

УДК 621. 315. 592

**Г. Є. Давидюк** – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики твердого тіла та інформаційно-вимірювальних технологій Волинського національного університету імені Лесі Українки;

**С. П. Данильчук** – аспірант Волинського національного університету імені Лесі Українки;

**В. В. Божко** – кандидат фізико-математичних наук, професор кафедри фізики твердого тіла та інформаційно-вимірювальних технологій Волинського національного університету імені Лесі Українки;

**Г. П. Шаварова** – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики твердого тіла та інформаційно-вимірювальних технологій Волинського національного університету імені Лесі Українки

### Відпал електрично активних дефектів у нейтронно-опромінених монокристалах $CdS$

*Роботу виконано на кафедрі фізики твердого тіла та інформаційно-вимірювальних технологій ВНУ ім. Лесі Українки*

Встановлено основні стадії відпалу радіаційних дефектів, відповідальних за електропровідність опромінених швидкими реакторними нейтронами монокристалів  $CdS$ . Показано, що на першій стадії відпалу  $\sim 100\text{--}200\text{ }^\circ\text{C}$  відбувається зменшення концентрації точкових дефектів, а при вищих температурах  $\sim 200\text{--}400\text{ }^\circ\text{C}$  відпалюються кластери дефектів. Після відпалу радіаційних дефектів, утворених нейтронною радіацією, електропровідність зразка контролюється мілкими донорами – атомами  $In$ , які утворюються внаслідок трансмутації атомів  $Cd$ , що зазнали непружних зіткнень з нейтронами. Інтерпретацію експериментальних результатів проведено у рамках моделі неупорядкованих систем.

**Ключові слова:** халькогеніди, дефекти, нейтронна радіація, електричні властивості.

**Давидюк Г. Е., Данильчук С. П., Божко В. В., Шаварова А. П. Отжиг электрически активных дефектов в нейтронно облученных монокристаллах  $CdS$ .** Определены основные стадии отжига радиационных дефектов, ответственных за электропроводимость облученных быстрыми реакторными нейтронами монокристаллов  $CdS$ . Показано, что на первой стадии отжига  $\sim 100\text{--}200\text{ }^\circ\text{C}$  происходит уменьшение концентрации точечных дефектов, тогда как при более высоких температурах  $\sim 200\text{--}400\text{ }^\circ\text{C}$  отжигаются кластеры дефектов. После отжига радиационных дефектов, образованных нейтронной радиацией, электропроводимость образцов контролируется мелкими донорами – атомами  $In$ , которые образуются вследствие трансмутаций атомов  $Cd$  после неупругих соударений с нейтронами. Интерпретация экспериментальных результатов базируется на модели неупорядоченных систем.

**Ключевые слова:** халькогениды, дефекты, нейтронная радиация, электрические свойства.

**Davidyuk H. Ye., Danilchuk S. P., Bojko V. V., Shavarova A. P. The Annealing of Electrically Active Defects in Monocrystals  $CdS$  Irradiated by Fast Pile Neutrons.** The main stages of annealing of radiation defects responsible for the conductivity of single crystals  $CdS$  irradiated by fast pile neutrons has been established. It has been shown, that in the first stage of annealing ( $\sim 100\text{--}200\text{ }^\circ\text{C}$ ) the concentration of point defects decreases, whereas at higher temperatures ( $\sim 200\text{--}400\text{ }^\circ\text{C}$ ) defect clusters anneal. After annealing of radiation defects, formed by neutron radiation, electrical conductivity of the samples is controlled by shallow donor atoms  $In$ , which arise due to transmutation of  $Cd$  atoms after inelastic collisions with neutrons. The interpretation of experimental results is based on the model of disordered systems.

**Key words:** chalcogenides, defects, neutron radiation, electrical properties.

**Постановка наукової проблеми та її значення.** Створення радіаційно стійких матеріалів електронної техніки є важливою технологічною проблемою фізики напівпровідників. За останні 50 років було опубліковано велику кількість наукових робіт, присвячених дослідженню радіаційних дефектів, в основному, в елементарних напівпровідниках, таких як германій і кремній. Разом з тим, великий клас напівпровідникових сполук, які знайшли широке використання в електроніці, залишився поза

увагою радіаційної фізики. Тому дослідження радіаційних дефектів, утворених нейтронною радіацією в бінарних халькогенідних сполуках, таких як, наприклад,  $CdS$ , є важливою проблемою створення базового радіаційно стійкого і фоточутливого матеріалу оптоелектроніки і належить до пріоритетних напрямків розвитку науки і техніки в Україні.

**Мета статті** – встановити особливості впливу нейтронної радіації на електричні властивості монокристалів  $CdS$  і визначити основні стадії відпалу утворених при цьому радіаційних дефектів.

**Завдання** – на основі аналізу експериментальних результатів побудувати фізичну модель механізмів утворення і відпалу радіаційних дефектів у монокристалах  $CdS$ , опромінених швидкими реакторними нейтронами.

