

**ВИЗНАЧЕННЯ ВЕЛИЧИН ЕНЕРГЕТИЧНОЇ НЕВПОРЯДКОВАНOSTІ  
В АМОΡФНИХ ОКСИДНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ<sup>a</sup>**

Плівки аморфних матеріалів стійкі до високоенергетичного опромінення. Тому прилади, побудовані з використанням цих матеріалів, можуть працювати в умовах підвищеної радіації значно довше, ніж прилади з використанням кристалів. Важливою характеристикою цих матеріалів є ступінь їхньої неупорядкованості. Для визначення цієї характеристики розглянуто модель випадкових флуктуацій локального краю зони провідності для теоретичного дослідження магнетопровідності в аморфних оксидних напівпровідниках. Використано наближення ефективного середовища. Запропоновано підхід до визначення величини енергетичного безпорядку на базі експериментального вимірювання зміни поздовжньої та поперечної електропровідності в магнітному полі.

*Ключові слова:* енергетична неупорядкованість, аморфні оксидні напівпровідники, магнетопровідність.

**1. Вступ**

Тривалий час для обчислення кінетичних характеристик, у тому числі і електропровідності в аморфних оксидних напівпровідниках використовувалася модель випадкових бар'єрів, започаткована в роботі Камія та ін. [1] з використанням аргументів теорії протікання, запропонованих Адлером [2]. Проте недавно в роботі [3] було проаналізовано застосування цих аргументів теорії протікання в рамках моделі випадкових бар'єрів і послідовно показано, що жодного стосунку до опису теорією протікання транспорту носіїв заряду в цій моделі аморфних оксидних напівпровідників ці аргументи не мають. Більше того, в роботі [4] показано, що сама модель випадкових бар'єрів не зовсім підходить до моделювання аморфних оксидних напівпровідників, а більш підходящою є модель випадкових флуктуацій локального краю зони провідності, яка була застосована в [5]. У рамках цієї моделі результати для рухливості носіїв заряду, обчислені методом ефективного середовища [5] і методом теорії протікання [4], виявилися близькими.

У даній роботі розвинуто новий підхід до обчислення тензора магнетопровідності в аморфних оксидних напівпровідниках. Запропоновано метод знаходження величини енергетичної неупорядкованості, використовуючи зміни поперечної та поздовжньої електропровідності в магнітному полі.

**2. Теорія**

У моделі, використаній у роботі [5] для аморфних оксидних напівпровідників, вважається, що неупорядкованість спричинює випадкові флуктуації локального краю зони провідності  $\varepsilon_m$ . Приймається, що просторові флуктуації достатньо плавні і їхня середня протяжність значно більша за середню довжину вільного пробігу носіїв заряду і значно менша за лінійні розміри напівпровідника, тобто локальну електропровідність можна розглядати класично. Далі вважається, що флуктуації  $\varepsilon_m$ , як у роботі [5], описуються розподілом Гаусса з півшириною  $\delta$ , а саме

$$g(\varepsilon_m) = \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_m}{\delta}\right)^2\right]. \quad (1)$$

Густина зонних станів при  $\varepsilon > \varepsilon_m$  звичайно приймається як

$$D(\varepsilon) = D\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_m}, \quad (2)$$

де  $D = (2m^*)^{3/2} / 2\pi^2\hbar^3$ ,  $m^*$  - ефективна маса. Ми нехтуємо, як і в [5], локалізованими станами при  $\varepsilon < \varepsilon_m$ . У цьому випадку можна ввести локальні значення кінетичних коефіцієнтів при  $\varepsilon_m$ . Нехай зовнішнє магнітне поле  $\mathbf{H}$  направлено вздовж осі  $OZ$ , тоді тензор локальної електропровідності  $\sigma(\varepsilon_m)$  має вигляд

© І. І. Фіщук, 2024

<sup>a</sup> Представлено на XXX Щорічній науковій конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 25 - 29 вересня 2023 р.

