phi(c, \delta_M)\right] + c \frac{1 - x}{2x + 1} + \int_0^{\delta_M} \frac{\partial \phi(c, u)}{\partial u} \frac{x_2(u) - x}{2x + x_2(u)} du = 0. \quad (8)$$

Виходячи з умови неперервного зшивання цих двох віток у точці c_c , для знаходження положення останньої достатньо покласти у (8) $x = 0$ та $c = c_c$:

$$-\left[1 - \phi(c_c, \delta_M)\right] \frac{1}{2} + c_c + \int_0^{\delta_M} \frac{\partial \phi(c_c, u)}{\partial u} du = 0, \quad (9)$$

що дає рівняння для знаходження c_c :

$$\phi(c_c, \delta) = \frac{1}{3}. \quad (10)$$

Воно збігається з раніше знайденим співвідношенням для порогу перколяції в системі частинок з провідними однорідними оболонками [9]. Цей результат підкреслює, що поріг перколяції не залежить від величини і розподілу провідності провідних міжфазних шарів, а визначається їх геометричним розміром.

Показники t і s , що на практиці вимірюються на деякому проміжку концентрацій $[c_1, c_2]$, визначаємо наступним чином:

$$t_{eff} = \ln \frac{\sigma_{eff}(c_2)}{\sigma_{eff}(c_1)} \bigg/ \ln \frac{c_2 - c_c}{c_1 - c_c}; \quad s_{eff} = -\ln \frac{\sigma_{eff}(c_2)}{\sigma_{eff}(c_1)} \bigg/ \ln \frac{c_c - c_2}{c_c - c_1}. \quad (11)$$

Для електрично однорідних оболонок залежності індексу t_{eff} від c_2 та індексу s_{eff} від x_0 представлені на рис. 2, 3 (штрих-пунктирні лінії). Індекс t_{eff} за визначенням вводиться при нульовій провідності матриці, тому для виявлення його залежності від $[c_1, c_2]$ було покладено $x_0 = 0$. Профіль (2) при аналізі цього індексу розглядався при $\sigma_{min} = 10^{-10} \sigma_1$, $\sigma_{max} = \sigma_1$ для двох значень $p = 1$ та $p = 2$ (неперервна та штрихована лінії, відповідно). Щоб справджувалася рівність $\sigma_2(\delta) = \sigma_0$, до цього профілю додавалось $(-\sigma_{min})$. Індекс s_{eff} за визначенням вводиться для систем з $x_0 \ll x_2, x_1$, тому значення параметрів профілю (2) були

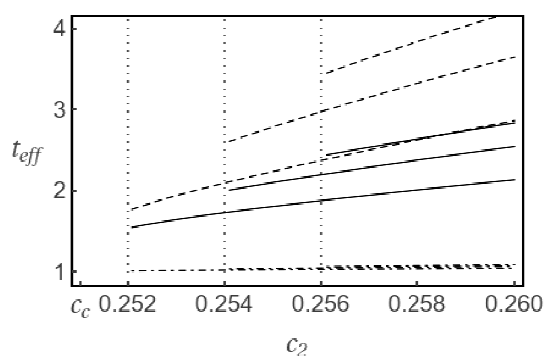


Рис. 2. Залежність індексу t_{eff} від c_2 при $x_0 = 0$, $\delta = 0.1$ ($c_c \approx 0.251$) та різних значеннях c_1 , що вказані вертикальними точковими лініями. Штрих-пунктирні лінії – дані для однорідного профілю [9] при $x_2 = 5 \times 10^{-5}$; неперервні та штриховані – результати для профілю (2) з доданком $(-\sigma_{\min})$, для $p = 1$ та $p = 2$, відповідно, при $\sigma_{\min} = 10^{-10} \sigma_1$, $\sigma_{\max} = \sigma_1$