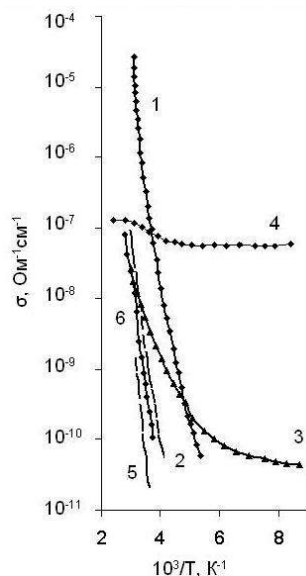
**Методика і техніка фізичного експерименту.** Основні дослідження проводили на монокристалах  $CdS$ , одержаних методом зонної сублімації в атмосфері інертного газу під тиском 180 атм в Інституті монокристалів НАН України (м. Харків). Для покращення стехіометрії і зняття механічних ростових напруг зразки відпалювали в атмосфері сірки. Опромінення швидкими реакторними нейтронами здійснювали в заповненому водою каналі атомного реактора ВВР-М Інституту ядерних досліджень НАН України (м. Київ). Температуру під час опромінення не піднімали вище  $70^\circ C$ . Зразки опромінювались у вакуумованих кварцових ампулах. Для відсікання потоку повільних нейтронів ампули поміщали у кадмієві пенали з товщиною стінок 1 мм. Усередині пеналів енергія швидких реакторних нейтронів становила 1 МеВ. Після нейтронного опромінення для зняття радіоактивного фону до санітарно-допустимої норми кристали витримували у так званих гарячих камерах 6–8 місяців.

Для електричних вимірювань наносили контакти з галій-індієвої евтектики методом втирання у поверхню зразка.

Відпал зразків здійснювали у муфельній печі з регульованою температурою ( $\pm 0,1 K$ ) у потоці парів азоту.

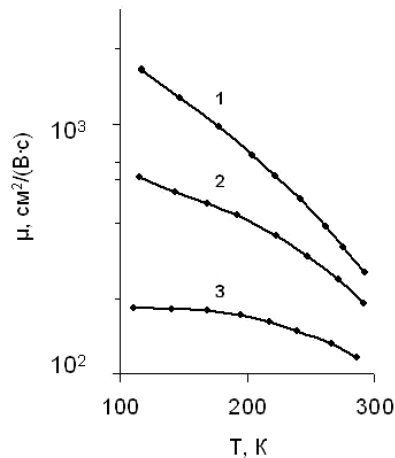
Вимірювання електричних параметрів відбувалось на добре апробованих установках на постійному сигналі.

**Виклад основного матеріалу та обґрунтування отриманих результатів дослідження.** Температурну залежність питомої електропровідності ( $\sigma(T)$ ) не опроміненого й опроміненого швидкими реакторними нейтронами дозою  $10^{21} \text{ см}^{-2}$  монокристалів  $CdS$  представлено на рисунку 1.



**Рис. 1.** Температурна залежність темної питомої електропровідності монокристала  $CdS$ , опроміненого швидкими реакторними нейтронами, дозою  $10^{21} \text{ см}^{-2}$  (1, 2, 3, 4) і неопроміненого (5, 6). До відпалу (1, 5) і після відпалу (2, 3, 4), опроміненого при температурах  $180^\circ C$ ,  $300^\circ C$  і  $400^\circ C$  відповідно, (6) – неопроміненого, відпаленого при  $400^\circ C$

Усі монокристали і до опромінення, і після нейтронного опромінення та відпалу належали до високоомних напівпровідників n-типу провідності. Температурні залежності Холлівської рухливості електронів ( $\mu$ ) у неопромінених і опромінених кристалах наведено на рисунку 2.



**Рис. 2.** Температурна залежність Холлівської рухливості електронів у CdS-монокристалах: 1 – до опромінення; 2, 3 – після опромінення швидкими нейтронами дозами  $\Phi=10^8 \text{ см}^{-2}$  і  $\Phi=2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  відповідно

Як показали наші дослідження, монокристали CdS з різними вихідними параметрами фізичних величин після опромінення швидкими реакторними нейтронами дозами  $\Phi \geq 10^8 \text{ см}^{-2}$  набувають, практично, однакових електричних, оптичних і фотоелектричних властивостей [1–4]. Це, очевидно, означає, що після великих доз нейтронного опромінення концентрація радіаційних дефектів стає домінуючою над концентрацією різних структурних дефектів технологічного походження.

Залежності  $\sigma(T)$  спеціально не легованих високоомних зразків, кристалографічні параметри яких мало відрізнялися від таких, що є характерними для кристалів CdS високої якості [9], показано на рисунку 1. У неопромінених монокристалах залежність  $\sigma(T)$  в координатах  $\lg \sigma - \frac{10^3}{T}$  добре екстраполюється прямою лінією (рис. 1, крива 5). У реальних напівпровідниках, особливо напівпровідникових сполуках, технологія одержання яких не така досконала, як для елементарних напівпровідників, завжди наявні неконтрольовані дефекти донорного і акцепторного типів. Як відомо [10], для моделі напівпровідника з донорними й акцепторними центрами при  $N_D > N_A$  концентрацію електронів у зоні провідності визначають за формулою:

$$n = \left( \frac{N_D - N_A}{N_A / g} \right) N_C \exp\left( - \frac{E_f}{kT} \right) \quad (1)$$