$$\boldsymbol{\sigma}(\varepsilon_m) = \begin{bmatrix} \sigma_{xx}(\varepsilon_m) & \sigma_{xy}(\varepsilon_m) & 0 \\ -\sigma_{xy}(\varepsilon_m) & \sigma_{xx}(\varepsilon_m) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz}(\varepsilon_m) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

де  $\sigma_{xx}(\varepsilon_m) = \sigma_0(\varepsilon_m) + \Delta\sigma_{xx}(\varepsilon_m)$ ,  $\sigma_{zz}(\varepsilon_m) = \sigma_0(\varepsilon_m)$ ,  
 $\sigma_0(\varepsilon_m) = DQ(\varepsilon_m) \langle \tau(\varepsilon_m) \rangle$ .

Ми обмежилися лінійним і квадратичним по магнітному полю членами, тому

$$\Delta\sigma_{xx}(\varepsilon_m) = -\sigma_0(\varepsilon_m) \frac{\langle \tau^3(\varepsilon_m) \rangle}{\langle \tau(\varepsilon_m) \rangle} \left( \frac{eH}{cm^*} \right)^2, \quad (4)$$

$$\sigma_{xy}(\varepsilon_m) = -\sigma_0(\varepsilon_m) \frac{\langle \tau^2(\varepsilon_m) \rangle}{\langle \tau(\varepsilon_m) \rangle} \left( \frac{eH}{cm^*} \right). \quad (5)$$

Тут

$$Q(\varepsilon_m) = \frac{2}{3} \frac{1}{k_B T} \int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_m)^{3/2} f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)], \quad (6)$$

$$\langle \tau^k(\varepsilon_m) \rangle = \frac{\int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_m)^{3/2} \tau^k(\varepsilon) f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)]}{\int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_m)^{3/2} f(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon)]}, \quad (7)$$

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_B T}\right)}, \quad (8)$$

$\varepsilon_F$  - рівень Фермі,  $T$  - температура. Рівень Фермі визначається з виразу для повної концентрації носіїв заряду  $n$ , а саме

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_m g(\varepsilon_m) \int_{\varepsilon_m}^{\infty} d\varepsilon D(\varepsilon) f(\varepsilon). \quad (9)$$

Тензор ефективної електропровідності  $\boldsymbol{\sigma}_e$ , що описує електропровідність всього напівпровідника, можна записати у вигляді

$$\boldsymbol{\sigma}_e = \begin{bmatrix} \sigma_e^{xx} & \sigma_e^{xy} & 0 \\ -\sigma_e^{xy} & \sigma_e^{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_e^{zz} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

де  $\sigma_e^{xx} = \sigma_e^0 + \Delta\sigma_e^{xx}$ ,  $\sigma_e^{zz} = \sigma_e^0 + \Delta\sigma_e^{zz}$ .

Для обчислення тензора  $\boldsymbol{\sigma}_e$  скористаємось рівнянням, отриманим методом ефективного середовища, а саме загальним рівнянням [6]

$$\left\langle \left\{ (\mathbf{I} - [\boldsymbol{\sigma}_e - \boldsymbol{\sigma}(\varepsilon_m)] \boldsymbol{\Gamma}_e) \right\}^{-1} [\boldsymbol{\sigma}_e - \boldsymbol{\sigma}(\varepsilon_m)] \right\rangle = 0. \quad (11)$$

де

$$\boldsymbol{\Gamma}_e = \begin{bmatrix} \Gamma_e^{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_e^{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_e^{zz} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

$$\Gamma_e^{zz} = -\frac{1}{\sigma_e^{zz} \beta} \left[ 1 - (1 - \beta)^{1/2} \frac{\arcsin \sqrt{\beta}}{\sqrt{\beta}} \right],$$

$$\Gamma_e^{xx} = \Gamma_e^{yy} = -\frac{1}{2} \left[ \Gamma_e^{zz} + \frac{1}{(\sigma_e^{xx} \sigma_e^{zz})^{1/2}} \frac{\arcsin \sqrt{\beta}}{\sqrt{\beta}} \right]. \quad (13)$$