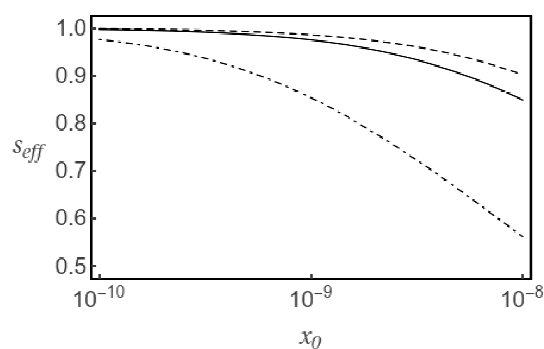


Рис. 3. Залежність індексу s_{eff} від x_0 при $c_1 = 0.24$, $c_2 = 0.25$, $\delta = 0.1$ ($c_c \approx 0.251$). Штрих-пунктирна лінія – для однорідного профілю при $x_2 = 5 \times 10^{-5}$ [9]; неперервна та штрихована – результати для профілю (2), для $p = 1$ та $p = 2$, відповідно, при $\sigma_{\min} = 5 \times 10^{-5} \sigma_1$, $\sigma_{\max} = \sigma_1$

$\sigma_{\min} = 5 \times 10^{-5} \sigma_1$, $\sigma_{\max} = \sigma_1$ для значень $p = 1$ та $p = 2$, при зміні x_0 від 10^{-10} до 10^{-8} . У порівнянні із залежністю для однорідної оболонки, залежність t_{eff} для профілю (2) має більший кут нахилу, що зростає при збільшенні значення p та дозволяє покрити більшу область значень на фіксованому концентраційному інтервалі. Такі значення t_{eff} дійсно проявляється на експерименті [15]. Для s_{eff} якісна поведінка теж зберігається; змінюється лише область його значень.

3. Застосування до експериментальних даних. В роботі [1] представлені експериментальні дані з концентраційної залежності ефективної квазістатичної провідності систем на основі KCl з частинками Ag з середнім радіусом приблизно 10 нм. Частинки були виготовлені шляхом випаровування Ag у присутності аргону та кисню задля формування на поверхні частинок тонкої (приблизно 1 нм, $\delta \approx 0.10$) оксидної плівки, що перешкождала частинкам злипатися, але була достатньо тонка та проникна для виникнення контактів метал-метал під великим тиском. Ці частинки додавалися до порошку KCl, перемішувалися та пресувалися під тиском до твердих зразків.

На рис. 4а представлено обробку цих даних за формулою (7) в рамках моделей з однорідною оболонкою (штрих-пунктирна лінія; див. [9]) та неоднорідною оболонкою (неперервна лінія) з профілем провідності (2) при $p = 3.2$, $\sigma_{\max} = \sigma_1$, $\sigma_{\min} = 1$ См/м. Значення $\sigma_{\min}$ відповідає за порядком величини значенню провідності суміші порошків AgO та Ag₂O [16]. Електрично неоднорідна структура профілю може відображати ефект тунелювання електронів, для якого залежність провідності від відстані між двома частинками виражається у вигляді експоненціального закону [15]:

