

ПОВЕДІНКА СТАЦІОНАРНОЇ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ АМОРФНИХ ПЛІВОК МОНОХАЛЬКОГЕНІДІВ ҐЕРМАНІЮ ПІД ЧАС ОПРОМІНЮВАННЯ γ -КВАНТАМИ

І. Дуцяк, О. Миколайчук

*Львівський державний університет імені Івана Франка, кафедра рентгенометаллофізики
Україна, UA-290005, Львів, вул. Кирила і Мефодія, 8
(Отримано 30 жовтня 1996)*

Досліджено вплив $\gamma(\text{Co}^{60})$ -випромінювання на стаціонарну електропровідність та термо-е.р.с. аморфних плівок монохалькогенідів ґерманію. Визначено, що дія радіації приводить до зміни у механізмах перенесення носіїв заряду при $D > 10^4$ Гр. Отримані дані інтерпретовані в зображеннях моделі Мотта-Девіса та радіаційно-стимульованого дефектоутворення в конденсатах.

Ключові слова: тонкі плівки, електропровідність, термо-е.р.с., опромінювання, локалізовані стани, дефекти.

PACS number(s): 73.61.Jc

І. ВСТУП

Аморфні плівки халькогенідів ґерманію є перспективними матеріалами електронної техніки, оскільки їх застосовують як перемикачі струму, елементи пам'яті, захисні і просвітлюючі покриття, фотоперетворюючі ІЧ-діапазону [1–3]. Одним з цікавих явищ в аморфних плівках халькогенідів ґерманію є їхня здатність до фотоіндукованих змін різних фізичних параметрів під час опромінювання “зонним” світлом [2, 3, 5–7]. Реверсивну або неревверсивну сутність цих змін, як звичайно, приписують внутрішнім структурно пов'язаним процесам, що охоплюють як локальні зміни в структурі ближнього порядку, так і охоплюють трансформації структури в проміжному (середньому) порядку [5–7]. Експериментальні дослідження впливу радіації (рентгєнівське, електронне, γ -випромінювання) дають змогу визначити характер і зміну фізичних властивостей таких аморфних шарів, граничні дози опромінювання, з'ясувати природу та механізми радіаційного дефектоутворення, виявити умови відновлення вихідних властивостей та ін. Важливою в прикладному плані є проблема вивчення впливу радіаційного чинника на такі об'єкти з метою керованої зміни їхніх властивостей або надання їм нових властивостей, а також створення радіаційно-стійких матеріалів.

Мета роботи — вивчити вплив $\gamma(\text{Co}^{60})$ -квантів на статичну електропровідність аморфних плівок GeX ($X=\text{Te}, \text{Se}, \text{S}$).

ІІ. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

Об'ємні зливки GeX ($X=\text{Te}, \text{Se}, \text{S}$) отримували методом ампульного синтезу вихідних компонент високого класу чистоти з наступною їх гомогенізацією під час тривалого ізотермічного відпалювання. Сполуки

GeX ($X=\text{Te}, \text{Se}, \text{S}$) на стехіометричність перевіряли рентгєнодифракційним методом.

Аморфні плівки GeTe отримували електронно-променевим методом у вакуумі 10^{-6} мм.рт.ст. і ВЧ-магнетронним розпиленням в аргонівій плазмі, тонкі плівки $a\text{-GeSe}$ і $a\text{-GeS}$ — методом вибуху на підкладках з кварцу та скла ($T_n=293$ К). Попередньо на підкладках резистивним напиленням формували контактні площадки з гетероструктур Cu-Cr , Ni-V . Ці контакти забезпечували лінійність ВАХ зразків у компланарній конфігурації, якщо прикладена напруга становила до +100 В. Товщина плівок $a\text{-GeX}$ ($X=\text{Te}, \text{Se}, \text{S}$) дорівнювала 0.5–1.0 мкм, її визначали інтерференційним методом на приладі МІІІ-4. Склад плівок, згідно з даними приладу “Саме-вах”, відповідав масивним зразкам. Питомий електроопір вимірювали в температурному інтервалі 160–400 К з використанням приладу ВЭ2-42 після двох-трьох термоциклювань у заданому температурному інтервалі. Частина тонкоплівкових зразків опромінювали γ -квантами від джерела Co^{60} трьома дозами — $10^2, 10^4$ і 10^6 Гр відповідно.