Тут  $\beta = 1 - \sigma_e^{xx} / \sigma_e^{zz} > 0$ . У квадратичному по магнітному полю наближенні з виразів (12) і (13) отримуємо [7]

$$\boldsymbol{\Gamma}_e = \boldsymbol{\Gamma}_e^0 + \Delta\boldsymbol{\Gamma}_e, \quad (14)$$

де

$$\boldsymbol{\Gamma}_e^0 = -\frac{1}{3\sigma_e^0} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$\Delta\boldsymbol{\Gamma}_e = \frac{1}{15(\sigma_e^0)^2} \begin{bmatrix} 4\Delta\sigma_e^{xx} + \Delta\sigma_e^{zz} & 0 & 0 \\ 0 & 4\Delta\sigma_e^{xx} + \Delta\sigma_e^{zz} & 0 \\ 0 & 0 & 2\Delta\sigma_e^{xx} + 3\Delta\sigma_e^{zz} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Підставляючи (14) в (11), прирівнюючи вирази, пропорційні нульовій, першій та другій ступені по магнітному полю до нуля, отримуємо систему рівнянь для обчислення величин  $\sigma_e^0$ ,  $\sigma_e^{xy}$ ,  $\Delta\sigma_e^{xx}$  та  $\Delta\sigma_e^{zz}$  у вигляді [7]

$$\begin{cases} \left\langle \frac{\sigma_0(\varepsilon_m) - \sigma_e^0}{\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0} \right\rangle = 0, \\ \left\langle \frac{\sigma_{xy}(\varepsilon_m) - \sigma_e^{xy}}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]^2} \right\rangle = 0, \end{cases} \quad (16)$$

$$\Delta\sigma_e^{xx} = \frac{\left\langle \frac{\Delta\sigma_{xx}(\varepsilon_m)}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]^2} \right\rangle + \left\langle \frac{[\sigma_{xy}(\varepsilon_m) - \sigma_e^{xy}]^2}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]^3} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]^2} \right\rangle - \frac{4+R}{15(\sigma_e^0)^2} \left\langle \frac{[\sigma_0(\varepsilon_m) - \sigma_e^0]^2}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]} \right\rangle}, \quad \Delta\sigma_e^{zz} = \Delta\sigma_e^{xx} R, \quad (17)$$

де

$$R = \frac{2 \left\langle \frac{[\sigma_0(\varepsilon_m) - \sigma_e^0]^2}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]} \right\rangle}{15(\sigma_e^0)^2 \left\langle \frac{1}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]^2} \right\rangle - 3 \left\langle \frac{[\sigma_0(\varepsilon_m) - \sigma_e^0]^2}{[\sigma_0(\varepsilon_m) + 2\sigma_e^0]} \right\rangle}. \quad (18)$$

Підставляючи вирази (4) – (7) у (16), отримуємо рівняння для знаходження величин  $\sigma_e^0$  у вигляді

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \frac{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]}\right] - X_e}{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]}\right] + 2X_e} = 0 \quad (19)$$

та вираз для знаходження  $\sigma_e^{xy}$ , а саме

$$X_e^{xy} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \frac{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]}\right]}{\left\{ \int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]}\right] + 2X_e \right\}^2}}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \frac{1}{\left\{ \int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]}\right] + 2X_e \right\}^2}} = 0 \quad (20)$$

Тут  $X_e = \sigma_e^0/\sigma_0$ ,  $\sigma_0 = e^2 \langle \tau \rangle D(k_B T)^{3/2}/m^*$ ,  $X_e^{xy} = \sigma_e^{xy}/\sigma_1$ ,  $\sigma_1 = \sigma_0 \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ ,  $x = \delta/k_B T$ .