де  $N_D$  і  $N_A$  – концентрація донорів і акцепторів відповідно;  $g$  – фактор виродження донорного рівня;  $E_f$  – енергія активації (енергія Фермі);  $N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* k T}{h} \right)^{3/2}$  – ефективна щільність станів

біля дна зони провідності (у випадку параболічних зон);  $m_n^*$  – ефективна маса електрона в зоні провідності. Фактор виродження  $g$  визначено для невеликої кількості домішок у різних напівпровідниках, і він близький до одиниці. Тому для практичних цілей часто беруть  $g \approx 1$ , що не вносить великих змін у точність визначення  $n$  порівняно з іншими факторами, зокрема пов'язаними відсутністю відомостей про концентрацію неконтрольованих домішок.

Питому електропровідність зразків визначають:

$$\sigma = e n \mu_n, \quad (2)$$

де  $\mu_n$  – Холлівська рухливість електронів.

Враховуючи формулу (1), одержимо:

$$iP = iP_0 \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right), \quad (3)$$

$$\text{де } \sigma_0 = \frac{N_D - N_A}{N_A} e N_C \mu_n \quad (4).$$

На основі встановленого експериментального значення  $\sigma \approx 10^{-18} \text{ см}^2$ , визначили (використовуючи формулу (4)) значення множника  $\left(\frac{N_D - N_A}{N_A}\right) N_C$ . Він виявився рівним для неопромінених зразків при  $T \approx 300 \text{ K}$ :

$$\frac{N_D - N_A}{N_A} N_C \approx 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

Враховуючи теоретичне значення  $N_C$ , визначене для кристалів  $CdS$  при кімнатних температурах  $N_C \approx 210 \text{ см}^{-3}$  одержимо:

$$\frac{N_D - N_A}{N_A} = 1,25 \approx 1, \quad (6)$$

тобто вихідні високоомні монокристали  $CdS$  належать до частково компенсованих напівпровідників з концентрацією донорів  $N_D \approx 2N_A$ .

Як правило, в реальних напівпровідниках  $n \ll N_A$ . У цьому випадку [10] значення  $E_f$  визначене із нахилу залежності  $\lg \sigma$  від  $\frac{10^3}{T}$ , яке виявилось рівним  $\sim 0,86 \text{ eV}$  (рис. 1, крива 5), співпадає з енергією залягання останнього частково заповненого носіями глибокого рівня. Це можна інтерпретувати як закріплення рівня Фермі на глибокому рівні в інтервалі температур, який відповідає сталому значенню  $E_f$  (200–300 K) [10], що підтверджується експериментально незмінністю нахилу  $\lg \sigma$  від  $\frac{10^3}{T}$  у цьому температурному інтервалі (крива 5).

Після опромінення нейтронами дозою  $\Phi \approx 310 \text{ см}^{-2}$  питома електропровідність кристалів зростає в  $\sim 10^4$  раз, при цьому нахил залежності  $\sigma(T)$ , який визначає енергію активації провідності  $E_f$ , дещо змінюється: від  $\sim 0,87 \text{ eV}$  до  $\sim 0,92 \text{ eV}$  при зміні температури від 200 до 300 K (рис. 1, крива 1), тобто близький до такого в неопромінених зразках. Значення  $\sigma_0$ , визначене за формулою (3), для високодефектних опромінених зразків виявилось рівним  $\sigma_0 \approx 10^{-18} \text{ см}^2$ .

Нейтронна радіація зменшує рухливість електронів провідності ( $\mu$ ), яка при великих дозах набуває характерної для опромінених кристалів  $CdS$  температурної залежності, представленої на рисунку 2 (крива 3), а саме зниження температури від 300 до  $\sim 200 \text{ K}$  веде до незначного зростання  $\mu$ , яке при подальшому зниженні температури виходить на сталі значення. Слід відзначити, що подібну залежність спостерігають також для деяких сильно легованих різними домішками напівпровідників [11, 12].

Для оцінки концентрації дефектів, утворених нейтронною радіацією, ми використовували відомі моделі радіаційних пошкоджень твердих тіл, які представлено в монографіях [12–15].

Пружне розсіяння нейтронів з енергією близько  $1 \text{ MeV}$  на ядрах речовини можна розглянути в таких моделях, як розсіяння на абсолютно твердих сферах. В ізотропному пружному наближенні повний переріз такого пружного розсіювання визначають за формулою [14, 15]:

$$\sigma = 4\pi R_C^2, \quad R_C \approx 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}, \quad (7)$$

де  $R_C$  – радіус ядра;  $A$  – атомна маса ядра (в а.о.м).