ІІІ. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

А. Електропровідність та термо-е.р.с. неопромінених конденсатів

Температурна залежність темної електропровідності неопромінених плівок $a\text{-GeTe}$, отриманих різними методами (рис. 1, крива 1), є характерною для механізму перенесення носіїв по краю рухливості E_v в інтервалі температур 140–350 К і відповідає співвідношенню

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp[-(E_f - E_v)/kT], \quad (3.1)$$

де E_f — енергія рівня Фермі; σ_{\min} — мінімальна металічна провідність. Якщо $E_f - E_v$ залежить лінійно від температури, то згідно з [13]

$$E_f - E_v = (E_f - E_v)_0 - \gamma T \quad (3.2)$$

і в результаті

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT), \quad (3.3)$$

де $\Delta E = (E_f - E_v)$ — незалежна від температури термічна енергія активації і

$$\sigma_0 = \sigma_{\min} \exp(\gamma/k) \quad (3.4)$$

передекспоненційний фактор.

Термо-е.р.с. неопромінених плівок a -GeTe (рис. 2, крива 1) описує залежність

$$S = -k/e[-(E_f - E_v)/kT - \gamma/k + A_v], \quad (3.5)$$

де γ — температурний коефіцієнт як і в (3.2), A_v — параметр, який залежить від механізмів розсіювання носіїв (згідно з [13] $A_v=1-3$).

Значення термічної енергії активації провідності, визначені за кутом нахилу залежностей $\lg \sigma = f(10^3/T)$ і $S = f(10^3/T)$ збігаються (табл.1) і становлять 0.36 еВ. Коефіцієнт γ , визначений за даними вимірювання термо-е.р.с., дорівнює $2.25 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, що дає значення $\exp \gamma/k = 14$. Тоді згідно з виразом (3.4) впливає $\sigma_{\min} = 115 \text{ om}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

За співвідношенням

$$\sigma_{\min} = 0.026e^2/a_E h, \quad (3.6)$$

де e — заряд електрона; a_E — параметр затухання хвильової функції; h — стала Планка, обчислене значення $a_E=4 \text{ \AA}$. Співвідношення Мотта [12] для a має вигляд

$$a_e/a = [N_v(E_m)/N_v(E_v)]^{1/3}, \quad (3.7)$$

де $N_v(E_v)$ — густина станів на рівні E_v ; $N_v(E_m)$ — густина станів усередині валентної зони; a — міжатомна відстань. Приймаючи значення $N_v(E_m) = 10^{21} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ і $a = 2.5 \text{ \AA}$, отримуємо $N_v(E_v) = 2.4 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Температурні залежності темної електропровідності неопромінених плівок a -GeSe і a -GeS показані на рис. 3, 4. З них видно, що у неопромінених плівках є лінійна залежність σ від T у всьому досліджуваному температурному інтервалі і її зміну задовільно описує формула Арреніуса вигляду (3.1). Значення енергії термічної активації провідності для неопромінених плівок a -GeSe становить 0.58 еВ, для a -GeS — 0.65 еВ. Оцінка величини σ_0 для серії зразків a -GeSe дає приблизне середнє значення 4000 Om^{-1} .

cm^{-1} , для a -GeS — $5500 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Зазначимо, що оскільки дуже складно виміряти значення малих напруг на високоомних плівках a -GeSe і a -GeS, то нам не вдалося однозначно виміряти температурні залежності термо-е.р.с. і відповідно визначити $\exp(\gamma/k)$. Оцінка знака термо-е.р.с. дала змогу зробити висновок, що основні носії заряду в цих об'єктах — дірки.

Якщо якісно для плівок a -GeSe величину $\exp(\gamma/k)$ взяти такою, як і для плівок a -GeTe (незважаючи на неоднозначність такого підходу [2]), то значення $\sigma_{\min}=285$ і $a_E = 3 \text{ \AA}$. Якщо прийняти густину станів $N(E_v)_c$ такою ж, як і для a -GeTe, то отримаємо значення густини станів на рівні E_v для неопромінених плівок a -GeSe відповідно $N_v(E_v) = 6 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Аналогічні припущення для неопромінених плівок a -GeS дають значення $N_v(E_v) = 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-1}$.

