ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 1, № 4 (1997) с. 605–611

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 1, No 4 (1997) p. 605–611

ПОВЕДІНКА СТАЦІОНАРНОЇ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТИ АМОРФНИХ ПЛІВОК МОНОХАЛЬКОҐЕНІДІВ ҐЕРМАНІЮ ПІД ЧАС ОПРОМІНЮВАННЯ γ-КВАНТАМИ

І. Дуцяк, О. Миколайчук
Львівський державний університет імені Івана Франка, кафедра рентґенометалофізики
Україна, UA–290005, Львів, вул. Кирила і Мефодія, 8

(Отримано 30 жовтня 1996)

Досліджено вплив $\gamma(\mathrm{Co}^{60})$–випромінювання на стаціонарну електропровідність та термо-е.р.с. аморфних плівок монохалькоґенідів ґерманію. Визначено, що дія радіації приводить до зміни у механізмах перенесення носіїв заряду при $D > 10^4$ Ґр. 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

I. ВСТУП

Аморфні плівки халькоґенідів ґерманію є перспективними матеріялами електронної техніки, оскільки їх застосовують як перемикачі струму, елементи пам'яті, захисні і просвітлюючі покриття, фотоперетворюючі ІЧ–діяпазону [1–3]. Одним з цікавих явищ в аморфних плівках халькоґенідів ґерманію є їхня здатність до фотоіндукованих змін різних фізичних параметрів під час опромінювання "зонним" світлом [2, 3, 5–7]. Реверсивну або нереверсивну 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 (рентґенівське, 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 матеріялів.

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

II. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

Об'ємні зливки GeX (X=Te, Se, S) отримували методом ампульного синтезу вихідних компонент високого класу чистоти з наступною їх гомогенізацією під час тривалого ізотермічного відпалювання. Сполуки GeX (X=Te, Se, S) на стехіометричність перевіряли рентґенодифракційним методом.

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

III. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

A. Електропровідність та термо–е.р.с. неопромінених конденсатів

Температурна залежність темнової електропровідності неопромінених плівок a-GeTe, отриманих різними методами (рис. 1, крива 1), є характерною для механізму перенесення носіїв по краю рухливости E_v в інтервалі температур 140–350 K і відповідає співвідношенню

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

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

$$E_f - E_v = (E_f - E_v)_0 - \gamma T \tag{3.2}$$

і в результаті

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT), \tag{3.3}$$

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

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

передекспоненційний фактор.

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

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

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 провідности, визначені за кутом нахилу залежностей lgσ = $f(10^3/T)$ 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 $2.25 \cdot 10^{-4}$ еВ$^{-1}$ · К$^{-1}$, що дає значення $\exp \gamma/k = 14$. Тоді згідно з виразом (3.4) випливає $\sigma_{\min} = 115$ ом$^{-1}$ · см$^{-1}$.

За співвідношенням

$$\sigma_{\min} = 0.026 e^2/a_{\mathrm{E}} h, \tag{3.6}$$

де e — заряд електрона; a_{E} — параметр затухання хвильової функції; h — стала Планка, обчислене значення a_{E}=4 Å. Співвідношення Мотта [12] для a має вигляд

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

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 $N_v(E_m) = 10^{21}$ еВ$^{-1}$ · см$^{-3}$ і $a = 2.5$Å, отримуємо $N_v(E_v) = 2.4 \cdot 10^{20}$ еВ$^{-1}$ · см$^{-3}$.

Температурні залежності темнової електропровідности 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 провідности 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 Ом$^{-1}$ · см$^{-1}$, для a-GeS — 5500 Ом$^{-1}$ · см$^{-1}$.

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 $a_{\mathrm{E}} = 3$Å. 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 $N_v(E_v) = 6 \cdot 10^{20}$ еВ$^{-1}$ · см$^{-3}$. Аналогічні припущення для неопромінених плівок a-GeS дають значення $N_v(E_v) = 10^{21}$ см$^{-3}$ · еВ$^{-1}$.

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=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.