Максимальна енергія  $T_M$ , яку може передати ядру при ізотропному пружному розсіюванні нейтрон з енергією  $E_n$  (за умови, що атомна маса нейтрона в багато разів менша атомної маси ядра), визначають за формулою [14]:

$$T_M = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n = \alpha E_n. \quad (8)$$

Ефективний поперечний переріз зміщення атома речовини при його пружному зіткненні з нейтроном становить [13]:

$$\sigma_d = \Phi \left( 1 - \frac{T_d}{T_M} \right), \quad (9)$$

де  $T_d$  – порогова енергія зміщення атома із вузла кристалічної ґратки (становить 7,3 eB і 8,7 eB для атома кадмію і сірки, відповідно [16, 17]). Оскільки, згідно з нашими розрахунками, для енергії швидких реакторних нейтронів ( $E_n \approx 1 \text{ MeV}$ ),  $T_M \approx 310 \text{ eV}$  і  $1 \cdot 10^4 \text{ eV}$  для атомів Cd і S відповідно, то формулу (9) з хорошим наближенням можна представити у вигляді:

$$\sigma_d \approx \sigma. \quad (10)$$

Якщо потік нейтронів з енергією  $E_n$  проходить через тонку пластинку матеріалу (саме такими є наші зразки товщиною  $\sim 0,2-1,0 \text{ мм}$ ), то при цьому втрата їх енергії на всьому шляху через кристал мала і можна вважати  $E_n \approx \text{const}$ . У такому випадку середнє число первинно зміщених нейтронами атомів речовини ( $N_3$ ) визначають за формулою [13]:

$$N_3 = \sigma_{cd} n_{cd} \Phi + \sigma_s n_s \Phi, \quad (11)$$

де  $\sigma_{cd}$  і  $\sigma_s$  – ефективний переріз зміщення атомів Cd і S при пружному розсіюванні нейтронів на атомах кристалу;  $n_{cd}$  і  $n_s$  – концентрація атомів кадмію і сірки в монокристалі CdS;  $\Phi$  – інтегральний потік нейтронів з енергією  $E_n$ .

Для розрахунку повного числа зміщень атомів речовини необхідно врахувати зміщення, які відбуваються первинно вибитими атомами кадмію і сірки. У такому випадку повне число зміщень атомів кристалічної ґратки  $N_{II}$  становитиме:

$$N_{II} = \bar{v}_{cd} N_3 + \bar{v}_s N_3, \quad (12)$$

де  $\bar{v}_{cd}$  і  $\bar{v}_s$  – середнє число зміщень, утворених одним вибитим атомом кадмію або сірки відповідно.

Розрахунком функції  $\bar{v}(E_n)$  займалось багато авторів. Найчастіше використовують розрахунки, які виконали Кінчин і Піз [14]. У нашому випадку, при опроміненні нейтронами з  $E_n \approx 1 \text{ MeV}$  важливими є такі формули, що впливають з їх розрахунків:

$$\bar{v}(E_n) = \begin{cases} \alpha E_n / 4T_d \text{ при } 2T_d / \sigma \leq E_n \leq L_C / d, \\ L_C / 4T_d (2 - L_C / \alpha E_n) \text{ при } L_C / d \leq E_n, \end{cases} \quad (13)$$

де  $L_C$  – така енергія атома, вибитого нейтроном, вище якої вся енергія тратиться на збудження електронів, а нижче витрачається на зміщення атомів речовини.

Дінс і Вінйард запропонували такий наближений вираз для визначення  $L_C$  [14]:

$$L_C \approx A k e. \quad (14)$$

З розрахунків, проведених для монокристалів CdS, опромінених швидкими нейтронами з  $E_n \approx 1 \text{ MeV}$ , випливає:

$$\bar{v}_{cd} \approx 1,1 \bar{v}; \quad \bar{v}_s \approx 26,1 \bar{v} \quad (15)$$

Використовуючи формулу (12) і значення, взяті з (15), одержали для дози нейтронного опромінення  $\Phi \approx 3,1 \bar{v} \text{ см}^2$  повне число зміщених атомів в одиниці об'єму монокристала CdS:

$$N_{II} \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}. \quad (16)$$

Вважалося, згідно з нашими розрахунками, проведеними за формулою (7) з врахуванням (10), що  $\sigma_{cd}$  і  $\sigma_s$  рівні  $\sim 6510^4 \text{ см}^2$  і  $2810^4 \text{ см}^2$  відповідно.

Величина  $N_D$  добре узгоджується зі значенням концентрації дефектів у найбільш пошкоджених ділянках (кластерах дефектів – КД), які виникають при нейтронному опроміненні в інших кристалах, наприклад, в елементарних напівпровідниках *Si* і *Ge* [15].

Отже, нейтронно опромінені монокристали *CdS* є дефектними напівпровідниками, які проявляють властивості неупорядкованих систем [19, 20]. Це веде до появи хвостів щільності станів, що примикають до країв дозволених зон і зон локалізованих станів у забороненій зоні напівпровідника. Сказане вище добре узгоджується з експериментальними результатами, зокрема, у формуванні краю смуги власного поглинання світла (КП), який описує правило Урбаха [1, 6–8]:

$$K(\nu) \propto \left( \frac{E_g}{\Delta_0} - \nu \right)^2 \quad (17)$$

Параметр  $\Delta_0$ , який дістав назву характеристичної енергії, визначає ступінь розмиття КП і є мірою розпорядкування кристалічної ґратки,  $E_g$  – стала величина, близька до ширини забороненої зони напівпровідника. До опромінення експериментально визначене значення  $\Delta_0$  (при  $T \approx 292 \text{ K}$ ) становило  $\sim 0,04 \text{ eV}$  [6–8]. Після нейтронного опромінення дозою  $\Phi \approx 310^8 \text{ см}^{-2}$   $\Delta_0$  набуває значень  $\sim 0,086\text{--}0,096 \text{ eV}$  у різних кристалах, що є характерним для багатьох неупорядкованих систем (аморфних і склоподібних напівпровідників) [19, 21].