З виразів (17) і (18) для  $\Delta\sigma_e^{xx}$  та  $R$  знаходимо

$$R = \frac{2V_4}{15(X_e^0)^2 V_3 - 3V_4}, \quad (22)$$

$$\Delta\sigma_e^{xx} = \Delta\sigma_0^{xx} \frac{-V_1 + \gamma V_2}{V_3 - \frac{4+R}{15(\sigma_e^0)^2} V_4}, \quad (21) \quad \text{де}$$

$$\Delta\sigma_0^{xx} = -\sigma_0 \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} \left( \frac{eH}{cm^*} \right)^2, \quad \gamma = \frac{\langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle}, \quad (23)$$

$$V_1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \frac{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]}\right]}{\left\{ \int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]}\right] + 2X_e \right\}^2}, \quad (24)$$

$$V_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \frac{\left\{ \int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[ 1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \right] - X_e^{xy} \right\}^2}{\left\{ \int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[ 1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \right] + 2X_e \right\}^3}, \quad (25)$$

$$V_3 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \frac{1}{\left\{ \int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[ 1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \right] + 2X_e \right\}^2}, \quad (26)$$

$$V_4 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) \left\{ \frac{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[ 1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \right] - X_e}{\int_t^{\infty} dt_1 \frac{(2/3)x^{5/2}(t_1-t)^{3/2}}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \left[ 1 - \frac{1}{1+\exp[x(t_1-x_F)]} \right] + 2X_e} \right\}^2. \quad (27)$$

Ефективні величини  $\sigma_e^0$  та  $\sigma_e^{xy}$  вивчалися в рамках рівнянь (16) у роботі [5]. У даній роботі ми зосередимося на дослідженні зміни провідності в магнітному полі  $\Delta\sigma_e^{xx}$  та  $\Delta\sigma_e^{zz}$ .

### 3. Результати

Використовуючи отримані результати, побудуємо відповідні графіки. На рис. 1 представлено залежності  $\Delta\sigma_e^{xx}/\Delta\sigma_{e0}^{xx}$  та  $\Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_{e0}^{zz}$  від ступені неупорядкованості  $\delta$  з використанням (21) –

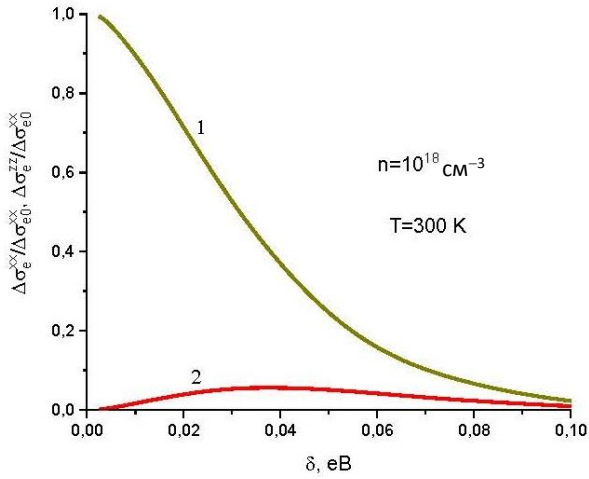


Рис. 1. Залежність відношень  $\Delta\sigma_e^{xx}/\Delta\sigma_{e0}^{xx}$  (крива 1) та  $\Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_{e0}^{zz}$  (крива 2) від величини енергетичної неупорядкованості  $\delta$ . (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

На рис. 3 представлено залежність відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_e^{xx}$  від величини  $\delta$  при різних значеннях концентрації носіїв заряду, що також підтверджує незалежність цього відношення при  $n < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

(27). Величина  $\Delta\sigma_{e0}^{xx} = \Delta\sigma_e^{xx} (\delta \rightarrow 0)$ , тобто відповідає упорядкованій системі. Зазначимо, що всі величини  $\Delta\sigma_e^{xx}$ ,  $\Delta\sigma_e^{zz}$  та  $\Delta\sigma_{e0}^{xx}$  є негативними.

На рис. 2 представлено залежність відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_e^{xx}$  від концентрації носіїв заряду при різних значеннях  $\delta$ . Як випливає з рисунка, при концентрації носіїв заряду менше за  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  це відношення не залежить від концентрації носіїв заряду при довільних значеннях  $\delta$ .