B. Радіяційно–індуковані зміни в електропровідності та термо–е.р.с. конденсатів

Якщо доза опромінення $D = 10^2$ Ґр, то температурні залежності σ і S плівок a-GeTe не зазнають змін. Якщо ж $D = 10^4$ Ґр, то в області $T < 250$ К вони відхиляються від лінійного ходу і їх не описує єдина енергія активації провідности (рис. 1 і 2). Як видно зі вставки на рис. 1, під час опромінення зразків дозою $D = 10^6$ Ґр в області низьких температур спостерігається лінійна залежність провідности з температурою в координатах Мотта, а при вищих температурах вона набуває вигляду, подібно як і в зразках, опромінених дозою $D = 10^4$ Ґр. 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 електропровідности плівок a–GeSe, підданих дії γ–квантів. Як свідчать вимірювання, опромінювання плівок a-GeSe γ–квантами спричинює такі зміни. По-перше, зі збільшенням дози опромінювання простежується деяке збільшення σ_{300K}, а також відбуваються значні зміни в характері температурної залежности електропровідности, починаючи з дози 10^4 Ґр. Як видно з рис. 3, на залежності lgσ = $f(10^3/T)$ опромінених дозами 10^4–10^6 Ґр плівок простежуються дві ділянки. При $T > 260$ К переважає активаційний тип провідности, а при менших T характер електропровідности змінюється. Для з'ясування можливого механізму провідности в області $T < 260$ К ми побудували залежність lgσ = $f(T^{-1/4})$ згідно зі співвідношенням Мотта [12] (рис. 3, вставка). Як бачимо з рис. 3, температурна залежність електропровідности в моттівських координатах є близькою до лінійної, що свідчить про стрибковий механізм провідности по локалізованих станах в околі рівня Фермі. Густину цих станів ми визначили за співвідношенням Мотта для значення a=0.8 нм$^{-1}$.

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

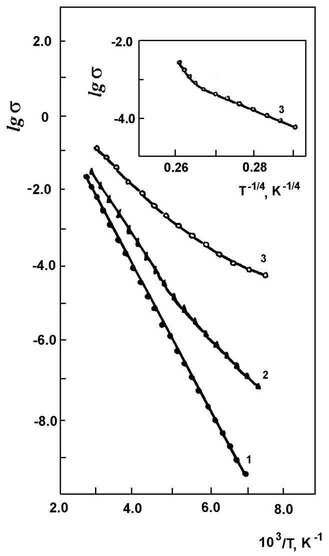

Рис. 1. Температурна залежність електропровідности плівок a-GeTe до і після опромінювання γ–квантами, Ґр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6.

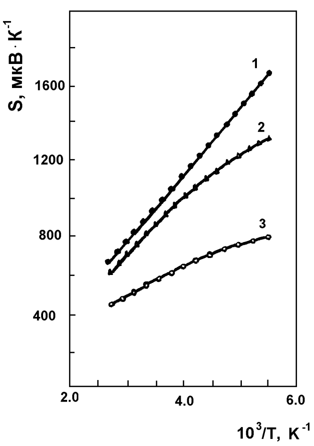

Рис. 2. Температурна залежність термо-е.р.с. плівок a-GeTe до і після опромінювання γ–квантами, Ґр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6.

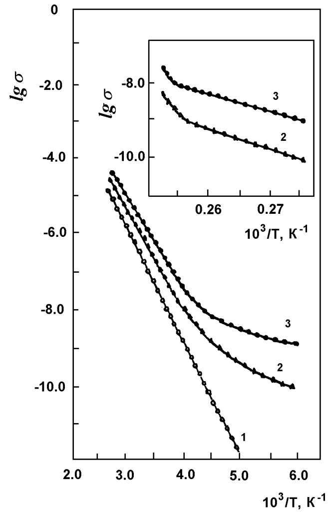

Рис. 3. Температурна залежність електропровідности плівок a-GeSe до і після опромінювання γ–квантами, Ґр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6.

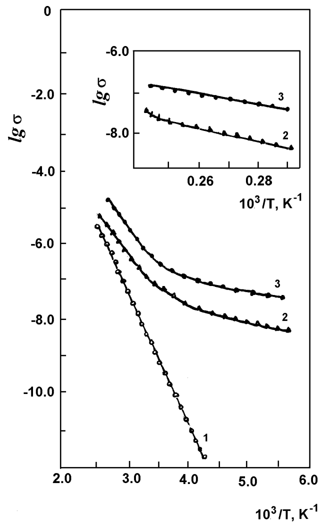

Рис. 4. Температурна залежність електропровідности плівок a-GeS, опромінених γ–квантами, Ґр: 1 — $D = 0$; 2 — 10^4 ; 3 — 10^6.