Автори роботи [20], розглядаючи міжзонні переходи в кристалічних напівпровідниках із хаотично розподіленими в просторі атомами заряджених домішок, показали, що КП у сильно легованих матеріалах описується залежністю (17), причому між  $\Delta_0$  і концентрацією заряджених точкових дефектів  $n_t$  існує зв'язок, який виражений формулою:

$$\Delta_0 = 2,2(n_t a_B^3)^{2/5} E_B, \quad (18)$$

де  $a_B = \frac{\hbar^2}{m e^2}$  – борівський радіус електрона в кристалі;

$E_B = \frac{m e^4}{2 \varepsilon^2 \hbar^2}$  – борівська енергія.

Вважаючи центри, утворені радіацією, однозарядними дефектами, використовуючи експериментально встановлене значення  $\Delta_0$ , було визначено їх концентрацію –  $n_t$ . Після нейтронного опромінення дозою  $\Phi \approx 310^8 \text{ см}^{-2}$  вона виявилась рівною:

$$n_t = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}. \quad (19)$$

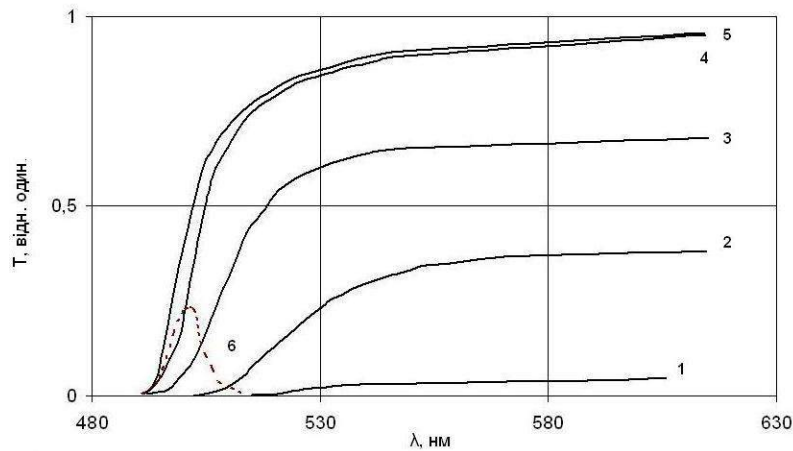
Як випливає з (19), число радіаційних дефектів через деякий час після опромінення ( $\sim 6$  місяців) майже в  $2 \cdot 10^2$  раз менше від розрахованої за формулою (16) концентрації первинно зміщених атомів.

Така ситуація є звичайною в опроміненних напівпровідниках [15]. Первинно утворені дефекти, маючи високу рухливість, взаємодіють між собою та різними домішками, утворюють вторинні стабільні комплекси, а також частково відпалюються або мігрують і осідають на різних стоках, включаючи поверхню зразка. Найбільш рухливими в халькогенідних сполуках є міжвузлові атоми металів, які вибиваються при опроміненні з вузлів катіонної підґратки кристала [13].

Не менш важливу роль можуть відігравати радіаційно-стимульовані процеси, які супроводжують опромінення зразка.

Опромінення монокристалів *CdS* швидкими нейтронами, яке завжди супроводжується  $\gamma$ -опроміненням, здійснювали в атомному реакторі у вакуумованих кварцових ампулах при температурі не вищій  $70^\circ\text{C}$ . Помічено, що відполіровані поверхні зразків після такого опромінення покриваються майже непроникним для світла темним нальотом (рис. 3, крива 1). Внаслідок полірування поверхні зникав наліт. Після збільшення температури відпалу ( $t_e$ ) кристала

пропускання світла опроміненним зразком зростало і при  $t_0 = 450$  °С практично досягало такого ж значення, як у неопроміненого кристала, крім короткохвильової спектральної ділянки біля КП (крива 4), що свідчить про відпал основних дефектів, утворених нейтронною радіацією, відповідальних за поглинання світла.



**Рис. 3.** Спектри пропускання світла ( $T$ ) при 77 К монокристалів  $CdS$ : 1 – після опромінення швидкими реакторними нейтронами дозою  $1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ ; 2 – того ж опроміненого, але після полірування поверхні; 3, 4 – того, що і 2, відпаленого при  $t_0 = 300$  °С і 460 °С відповідно; 5 – не опроміненого; пунктиром показано відношення  $T_{\text{неоп}}/T_{\text{оп}}$  після відпалу обох зразків при 460 °С

Відпал здійснювали в азотній атмосфері 10 хв при кожній температурі відпалу.