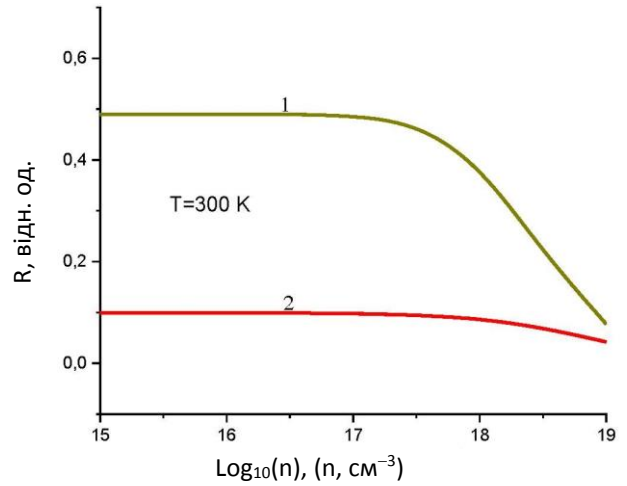


Рис. 2. Залежність відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_e^{xx}$  від концентрації носіїв заряду при  $\delta = 0,10 \text{ eV}$  (крива 1) та  $\delta = 0,025 \text{ eV}$  (крива 2). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

На рис. 4 представлено залежність відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz}/\Delta\sigma_e^{xx}$  від величини  $\delta$  при різних значеннях температури. З рисунка випливає, що це відношення слабо залежить від температури.

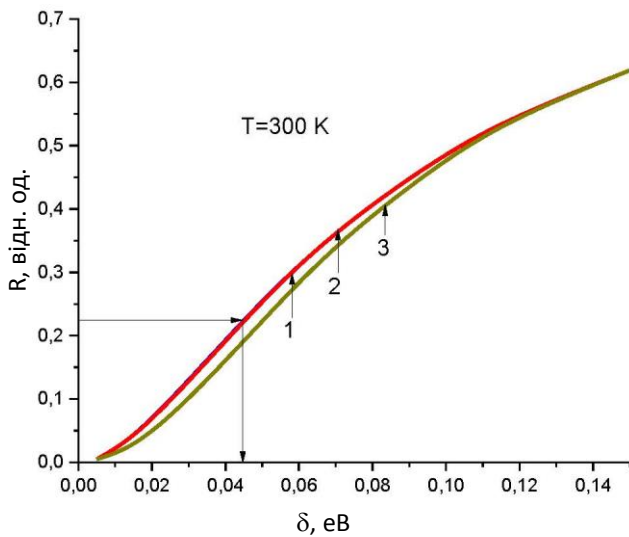


Рис. 3. Залежність відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz} / \Delta\sigma_e^{xx}$  від величини  $\delta$  при концентрації носіїв заряду  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (крива 1),  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (крива 2) та  $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (крива 3). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Таким чином, графіки на рис. 3 та 4 можна використовувати для оцінки величини енергетичної неупорядкованості  $\delta$ , вимірявши зміни поперечної  $\Delta\sigma_e^{xx}$  та поздовжньої  $\Delta\sigma_e^{zz}$  електропровідності в магнітному полі для обчислення відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz} / \Delta\sigma_e^{xx}$  при не дуже високих концентраціях носіїв заряду (при не дуже високій напрузі на затворі транзистора). Маючи значення величини  $R$  при кімнатних температурах можна визначити величину  $\delta$ , скориставшись графіками на рис. 3 або 4. Принциповим є те, що відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz} / \Delta\sigma_e^{xx}$ , як випливає з (18), не залежить від величини  $\gamma$ , тобто від механізму розсіяння носіїв заряду в аморфних оксидних напівпровідниках і має універсальний характер, хоча самі значення  $\Delta\sigma_e^{xx}$  та  $\Delta\sigma_e^{zz}$  залежать від механізму розсіяння.