Окремо зазначимо, що використання нами процедури, запропонованої Моттом [12] для оцінки густини станів на рівні $N_v(E_v)$, для неопромінених конденсатів a -GeX ($X=\text{Te, Se, S}$) свідчить про те, що вона збільшується в ряді a -GeTe — a -GeSe — a -GeS.

Параметри, які характеризують електропровідність та термо-е.р.с. неопромінених плівок GeTe, GeSe і GeS, наведено в табл. 1 і 2.

В. Радіаційно-індуковані зміни в електропровідності та термо-е.р.с. конденсатів

Якщо доза опромінення $D = 10^2 \text{ Гр}$, то температурні залежності σ і S плівок a -GeTe не зазнають змін. Якщо ж $D = 10^4 \text{ Гр}$, то в області $T < 250 \text{ K}$ вони відхиляються від лінійного ходу і їх не описує єдина енергія активації провідності (рис. 1 і 2). Як видно зі вставки на рис. 1, під час опромінення зразків дозою $D = 10^6 \text{ Гр}$ в області низьких температур спостерігається лінійна залежність провідності з температурою в координатах Мотта, а при вищих температурах вона набуває вигляду, подібно як і в зразках, опромінених дозою $D = 10^4 \text{ Гр}$. Термо-е.р.с. плівок (рис. 2) суттєво зменшується і її залежність від температури не описується єдиною енергією активації в досліджуваному температурному інтервалі.

На рис. 3 показано температурні залежності питомої електропровідності плівок a -GeSe, підданих дії γ -квантів. Як свідчать вимірювання, опромінювання плівок a -GeSe γ -квантами спричинює такі зміни. Поперше, зі збільшенням дози опромінювання простежується деяке збільшення $\sigma_{300\text{K}}$, а також відбуваються значні зміни в характері температурної залежності електропровідності, починаючи з дози 10^4 Гр . Як видно з рис. 3, на залежності $\lg \sigma = f(10^3/T)$ опромінених дозами 10^4 – 10^6 Гр плівок простежуються дві ділянки. При $T > 260 \text{ K}$ переважає активіційний тип провідності, а при менших T характер електропровідності змінюється. Для з'ясування можливого механізму провідності в області $T < 260 \text{ K}$ ми побудували залежність $\lg \sigma = f(T^{-1/4})$ згідно зі співвідношенням Мотта [12] (рис. 3, вставка). Як

бачимо з рис. 3, температурна залежність електропровідності в моттівських координатах є близькою до лінійної, що свідчить про стрибковий механізм провідності по локалізованих станах в околі рівня Фермі. Густину цих станів ми визначили за співвідношенням Мотта для значення $a=0.8 \text{ нм}^{-1}$.

На рис. 4 показана температурна залежність електропровідності опроміненних γ -квантами плівок a -GeS. Зі збільшенням дози опромінення спостерігається деяке збільшення σ_{300K} , а також при $D = 10^4$ Гр відбуваються зміни в механізмі перенесення носіїв порівняно з неопроміненними зразками. В плівках при $T < 280 \text{ К}$ з'являється стрибковий механізм перенесення по локалізованих станах в околі рівня Фермі, який при вищих температурах переходить в активіційний.

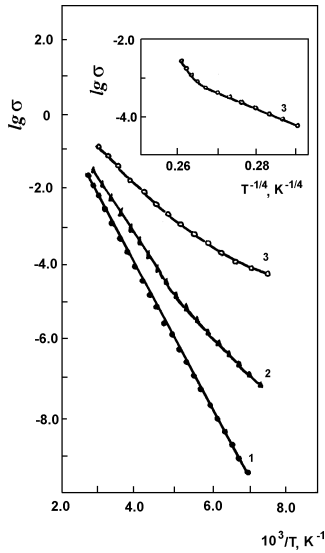


Рис. 1. Температурна залежність електропровідності плівок a -GeTe до і після опромінювання γ -квантами, Гр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6 .