Як впливає зі сказаного вище, нейтронно опромінені кристали  $CdS$  є високо дефектними матеріалами з властивостями, які їх наближають до неупорядкованих систем. Тому використання формули (1), яка виведена на основі зонної моделі твердих тіл (що передбачає строге впорядкування кристалічної ґратки), є некоректним для нейтронно опромінених  $CdS$ . Більш коректними слід вважати формули, які є наслідком теорії неупорядкованих систем, розробленої багатьма авторами і представлені в основних деталях у роботах [19, 20]. Згідно з викладеним у [19], у неупорядкованих системах біля середини забороненої зони формується вузька ( $\Delta E \approx 0.1 \text{ eV}$ ) зона дефектних локалізованих станів, яка закріплює в широкому температурному інтервалі рівень Фермі. Температурна залежність електропровідності таких систем описується експоненціальною функцією, подібною до (3), але значення передекспоненціального множника при цьому залежить від характеру електронних переходів із рівня  $E_f$  у зону провідності (для матеріалів  $n$ -типу, якими є сполуки  $CdS$ ):

$$\sigma \propto \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right), \quad (19)$$

Якщо значення  $\Delta E \approx 0.1 \text{ eV}$  (правило Штуке), то реалізуються електронні переходи із зони локалізованих станів біля  $E_f$  у делокалізовані (не локалізовані) стани (на рівень протікання) зони провідності. Рівень протікання розділяє делокалізовані стани і локалізовані стани у хвостах зони провідності. Як показали експериментальні дослідження [19], залежність (19) і, відповідно, правило Штуке добре виконуються в області температур, близьких до кімнатної для великої кількості аморфних напівпровідників і сполук. Очевидно, саме такий випадок є важливий для нейтронно опромінених великими дозами монокристалів  $CdS$  (рис. 1, крива 1). Визначене нами значення передекспоненціального множника (про що йшлося вище) становило  $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ , що близьке до інтервалу значень  $\sigma_0^n$ , встановленого правилом Штуке.

Якісно зростання  $\sigma$  (в  $\sim 10^4$  разів) опромінених кристалів  $CdS$  порівняно з неопроміненними (рис. 1, криві 1 і 5) можна пояснити, якщо врахувати, що при бомбардуванні мішені швидкими нейтронами, крім утворення структурних дефектів, відбувається їх просторове розділення, тобто виникають вакансійні кластери дефектів (КД), які можна добре спостерігати в електронному мікроскопі в опромінених  $Si$ ,  $Ge$ ,  $GaAs$  і  $InSb$  [22, 23]. Утворення КД у  $CdS$ -монокристалах

висвітлено у роботах [2, 7, 8]. Середній діаметр найбільш пошкодженої ділянки КД (ядра) становить  $\sim 50 \text{ \AA}$  і мало залежить від природи більшості напівпровідників [15]. Якщо вважати, що кожен розсіяний на атомах речовини швидкий нейтрон утворює каскад зміщень, який формує сферичний КД, діаметром  $\sim 50 \text{ \AA}$ , то, використовуючи формулу (11) і визначені значення  $\sigma_{\text{eff}}$  і  $\sigma_{\text{eff}}$ , можна оцінити частку об'єму кристала, яка зайнята кластерами дефектів, тобто найбільш пошкоджена ділянка. Вона дорівнювала  $\sim 2-3\%$ . Отже, можна стверджувати, що електропровідність нейтронно опроміненого зразка, в основному, контролює менш пошкоджена матриця кристала, яка займає 97–98 % об'єму всього матеріалу.

Під час утворення структурних дефектів, особливо біля КД, відбуваються деформації кристалічної ґратки і, як наслідок, виникають поля механічних напруг. Автори робіт [12; 24], аналізуючи вплив радіаційних дефектів на Холлівську рухливість вільних носіїв заряду в германії, легованого домішками V групи, зробили висновок про існування нового механізму розсіювання носіїв заряду, який визначається їх взаємодією з ділянками механічних напруг біля дефектів. Роль таких дефектів, на їх думку, виконують крупні комплекси, які складаються з чотирьох вакансій і атома V групи. Особливістю нового механізму розсіювання є слабка залежність рухливості від температури, що спостерігалось експериментально. Аналогічну температурну залежність  $\mu$  прослідковували в сильно легованих напівпровідниках [11], це ми спостерігали і в опроміненіх великими дозами нейтронів кристалах *CdS* (при  $T < 200 \text{ K}$ ) (рис. 2, крива 3).

Порушення такої залежності при високих  $T > 200 \text{ K}$ , очевидно, обумовлено домінуванням розсіювання вільних електронів на фононах і заряджених дефектних центрах, концентрація яких, внаслідок термоіонізації, зростає з підвищенням температури. Сказане вище підтверджує припущення про вплив пружних полів, створених КД, на розсіювання вільних носіїв заряду.