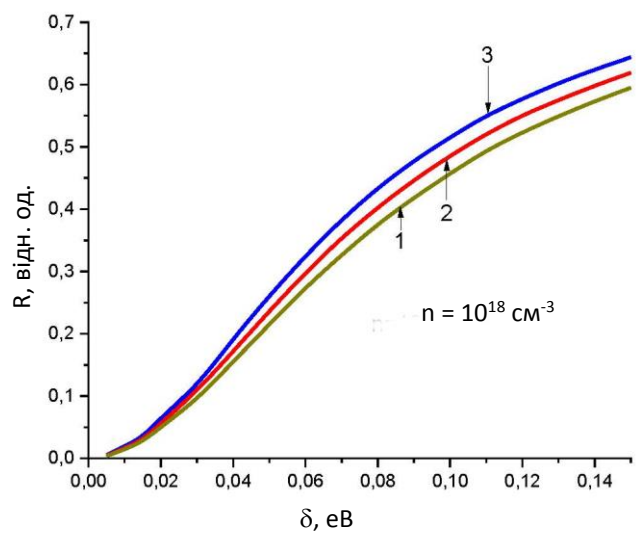


Рис. 4. Залежність відношення  $R = \Delta\sigma_e^{zz} / \Delta\sigma_e^{xx}$  від величини  $\delta$  при температурі  $T = 275 \text{ K}$  (крива 1),  $T = 300 \text{ K}$  (крива 2) та  $T = 325 \text{ K}$  (крива 3). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

#### 4. Висновок

Застосовану раніше модель випадкових флуктуацій локального краю зони провідності для теоретичних розрахунків електропровідності носіїв заряду в аморфних оксидних напівпровідниках, розширено для теоретичного дослідження магнетопровідності в цих напівпровідниках. Також використано наближення ефективного середовища. Розроблено новий підхід до визначення величини енергетичного безпорядку в аморфних оксидних напівпровідниках на базі експериментального вимірювання зміни поздовжньої та поперечної електропровідності в магнітному полі. Також можна використовувати і відповідні зміни струмів або рухливостей носіїв заряду. При цьому концентрацію носіїв заряду можна оцінювати із холлівських вимірювань, перевіряючи виконання умови  $n < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

#### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. T. Kamiya, K. Nomura, H. Hosono. Electronic structures above mobility edges in crystalline and amorphous In-Ga-Zn-O: Percolation conduction examined by analytical model. *J. Disp. Technol.* **5** (2009) 462.
2. D. Adler, L.P. Flora, S.D. Senturia. Electrical conductivity in disordered systems. *Solid State Commun.* **12** (1973) 9.
3. S.D. Baranovskii et al. Percolation description of charge transport in the random barrier model applied to amorphous oxide semiconductors. *Europhys. Lett.* **127** (2019) 57004.
4. A.V. Nenashev et al. Percolation description of charge transport in amorphous oxide semiconductors. *Phys. Rev. B* **100** (2019) 125202.
5. I.I. Fishchuk et al. Random band-edge model description of thermoelectricity in high-mobility disordered semiconductors: Application to the amorphous oxide In-Ga-Zn-O. *Phys. Rev. B* **105** (2022) 245201.
6. D. Stroud. Generalized effective-medium approach to the conductivity of an inhomogeneous material. *Phys. Rev. B* **12** (1975) 3368.
7. I.I. Fishchuk. Theory of the ac Hall effect and magnetoresistance in polycrystalline systems. *Phys. Stat. Sol. (b)* **189** (1995) 479.

**I. I. Fishchuk\****Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

\*Corresponding author: ivan.fishch@gmail.com

**DETERMINATION OF ENERGY DISORDER VALUE  
IN AMORPHOUS OXIDE SEMICONDUCTORS**

The amorphous material films are resistant to high-energy irradiation. Therefore, devices built using the properties of these materials can work in conditions of increased radiation much longer than devices using the properties of crystals. An important characteristic of these materials is their degree of disorder. To determine this characteristic, a model of random fluctuations of the local edge of the conduction band is considered for the theoretical study of magnetoconductivity in amorphous oxide semiconductors. The effective medium approximation is used. An approach to determining the amount of energy disorder based on experimental measurement of changes in longitudinal and transverse electrical conductivity in a magnetic field is proposed.

*Keywords:* energy disorder, amorphous oxide semiconductors, magnetoconductivity.

Надійшла/Received 28.11.2023