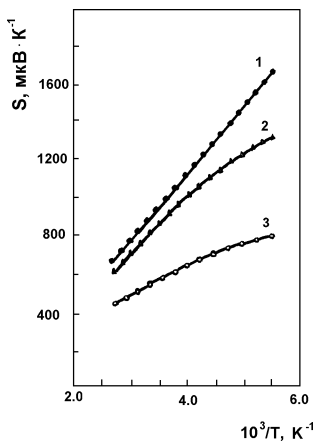


Рис. 2. Температурна залежність термо-е.р.с. плівок a -GeTe до і після опромінювання γ -квантами, Гр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6 .

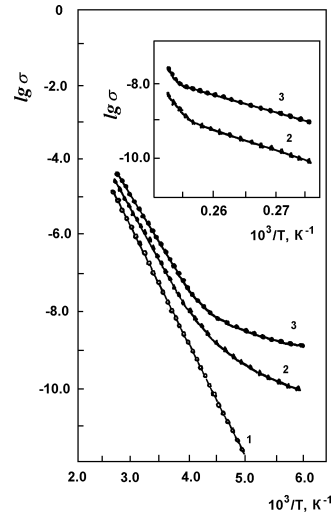


Рис. 3. Температурна залежність електропровідності плівок a -GeSe до і після опромінювання γ -квантами, Гр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6 .

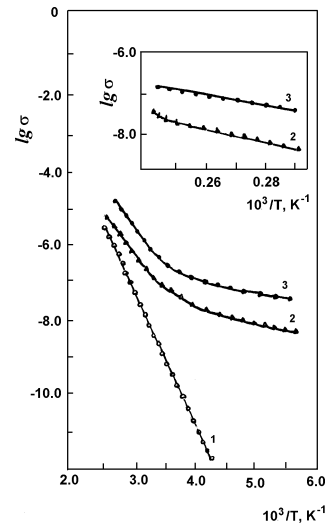


Рис. 4. Температурна залежність електропровідності плівок a -GeS, опроміненних γ -квантами, Гр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6 .

Параметри, якими характеризуються електропровідність і термо-е.р.с. опроміненних γ -квантами аморфних плівок GeTe, GeSe, GeS, наведені в табл. 1 і 2.

Аналіз результатів дослідження залежностей $\lg \sigma = f(10^3/T)$ свідчить, що в плівках a -GeTe, опроміненних γ -квантами (доза 10^4 Гр) сумарна провідність може визначатися двома складниками:

$$\sigma = \sigma_v + \sigma_b, \tag{3.8}$$

де $\sigma_v = \sigma_{01} \exp[-(E_f - E_v)/kT]$ — провідність по роз-

повсюджених станах; $\sigma_b = \sigma_{02} \exp[-(E_f - E_b + W)/kT]$ — провідність на рівні E_b в хвості локалізованих станів валентної зони; W — поляронний член.

Термо-е.р.с. записують як суму двох складових, узятих з відповідною вагою по провідності:

$$S = (\sigma_v/\sigma)S_v + (s_b/s)S_b, \quad (3.9)$$

де

$$S_v = -k/e[-(E_f - E_v)/kT + A_v], \quad (3.10)$$

$$S_b = -k/e[-(E_f - E_b)/kT + A_b]. \quad (3.11)$$

Для зразків, опромінених дозою 10^6 Гр в області низьких температур, спостерігається стрибковий механізм провідності по локалізованих станах в околі рівня Фермі, а при вищих температурах провідність відбувається перенесенням носіїв на рівні E_b . Сумарну провідність цих об'єктів можна виразити як

$$\sigma_{\text{заг}} = \sigma_{02} \exp[-(E_f - E_b + W)/kT] + \sigma_{03} \exp(B/T^{-1/4}). \quad (3.12)$$

Використовуючи вирази [2, 12]

$$B = 1.66[a^3/kN(E_F)], \quad (3.13)$$

$$R = 3^{1/4}[2\pi aN(E_f)kT]^{-1/4} \quad (3.14)$$

і приймаючи, як у (3.9), значення параметра затухання хвильової функції $a^{-1} = 0.8$ нм, розраховано густину станів на рівні Фермі $N(E_F) = 2.6 \cdot 10^{18}$ еВ $^{-1} \cdot$ см $^{-3}$, довжину стрибка носіїв $R = 90$ Å. Термо-е.р.с. описують залежностями вигляду (9)–(10).