Утворені нейтронним опроміненням КД у *CdS* збагачені вакансіями кадмію ( $V_{Cd}$ ) [7]. Вибиті з ядра кластера атоми, згідно з найбільш поширеними моделями КД [15], розміщуються на периферії останнього або збагачують матрицю кристала (відбувається розділення дефектів). Оскільки утворені при цьому міжвузлові атоми кадмію ( $Cd_i$ ) у *CdS* кристалах є мілкими іонізованими донорами, то матриця, яка контролює електропровідність зразка, збагачується донорними центрами. Необхідно зауважити, що нейтронне опромінення під час нецентрального зіткнень з передачею невеликої енергії атомові речовини може приводити до утворення пар Френкеля, які також виникають внаслідок  $\gamma$ -радіації з енергією квантів декілька *MeV*, що супроводжує реакторне опромінення. Частина пар у матриці опроміненого зразка розпадається, додатково збагачуючи останню міжвузловими атомами і вакансіями, але загальна концентрація міжвузлових атомів у матриці буде більшою за концентрацію вакансій. Саме зростанням концентрації донорів –  $Cd_i$  порівняно з концентрацією акцепторів –  $V_{Cd}$  (які в основному зосереджені в КД) можна пояснити зростання електропровідності дефектних опромінених кристалів *CdS*. Це узгоджується з формулою (1), яку виведено для однорідних зразків. Близькість значення  $E_f$  (0,86 – 0,92 *eV*) в неопроміненіх і нейтронно опроміненіх зразках засвідчує можливість однакової природи дефектів, які закріплюють  $E_f$  у матриці біля середини забороненої зони.

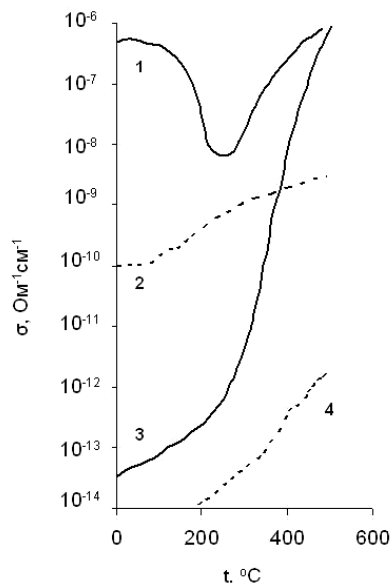
Як відомо, в *CdS* дефектами, що створюють енергетичні рівні біля середини забороненої зони, є  $V_{Cd}$  і деякі центри, до складу яких вона входить [25]. На основі висвітленого можна припустити, що зона локалізованих станів, яка закріплює  $E_f$ , пов'язана з катіонними вакансіями і дефектними комплексами на їх основі, які присутні в різних кількостях і в неопроміненіх, і в опроміненіх монокристалах *CdS*. Це не суперечить висловленому в роботі [20] припущенню щодо вакансійної природи дефектів, які відповідальні за локалізовані стани в непорядкованих напівпровідниках.

Флуктуація концентрації заряджених донорів –  $Cd_i$  в матриці опроміненого зразка і поля КД спричиняють виникнення випадкового електричного поля, яке модулює краї дозволених зон і відповідальне за утворення хвостів щільності станів [19, 20], що беруть участь у формуванні власних оптичних переходів (формула (17)).



У випадку термозбудження електронів з центрів, близьких до положення  $E_f$ , в зоні локалізованих станів у нелокалізовані стани (на рівень протікання  $E_{II}$ ) зони провідності, що відбувається в нейтронно опромінених зразках  $CdS$ , електропровідність кристала визначається концентрацією електронів на рівні протікання. Положення рівня протікання  $E_{II}$  залежить від флуктуації концентрації заряджених центрів, яка може змінюватися з температурою зразка [15]. Тому ми вважаємо, що плавне зростання значення енергії активації ( $E_f$ ) від 0,87 eV ( $T = 200 K$ ) до 0,92 eV ( $T = 300 K$ ) в опромінених кристалах при підвищенні  $T$  пов'язане з додатковою термоіонізацією дефектних центрів, на які багаті опромінені зразки, що, відповідно, приводить до підвищення  $E_{II}$  і пов'язаного з цим значення  $E_f$ . Розглянута вище особливість  $\sigma(T)$  є характерною для всіх нейтронно опромінених кристалів  $CdS$  і нелегованих, і легованих різними домішками.

Ізохронний відпал опромінених зразків тривалістю 10 хв (при кожній температурі) в потоці парів азоту викликає суттєву зміну температурної залежності  $\sigma$  (рис. 1), що свідчить про перебудову і відпал дефектів, утворених нейтронною радіацією. Оскільки при високотемпературній обробці багатьох напівпровідників, зокрема  $CdS$ , спостерігають зміни їх фізичних параметрів [15], то для об'єктивного аналізу процесів відпалу дефектів в опромінених кристалах досліджували також зміни  $\sigma(T)$  в неопромінених зразках, відпалених при тих самих температурах (рис. 1 і 4).



**Рис. 4.** Залежність значення питомої електропровідності при  $\sim 293 K$  (1, 2) і  $100 K$  (3, 4) опроміненого дозою  $\Phi_{310} \text{ см}^{-2}$  (1, 3) і неопроміненого (2, 4) монокристалів  $CdS$  від температури ізохронного відпалу ( $t$  °C)

Залежність  $\sigma$  опроміненого дозою  $\Phi_{310} \text{ см}^{-2}$  (1, 3) і неопроміненого (2, 4) монокристалів  $CdS$  від температури ізохронного відпалу ( $t$  °C) представлено на рисунку 4.