Параметри, якими характеризуються електропровідність і термо-е.р.с. опромінених 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, опромінених γ–квантами (доза 10^4 Ґр) 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 розповсюджених 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:

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

де

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

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

Для зразків, опромінених дозою 10^6 Ґр в області низьких температур, спостерігається стрибковий механізм провідности 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

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

Використовуючи вирази [2, 12]

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

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

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 Ґр), 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 ($D = 10^4$ Ґр) в хвості валентної зони з'являється розмитий рівень дефектів, який визначає стрибковий механізм перенесення при низьких температурах. Зі збільшенням дози до 10^6 Ґр 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 діяграма локалізованих рівнів в енергетичній щілині плівок a-GeTe, індукованих γ–радіяцією, показана на рис. 5 (ширина оптичної щілини взята з даних [4]).

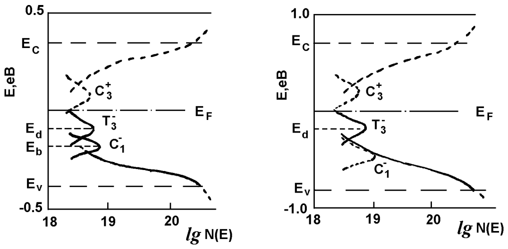

Рис. 5. Енергетичні діяграми станів в енергетичній щілині плівок a-GeTe (а) і a-GeSe(S) (б), опромінених γ-квантами.

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

Аналіз результатів вимірювання питомої електропровідности 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 активаційного 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 $D > 10^4$ Ґр в області низьких температур відразу починає виявлятися стрибковий механізм провідности по локалізованих станах в околі рівня Фермі.

Доза опромінення Ґр	$T > 250$ К			$T < 250$ К			Механізм провідности
	σ_{01}, Ом$^{-1}$см$^{-1}$	ΔE_σ, еВ	ΔE_s, еВ	σ_{02}, Ом$^{-1}$см$^{-1}$	ΔE_σ, еВ	ΔE_s еВ	
0-10^2	1600	0.36	0.36	1600	0.36	0.36	A
10^4	800	0.32	0.30	500	0.22	0.18	A+B
10^6	200	0.20	0.15	500			B+C

Табл. 1. Значення передекспоненціяльних факторів σ_{01}, енергій термічної активації провідности ΔE_σ і ΔE_s для плівок a-GeTe, опромінених $\gamma(\text{Co}^{60})$-квантами.

Примітка. Механізми провідности: A — активаційний; B — стрибковий по локалізованих станах у "хвості" ВЗ; C — стрибковий по станах біля рівня Фермі (моттівський).

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

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

Після дії радіяції $N(E_f)$ в цих зразках становить 10^{18}–10^{19} $\text{eB}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$. Якісна енергетична діяграма 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 фотоефект, 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 поглинача; γ–кванти з низькою енергією (до 0.5 МеВ) поглинаються в речовині переважно шляхом фотоефекту.

Доза опромінення, Ґр	σ_{300K}, $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	ΔE_σ, eB $T > 250K$	$T < 250K$	$N(E_f)$, $\text{eB}^{-1}\text{см}^{-3}$	Механізм провідности
a-GeSe					
0	$1.25\cdot10^{-7}$	0.58	0.58		A
10^2	$2.43\cdot10^{-7}$	0.58	0.58		A
10^4	$4.61\cdot10^{-7}$	0.56		$4.1\cdot10^{18}$	A+C
106	$1.31\cdot10^{-6}$	0.55		$7.6\cdot10^{18}$	A+C
a-GeS					
0	$1.8\cdot10^{-8}$	0.65	0.65		A
10^2	$2.3\cdot10^{-7}$	0.65	0.65		A
10^4	$3.7\cdot10^{-7}$	0.66		$8.2\cdot10^{18}$	A+C
10^6	$5.6\cdot10^{-6}$	0.66		$4.5\cdot10^{19}$	A+C

Табл. 2. Значення електропровідности при кімнатній температурі σ_{300K}, енергії термічної активації провідности ΔE_s, густини станів в околі рівня Фермі (наведених опромінюванням) $N(E_f)$ тонких плівок a-GeSe, GeS, опромінених $\gamma(\text{Co}^{60})$–вантами.

Примітка. Механізми провідности: A — активаційний механізм; C — 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 монохалькоґенідів ґерманію, то можна очікувати появу вторинних електронів, які згодом втрачають свою енергію на збудження, йонізацію, зміщення атомів та йонів тощо.

У тонкоплівкових аморфних конденсатах монохалькоґенідів ґерманію поряд з локальною атомною тетраедричною конфіґурацією, що підлягає статистиці розподілу ковалентних зв'язків у моделі хемічно впорядкованої сітки [4, 8–10], допускаються певні відхилення від цієї закономірности, які охоплюють утворення різного роду структурних дефектів — типу заряджених діямагнетних 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 координації. 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 Ge-X. 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 конфіґурацій 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=Te, Se, S), яка визначає сукупність їхніх фізико–хемічних властивостей і прямо стосуватиметься радіяційно–індукованих процесів, є наявність високої концентрації заряджених дефектних центрів і певної кількости "неправильних" гомополярних зв'язків.