Для плівок a -GeTe, опромінених γ -квантами (доза 10^4 Гр), задовільна узгодженість розрахункових (згідно з узятими моделями) і експериментальних даних є для значень $E_f - E_b = 0.17$ еВ і $W = 0.04$ еВ. Це свідчить, що під час опромінення a -GeTe ($D = 10^4$

Гр) в хвості валентної зони з'являється розмитий рівень дефектів, який визначає стрибковий механізм перенесення при низьких температурах. Зі збільшенням дози до 10^6 Гр при низьких температурах відбувається перехід до стрибкового механізму перенесення по рівню дефектів E_d , розміщеному нижче рівня Фермі на 0.1 еВ. При вищих температурах відбувається стрибкове перенесення по рівню дефектів E_b . Відповідна енергетична діаграма локалізованих рівнів в енергетичній щілині плівок a -GeTe, індукованих γ -радіацією, показана на рис. 5 (ширина оптичної щілини взята з даних [4]).

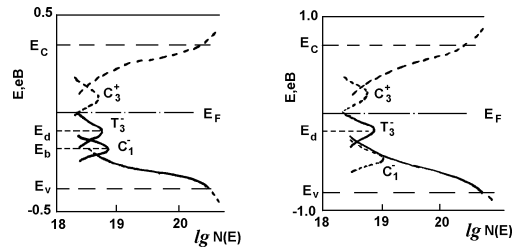


Рис. 5. Енергетичні діаграми станів в енергетичній щілині плівок a -GeTe (а) і a -GeSe(S) (б), опромінених γ -квантами.

Зазначимо, що дія γ -опромінення приводить до значних змін у механізмі темної провідності плівок a -GeTe незалежно від технології їхнього отримання. Такі зміни є незворотними, оскільки термоцикування зразків у досліджуваному інтервалі температур не веде до суттєвих змін у поведінці кінетичних параметрів опромінених зразків.

Аналіз результатів вимірювання питомої електропровідності γ -опромінених аморфних конденсатів GeSe і GeS свідчить, що, на відміну від аморфного GeTe, в результаті опромінювання не спостерігається значних змін енергій термічної активації в області активіаційного механізму та значень множника σ_0 , а також не простежується провідність по рівню дефектів у хвості валентної зони. В цих об'єктах при дозах опромінювання $D > 10^4$ Гр в області низьких температур відразу починає виявлятися стрибковий механізм провідності по локалізованих станах в околі рівня Фермі.

Доза опромінення Гр	$T > 250$ К			$T < 250$ К			Механізм провідності
	σ_{01} , Ом $^{-1}$ см $^{-1}$	ΔE_{σ} , еВ	ΔE_s , еВ	σ_{02} , Ом $^{-1}$ см $^{-1}$	ΔE_{σ} , еВ	ΔE_s , еВ	
$0 \cdot 10^2$	1600	0.36	0.36	1600	0.36	0.36	А
10^4	800	0.32	0.30	500	0.22	0.18	А+В
10^6	200	0.20	0.15	500			В+С

Табл. 1. Значення передекспоненціальних факторів σ_{01} , енергій термічної активації провідності ΔE_{σ} і ΔE_s для плівок a -GeTe, опромінених γ (Co 60)-квантами.

Примітка. Механізми провідності: А — активіаційний; В — стрибковий по локалізованих станах у “хвості” ВЗ; С — стрибковий по станах біля рівня Фермі (молтівський).

Загальна провідність таких об'єктів визначається сумою двох складових — активаційної і моттівської — вигляду

$$\sigma_{\text{сум}} = \sigma_{01} \exp[-(E_f - E_v)/kT] + \sigma_{02} \exp(B/T_0)^{-1/4}. \quad (3.15)$$

Після дії радіації $N(E_f)$ в цих зразках становить 10^{18} – 10^{19} $\text{eV}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. Якісна енергетична діаграма станів нижче E_f для опромінених γ -квантами плівок *a*-GeSe і GeS показана на рис. 5, б.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Відомо [11], що повний коефіцієнт поглинання електромагнетного високоенергетичного випромінювання речовиною являє собою суму коефіцієнтів поглинання, що відповідають різним механізмам взаємодії γ -квантів з речовиною. Серед цих механізмів основними є фотоэффект, ефект Комптона, утворення пар (електрон-позитрон), когерентне розсіювання і фотоядерні реакції. Перші три процеси є найбільш важливими, причому внесок кожного з них значно залежить від енергії γ -квантів і атомного номера поглиначя; γ -кванти з низькою енергією (до 0.5 МеВ) поглинаються в речовині переважно шляхом фотоэффекту.