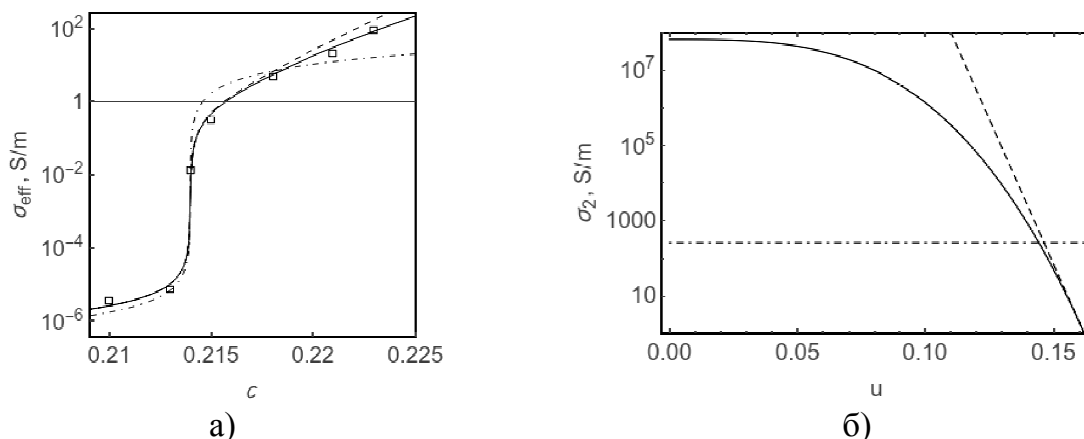


Рис. 4. а) Залежність ефективної провідності систем KCl-Ag [1] від концентрації частинок Ag в околі порогу перколяції та результати її обробки, використовуючи однорідний профіль при $x_2 = 4 \times 10^{-6}$, $x_0 = 5 \times 10^{-16}$ [9] (штрих-пунктирна лінія, рис. б) та неоднорідні профілі (2) та (13) при $p = 3.2$, $\sigma_{\max} = \sigma_1$, $\sigma_{\min} = 1$ См/м, $x_0 = 7.5 \times 10^{-16}$ (неперервна та штрихована лінії, відповідно, рис. б). Інші параметри: $\sigma_1 = 6.25 \times 10^7$ См/м, $\delta = 0.162$ ($c_c = 0.214$).

$$\sigma_2(u) = \sigma_{\text{cont}} \exp[-4u / \delta_h], \quad (12)$$

де σ_{cont} – контактна провідність між частинками; $\delta_h = \xi / R_1$ - відношення характерної довжини тунелювання ξ , що має величину порядку кількох нанометрів, до радіусу ядра частинки.. Оцінки значення ξ за знайденими параметрами знаходяться у межах від 0.4 до 1.0 нанометра для значень $\sigma_{\text{cont}} = \sigma_1 \div 10^{-5} \sigma_1$, відповідно. Як буде показано далі, поблизу точки $u = \delta$ отриманий нами профіль можна досить добре апроксимувати експоненціальним.

Для металевих наночастинок відомим є також так званий spill-out ефект [17] з характерною товщиною шару spill-out електронів порядку сотих нанометра, що відповідає найближчій до ядра області профілю. Як було вказано в [10, 11], різні області профілю мають домінуючу роль на різних інтервалах концентрацій. Зокрема, інтервал, що відповідає найближчій до ядра області, виходить за рамки досліджуваного на експерименті, тож прояв spill-out ефекту в даному випадку не може бути зафіксований за результатами обробки цих експериментальних даних нашою теорією. Дійсно, якщо ми обмежимося лінійним членом у розкладі показника експоненти в (2) в ряд за $u - \delta$ в околі $u = \delta$ (див. рис. 4б, штрихована лінія), то отримаємо профіль

$$\sigma_2(u) = \sigma_{\min} \exp[-p \ln(\sigma_{\max} / \sigma_{\min})(u - \delta) / \delta]. \quad (13)$$

При розрахунку σ_{eff} для цього профілю з тими самими параметрами, що були використані для профілю (2), ми отримаємо досить добре узгодження з експериментом (див. рис. 4а, штрихована лінія), яке можна покращити, зменшивши значення p . Однак профіль (13) при малих значеннях u та $p \neq 1$ має асимптоту, відмінну від асимптотики профілю (2).