Механізм радіяційно–структурних локальних мікроперетворень у тонких плівках a-GeX (X = Te, Se, S) може включати в себе мікроскопічні процеси двох видів: утворення нових діямагнетних заряджених центрів на деструктованих гомополярних зв'язках та структурні зміни, що виявлятимуться в результаті розриву гетерополярних зв'язків у тетраедричних одиницях.

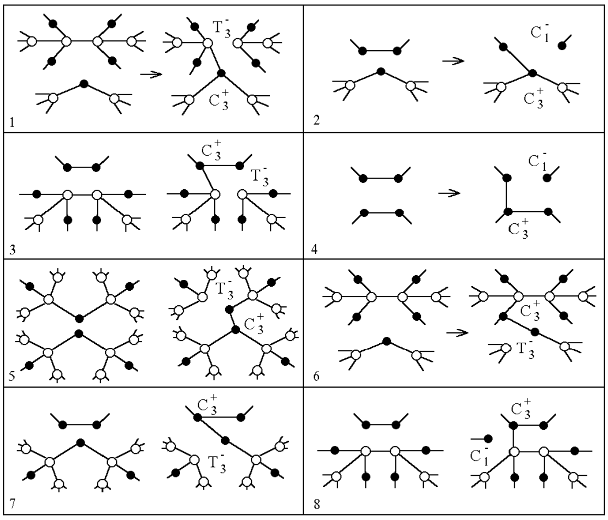

Рис. 6. Топологічні реакції координаційного утворення дефектних центрів в аморфних плівках монохалькоґенідів ґерманію під час руйнування гомополярних (1–4) та гетерополярних хемічних зв'язків (5–8).

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–радіяції утворення заряджених центрів, є збудження одного з електронів неподіленої пари атома халькоґену, а не прямий розрив хемічних зв'язків (хоч його і не вилучають). А незворотні процеси генерації дефектних центрів (T_3^-, C_3^+) можна умовно змалювати схемою 2(Ge-X) = (Ge-Ge) + (X-X).

Описані вище процеси дефектоутворення враховують лише топологічні особливості структурних одиниць і не враховують відносні мольні енергії хемічного зв'язку в системах Ge-X (X=Te, Se, S). У послідовності Ge-Te, Ge-Se, Ge-S, Ge-Ge, Te-Te, Se-Se, S-S середні значення мольних енергій зв'язку, згідно з даними праці [14], є такими, кДж·моль: Ge-Te — 200; Ge-Se — 225; Ge-S — 265; Ge-Ge — 185; Te-Te — 195; Se-Se — 225; S-S — 280. На підставі цього зазначимо, що найслабшим у названих системах є зв'язок Ge-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 електропровідности конденсатів a-GeX (X = Te, Se, S) після дії γ–квантів можна пояснити на підставі особливостей радіяційно–індукованого дефектоутворення. При дозах $D = 10^2$ Ґр нечутливість провідности до впливу радіяції можна пояснити механізмом, який визначає рівноважне попарне утворення центрів C_1^- та C_3^+. Зі збільшенням дози опромінення до 10^4 Ґр у плівках GeTe збільшується ймовірність розриву гомополярних зв'язків типу Te-Te (Ge-Ge), а при ще вищих дозах — і гетерополярних типу Ge-Te, що в сукупності веде до значної (стосовно рівноважних) концентрації C_1^-—- та T_3^-–центрів. Поява таких центрів у плівках a-GeTe у результаті дії γ–радіяції стимулює появу стрибкових механізмів перенесення носіїв по локалізованих станах у "хвості" валентної зони та в околі рівня Фермі.

Подібне простежується і в опромінених γ–квантами плівках a-GeSe (дози 10^4–10^6 Ґр), 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-GeTe, в a-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-GeSe їхня густина є вищою, ніж у плівках a-GeTe. Область стрибкової провідности по станах в околі рівня Фермі насамперед ми пов'язуємо з радіяційно–індукованим утворенням T_3^-–центрів при значних дозах опромінювання. Плівки a-GeS після опромінювання γ–квантами ведуть себе подібно до плівок a-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, *Особливості структури енергетичної щілини 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. Стецив, 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 $\gamma(\mathrm{Co}^{60})$–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.