Доза опромінення, Гр	σ_{300K} , Ом ⁻¹ см ⁻¹	ΔE_σ , eV		$N(E_f)$, eV ⁻¹ см ⁻³	Механізм провідності
		$T > 250K$	$T < 250K$		
a-GeSe					
0	$1.25 \cdot 10^{-7}$	0.58	0.58		A
10^2	$2.43 \cdot 10^{-7}$	0.58	0.58		A
10^4	$4.61 \cdot 10^{-7}$	0.56		$4.1 \cdot 10^{18}$	A+C
106	$1.31 \cdot 10^{-6}$	0.55		$7.6 \cdot 10^{18}$	A+C
a-GeS					
0	$1.8 \cdot 10^{-8}$	0.65	0.65		A
10^2	$2.3 \cdot 10^{-7}$	0.65	0.65		A
10^4	$3.7 \cdot 10^{-7}$	0.66		$8.2 \cdot 10^{18}$	A+C
10^6	$5.6 \cdot 10^{-6}$	0.66		$4.5 \cdot 10^{19}$	A+C

Табл. 2. Значення електропровідності при кімнатній температурі σ_{300K} , енергії термічної активації провідності ΔE_σ , густини станів в околі рівня Фермі (наведених опромінюванням) $N(E_f)$ тонких плівок *a*-GeSe, GeS, опромінених γ (Co^{60})-вантами.

Примітка. Механізми провідності: А — активаційний механізм; С — стрибковий в околі рівня Фермі (моттівський).

Комптонівська взаємодія переважає, якщо енергія γ -квантів становить 1–1.5 МеВ. Процес утворення пар потребує енергії не менше 1.02 МеВ. Якщо врахувати лише ці три процеси взаємодії γ -квантів з тонкими плівками монокристалів германію, то можна очікувати появу вторинних електронів, які згодом втрачають свою енергію на збудження, йонізацію, зміщення атомів та йонів тощо.

У тонкоплівкових аморфних конденсатах монокристалів германію поряд з локальною атомною тетраедричною конфігурацією, що підлягає статистичі розподілу ковалентних зв'язків у моделі хемічно впорядкованої сітки [4, 8–10], допускаються певні відхилення від цієї закономірності, які охоплюють утворення різного роду структурних дефектів — типу заряджених діаманетних центрів та “неправильних” гомополярних зв'язків [12–14].

Зарядженими центрами є над- і недокоординовані атоми структурного каркасу, які виникають попарно і в сукупності забезпечують повну електронейтральність конденсатів. Загалом такі дефекти позначають як D^+ , D^- -центри [12], або, за [13], символами (наприклад P , T , C) з верхнім та нижнім індексами, які відповідають відповідному зарядовому стану і коор-

динації. Наприклад, в аморфних плівках GeTe основними типами таких (власних) координаційних дефектів є C_1^- , C_3^+ і T_3^- -центри [4]. На рис. 6 показані можливі топологічні реакції їхнього утворення в нормально скоординованих структурних елементах GeX. Розглядають два випадки: у першому, коли обривається гомополярний зв'язок, у другому — гетерополярний. Ефективну енергію кореляції електронів (енергія відштовхування електронів з неспареними спінами) для різних конфігурацій дефектів приймають негативною [12, 13].

Структурними дефектами типу “неправильних” зв'язків є надлишковими порівняно з рівноважною кількістю гомополярних хемічних зв'язків, що існують поряд з гетерополярними.

Отже, вихідною ознакою тонких плівок *a*-GeX ($X = \text{Te, Se, S}$), яка визначає сукупність їхніх фізико-хемічних властивостей і прямо стосується радіаційно-індукованих процесів, є наявність високої концентрації заряджених дефектних центрів і певної кількості “неправильних” гомополярних зв'язків.