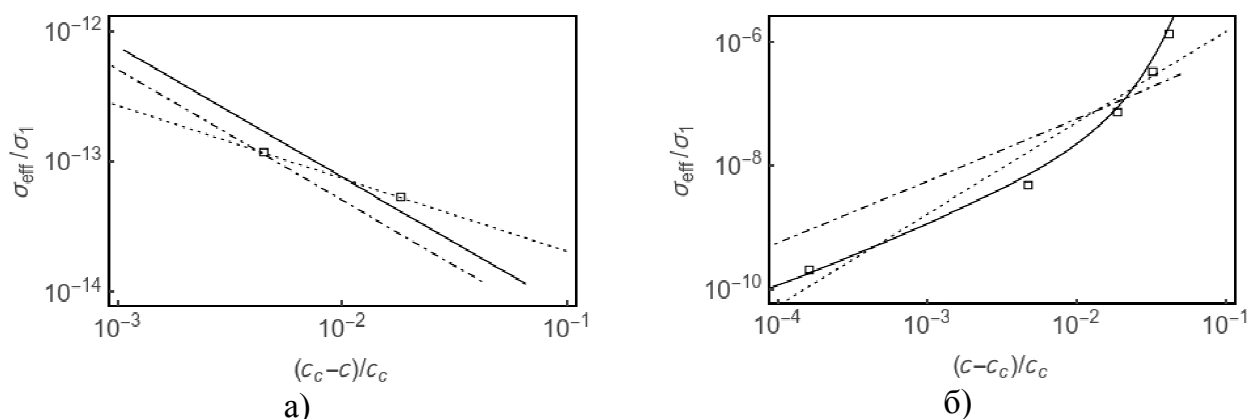


Рис. 5. Залежність (у логарифмічних масштабах) відносної ефективної провідності систем KCl-Ag [1] від відстані до порогу перколяції в областях а) $c < c_c$ та б) $c > c_c$. Неперервні ($s_{\text{eff}} \approx 0.99$, $t_{\text{eff}} \approx 1.09 \div 1.60$) та штрих-пунктирні ($s_{\text{eff}} \approx 0.68$, $t_{\text{eff}} \approx 1.00 \div 1.01$) лінії – їх обробки, що були представлені на рис. 4; точкові лінії – підгонки методом найменших квадратів ($s_{\text{eff}} \approx 0.56$, $t_{\text{eff}} \approx 1.48$).

Ефективні критичні індекси провідності для цих даних можна відновити із залежності логарифму відносної ефективної провідності від логарифму відстані по концентрації від порогу перколяції в областях $c < c_c$ та $c > c_c$ (див. рис. 5). Для індексу s_{eff} результат підгонки методом найменших квадратів $s_{\text{eff}} \approx 0.56$ та результат для однорідної оболонки $s_{\text{eff}} \approx 0.68$ лежать досить близько. Результат для неоднорідного профілю $s_{\text{eff}} \approx 0.99$ є близьким до результату моделі самоузгодженого поля в теорії перколяції ($s = 1$). Для індексу t_{eff} результат методу найменших квадратів $t_{\text{eff}} \approx 1.48$ лежить у межах значень, отриманих для неоднорідного профілю, $t_{\text{eff}} \approx 1.09 \div 1.60$; однорідний профіль дає результат моделі самоузгодженого поля $t_{\text{eff}} \approx 1.00 \div 1.01$. Всі критичні індекси розраховані для інтервалів $[c_1, c_2]$, де значення концентрацій відповідають експериментальним точкам. Відзначимо, що це лише інтерполяційні оцінки, знайдені для дуже незначної кількості точок.

4. Результати та висновки. Продemonстровано, що неоднорідність профілю провідності оболонок грає суттєву роль у поведінці ефективної провідності дисперсної системи в околі порогу електричної перколяції. За допомогою обробки експериментальних даних можна встановити, щонайменше якісно, структуру цього профілю та дати інтерпретацію його фізичної природи. Зокрема, в розглянутому нанокompозиті KCl-Ag неоднорідна структура профілю провідності оксидної оболонки може бути результатом механізму тунелювання електронів, що підтверджується виявленою формою профілю провідності оболонки та оцінками характерної довжини тунелювання. Внески в профіль ефектів, які грають роль на високих концентраціях, що не входили в досліджений на експерименті інтервал (наприклад, spill-out ефект), неможливо виявити внаслідок браку необхідних експериментальних даних.

Теоретично продемонстровано неуніверсальність перколяційних критичних індексів провідності для розглянутих модельних систем та їх залежність від характеру неоднорідності профілю. Показано, що положення порогу перколяції в системах з електрично неоднорідним міжфазним провідним шаром залежить лише від товщини оболонки. Ефективність теорії підтверджується результатами її застосування до обробки експериментальних даних.

Подяка. Автор висловлює подяку доц. Сушку М.Я. за корисні поради та допомогу при написанні роботи.

Література:

1. *Chen I.-G., Johnson W.* Electrical conductivity of random silver-potassium chloride composites // *Journal of Materials Science*. – 1986. – Vol. 21. – P. 3162-3166.
2. *Grannan D., Garland J., Tanner D.* Critical Behavior of the Dielectric Constant of a Random Composite near the Percolation Threshold // *Physical Review Letters*. – 1981. – Vol. 46. – P. 375-378.
3. *Mirzaei A., Janghorban K., Hashemi B., Neri G.* Metal-core@metal oxide-shell nanomaterials for gas-sensing applications: a review // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2015. – Vol. 17. – P. 1-36.
4. *Uvarov N.F.* Composite solid electrolytes: recent advances and design strategies // *Journal of Solid State Electrochemistry*. – 2011. – Vol. 15. – P. 367-389.
5. *Wieczorek W., Siekierski M.* Composite Polymeric Electrolytes. In: *Knauth P., Schoonman J.* (eds) *Nanocomposites. Electronic Materials: Science and Technology*, vol 10. – Springer, Boston, MA, 2008.
6. *Cruz R.C.D., Segadães A.M., Oberacker R., Hoffmann M.J.* Double layer electrical conductivity as a stability criterion for concentrated colloidal suspensions // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. – 2017. – Vol. 520. – P. 9-16.
7. *Torquato S.* *Random Heterogeneous Materials: Microstructure and Macroscopic Properties*. – Springer Science+Business Media, New York, 2002.
8. *Stauffer D., Aharony A.* *Introduction To Percolation Theory: Second Edition*. – Taylor & Francis, 1994.
9. *Sushko M. Ya., Semenov A.K.* Conductivity and permittivity of dispersed systems with penetrable particle-host interphase // *Condensed Matter Physics*. – 2013. – Vol. 16. – № 1. – P. 13401 – P. 1-10.
10. *Sushko M. Ya., Semenov A.K.* A mesoscopic model for the effective electrical conductivity of composite polymeric electrolytes // *Journal of Molecular Liquids*. – 2019. – Vol. 279. – P. 677-686.
11. *Sushko M. Ya., Semenov A.K.* Rigorously solvable model for the electrical conductivity of dispersions of hard-core-penetrable-shell particles and its applications // *Physical Review E*. – 2019. – Vol. 100. – 052601. – P. 1-14.
12. *Сушко М.Я.* О диэлектрической проницаемости суспензий // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2007. – Т. 132. – С. 478-484.
13. *Sushko M. Ya.* Effective dielectric response of dispersions of graded particles // *Physical Review E*. – 2017. – Vol. 96. – 062121. – P. 1-8.
14. *Rikvold P.A., Stell G.* D-dimensional interpenetrable-sphere models of random two-phase media: Microstructure and an application to chromatography // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 1985. – Vol. 108. – P. 158-173.

15. Balberg I. Tunneling and nonuniversal conductivity in composite materials // Physical Review Letters. – 1987. – Vol. 59. – P. 1305-1308.
16. Tvarusko A. The electric resistivity of AgO // Journal of the Chemical Society – 1968. – Vol. 115. – P. 1105-1110.
17. Weick G., Ingold G.-L., Jalabert R.A., Weinmann D. Surface plasmon in metallic nanoparticles: renormalization effects due to electron-hole excitations // Physical Review B. – 2006. – Vol. 74. – 165421. – P. 1-14.

Semenov A. K.

Effect of inhomogeneity of the interphase layer on the conductivity percolation behavior of insulator/conductor dispersions

Summary

In the present work we analyze the influence of electrical inhomogeneity of the interphase layer on the electric conductivity of insulator-conductor systems in the vicinity of the percolation threshold for the example of exponentially-decaying profiles (with different powers of the distance from the particle's surface to the point of interest in the exponent). The analysis is carried out in terms of the theory of effective electric response of random many-phase systems of particles with the hard-core-penetrable-shell morphology, built with the method of compact groups of inhomogeneities. Particularly, we analyze the position of the percolation threshold and the effective critical exponents for the conductivity. Also, the theory is applied to experimental data for the concentration dependence of the conductivity of KCl-Ag system.

Key words: percolation, conductivity, core-shell, compact groups approach

Семенов А.К.

Влияние неоднородности межфазного слоя на перколяционное поведение проводимости дисперсных систем типа изолятор-проводник

Аннотация

В данной работе анализируется влияние неоднородности профиля электрической проводимости межфазного слоя на поведение электрической проводимости систем типа изолятор-проводник в окрестности точки перколяции на примере экспоненциально-нисходящих (с разными степенями расстояния от поверхности частицы до заданной точки в показателе экспоненты) профилей. Анализ проводится в рамках развитой теории эффективного электрического отклика неупорядоченных многофазных систем частиц с морфологией твердое ядро-проницаемая оболочка, построенной в рамках метода компактных групп неоднородностей. В частности, анализируются положения порога перколяции и эффективные критические индексы проводимости. Также теория применяется к обработке экспериментальных данных по концентрационной зависимости проводимости системы KCl-Ag.

Ключевые слова: перколяции, проводимость, ядро-оболочка, метод компактных групп.