Механізм радіаційно-структурних локальних мікроперетворень у тонких плівках *a*-GeX ($X = \text{Te, Se, S}$) може включати в себе мікроскопічні про-

цеси двох видів: утворення нових дімагнетних заряджених центрів на деструктованих гомополярних зв'язках та структурні зміни, що виявлятимуться в результаті розриву гетерополярних зв'язків у тетраедричних одиницях.

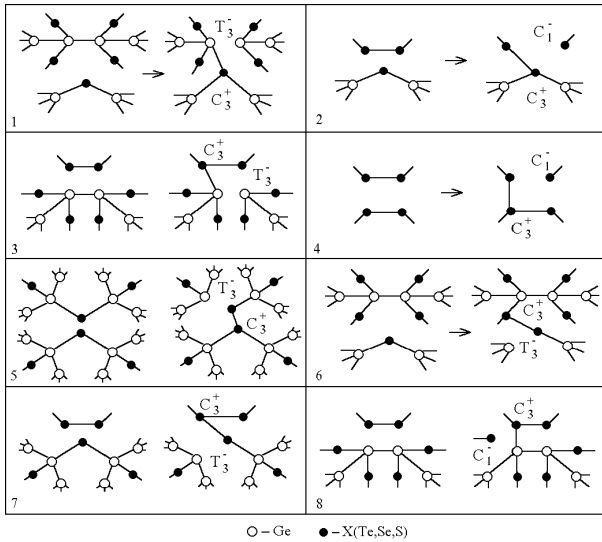


Рис. 6. Топологічні реакції координаційного утворення дефектних центрів в аморфних плівках монохалькогенідів германію під час руйнування гомополярних (1–4) та гетерополярних хемічних зв'язків (5–8).

Процеси першого типу приводять насамперед до утворення пар дефектів (C_3^+ , C_1^-), причому замість одного зруйнованого зв'язку може виникати такий же. Найбільш імовірно, стимулюючим процесом, що активує в полі γ -радіації утворення заряджених центрів, є збудження одного з електронів неподіленої пари атома халькогену, а не прямий розрив хемічних зв'язків (хоч його і не виключають). А незворотні процеси генерації дефектних центрів (T_3^+ , C_3^+) можна умовно змалювати схемою $2(\text{Ge}-X) = (\text{Ge}-\text{Ge}) + (X-X)$.

Описані вище процеси дефектоутворення враховують лише топологічні особливості структурних оди-

ниць і не враховують відносні мольні енергії хемічного зв'язку в системах $\text{Ge}-X$ ($X=\text{Te}, \text{Se}, \text{S}$). У послідовності $\text{Ge}-\text{Te}$, $\text{Ge}-\text{Se}$, $\text{Ge}-\text{S}$, $\text{Ge}-\text{Ge}$, $\text{Te}-\text{Te}$, $\text{Se}-\text{Se}$, $\text{S}-\text{S}$ середні значення мольних енергій зв'язку, згідно з даними праці [14], є такими, кДж·моль: $\text{Ge}-\text{Te} — 200$; $\text{Ge}-\text{Se} — 225$; $\text{Ge}-\text{S} — 265$; $\text{Ge}-\text{Ge} — 185$; $\text{Te}-\text{Te} — 195$; $\text{Se}-\text{Se} — 225$; $\text{S}-\text{S} — 280$. На підставі цього зазначимо, що найслабшим у названих системах є зв'язок $\text{Ge}-\text{Ge}$, що включає в собі значну ймовірність його деструкції в результаті опромінювання.

Отже, в рамках розглянутого вище особливості змін у дозових і температурних залежностях статичної електропровідності конденсатів $a\text{-GeX}$ ($X = \text{Te}, \text{Se}, \text{S}$) після дії γ -квантів можна пояснити на підставі особливостей радіаційно-індукованого дефектоутворення. При дозах $D = 10^2$ Гр нечутливість провідності до впливу радіації можна пояснити механізмом, який визначає рівноважне попарне утворення центрів C_1^- та C_3^+ . Зі збільшенням дози опромінення до 10^4 Гр у плівках GeTe збільшується ймовірність розриву гомополярних зв'язків типу $\text{Te}-\text{Te}$ ($\text{Ge}-\text{Ge}$), а при ще вищих дозах — і гетерополярних типу $\text{Ge}-\text{Te}$, що в сукупності веде до значної (стосовно рівноважних) концентрації C_1^- та T_3^- -центрів. Поява таких центрів у плівках $a\text{-GeTe}$ у результаті дії γ -радіації стимулює появу стрибкових механізмів перенесення носіїв по локалізованих станах у “хвості” валентної зони та в околі рівня Фермі.

Подібне простежується і в опроміненіх γ -квантами плівках $a\text{-GeSe}$ (дозы $10^4\text{--}10^6$ Гр), в яких утворення нових (унаслідок опромінювання) дефектних центрів, крім уже існуючих, спричинює появу стрибкового механізму перенесення носіїв в області низьких температур. На відміну від $a\text{-GeTe}$, в $a\text{-GeSe}$ під час опромінювання не вирізняється розмитий рівень дефектів в області “хвоста” валентної зони, який свідчив би про стрибковий механізм перенесення по цих станах. Це, ймовірно, зумовлене тим, що вони перекриваються зі станами власних дефектів, оскільки в $a\text{-GeSe}$ їхня густина є вищою, ніж у плівках $a\text{-GeTe}$. Область стрибкової провідності по станах в околі рівня Фермі насамперед ми пов'язуємо з радіаційно-індукованим утворенням T_3^- -центрів при значних дозах опромінювання. Плівки $a\text{-GeS}$ після опромінювання γ -квантами ведуть себе подібно до плівок $a\text{-GeSe}$.

[1] D. Adler, M. S. Shur, M. Silver, S. R. Ovshinsky, J. Appl. Phys. **51**, 3289 (1980).
 [2] А. Медэн, М. Шо, *Физика и применение аморфных полупроводников* (Мир, Москва, 1991).
 [3] К. К. Шварц, *Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках* (Зинатне, Рига, 1986).
 [4] В. М. Любин, *Фотографические процессы на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников, в кн.: Несеребрянные фотографические процессы* (Под ред. А. Л. Картужанского, Химия, Ленинград, 1984).

[5] І. С. Дуцяк, С. В. Макаренко, О. Г. Миколайчук, *Особенности структуры энергетичної щільності аморфних плівок телуриду германію* (Світ, Львів, 1995).
 [6] K. Tanaka, J. Non-Cryst. Solids **59–60**, 925 (1983).
 [7] S. R. Elliot J. Non-Cryst. Solids **81**, 71 (1986).
 [8] T. Kawaguchi, S. Maruno, K. Masui, J. Non-Cryst. Solids **97–98**, 1219 (1987).
 [9] И. Д. Набитович, Я. И. Стецев, А. М. Андрейко, Р. Я. Юречко, Кристаллография **20**, 1260 (1975).
 [10] T. G. Fowler, S. R. Elliot, J. Non-Cryst. Solids **53**, 43

- (1982).
 [11] E. P. O'Reilly J. Phys. C **15**, 1449 (1982).
 [12] В. В. Громов, *Электрический заряд в облученных материалах* (Энергоиздат, Москва, 1982).
 [13] Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах. В 2-х т.* (Мир, Москва, 1982).
 [14] M. Kastner, D. Adler, H. Fritzsche, Phys. Rev. Lett. **37**, 1504 (1976).
 [15] А. Фельц, *Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела* (Мир, Москва, 1986).

THE BEHAVIOUR OF STATIONARY ELECTROCONDUCTIVITY OF AMORPHOUS MONOCHALCOGENIDE GERMANIUM THIN FILMS BY γ -QUANTA IRRADIATION

I. Dutsyak, O. Mykolaychuk
*Ivan Franko Lviv State University, Chair of X-Ray metal physic
 8 Kyrylo and Mefodij Str., Lviv, UA-290005, Ukraine*

The influence of $\gamma(\text{Co}^{60})$ -irradiation on the stationary electroconductivity and termopower in the amorphous monochalcogenides germanium thin films has been investigated. The radiation treatment by $D > 10^4$ Gy leads changes of mechanisms of carrier charge transport in objects. The results of the study are interpreted on the basis Mott–Devis model and radiation stimulated defects formation.