Вимірювання питомих електропровідностей здійснювали при  $\sim 293 K$  (1, 2) і  $100 K$  (3, 4).

Як показано на рисунках 1 і 4, на першій стадії до  $200^\circ C$  (рис. 1, крива 2 і рис. 4, криві 1, 3) відбувається інтенсивний відпал радіаційних дефектів у нейтронно опромінених зразках, на відміну від неопромінених, при якому відбувається зменшення  $\sigma$  (при кімнатній температурі  $\sim 300 K$ ) в  $\sim 500$  разів і енергії активації  $E_f$  від 0,92 eV до 0,83 eV. Таку ж стадію відпалу спостерігають і в кристалах  $CdS$ , опромінених тільки одними  $\gamma$ -квантами або електронами з енергією частинок до  $2 MeV$  [26], під час якої не виникають КД, але утворюються точкові дефекти – пари Френкеля. Тому ми вважаємо, що на стадії відпалу до  $200^\circ C$  нейтронно опромінених зразків відпалюються точкові дефекти в матриці кристала. Такими точковими дефектами можуть бути найбільш рухливі  $Cd_i$ , які при підвищенні температури мігрують до поверхні й інших стоків, осідаючи на них, або вступають у

квазіхімічні реакції з іншими дефектами, включаючи  $V_{Cd}$ , заліковуючи останні. При цьому зменшується концентрація заряджених точкових дефектів і пов'язаного з ними розмиття КП (тобто параметра  $\Delta_0$  в правилі Урбаха), що спостерігали на першій стадії відпалу нейтронно опромінених кристалів  $CdS$  [7]. Як впливає із рисунка 4 (криві 1 і 3), відпал до 200 °С призводить, починаючи з  $\sim 100$  °С, до зменшення  $\sigma \sim$  у 500 разів лише при кімнатній температурі (незначне зростання  $\sigma \sim$  у 8 разів при 100 K обумовлене в основному зростанням рухливості електронів за рахунок зменшення під час відпалу концентрації дефектів). Таку особливість відпалу  $\sigma(T)$  нейтронно опромінених  $CdS$  можна пояснити, якщо вважати, що на першій стадії відпалуються дефекти (донори, іонізовані при кімнатній температурі, які заповнені електронами при  $T = 100$  K і не впливають на низькотемпературну електропровідність. Такими дефектами можуть бути двічі іонізовані міжвузлові атоми кадмію  $Cd_i^{2+}$ , для яких енергія іонізації  $E_C$ , згідно з оцінками авторів роботи [27], коливається у межах  $0,12 eV \leq E_C \leq 0,26 eV$ , що підтверджує наше припущення про відпал  $Cd_i$ . Незначне зменшення  $E_f$  на першій стадії відпалу може бути пов'язане зі зниженням рівня протікання  $E_{II}$  внаслідок зменшення концентрації заряджених центрів, що узгоджується зі зменшенням  $\Delta_0$ .

На другій стадії відпалу від 200 до 400 °С відбувається розпад КД і збагачення кристалічної ґратки  $V_{Cs}$ , які формували його ядро [7], що підтверджується розгорянням смуги люмінесценції з  $\lambda_{fl} \approx 1041 \text{ нм}$ , за яку, згідно з [28, 29], відповідальні  $V_{Cs}$ . При цьому зменшувалась мікротвердість зразка, яка зростала після опромінення (внаслідок закріплення дислокацій кластерами дефектів) [7].

Вакансії кадмію, що збагачують матрицю кристала  $CdS$  на другій стадії відпалу (акцептори), повинні зменшувати питому електропровідність відпалених при  $t > 200$  °С зразків, тоді як згідно з експериментальними результатами (рис. 4) відбувається, навпаки, зростання  $\sigma$  при температурах вимірювання 300 і 100 K. Це свідчить про утворення на стадії відпалу 200–400 °С мілких донорів, які іонізовані при високих і низьких температурах і впливають на  $\sigma$  при цих температурах. У відпалених кристалах спостерігається поряд зі зменшенням  $E_f$  при кімнатній температурі також зменшення енергії активації електропровідності під час охолодження зразків від 300 до 120 K (рис. 1, крива 3), що проявляється у плавному зменненні  $\sigma$  зі зменшенням нахилу в координатах  $\lg \sigma - \frac{10^3}{T}$  при зниженні температури.

На нашу думку, це можна пояснити виникненням внаслідок взаємодії  $V_{Cd}$  (які збагачують об'єм кристала після розвалу КД) з домішками і дефектами комплексів з різною, але близько розміщеною енергією залягання у верхній половині забороненої зони  $CdS$ . Роль таких комплексів можуть виконувати розподілені донорно-акцепторні пари (Д-А-пари), акцептором у яких є  $V_{Cs}$ , а мілким донором ( $D$ ) – міжвузлові атоми або атоми неконтрольованих домішок ( $V_{Cd}-D^+$ ). Енергія іонізації таких пар (наприклад, збудження електрона з  $V_{Cd}$  на  $D$  з наступним дозбудженням у зону провідності) залежить від відстані між компонентами пари і майже квазінеперервно змінюється залежно від останньої. Про можливість існування енергетичних рівнів, пов'язаних з Д-А-парами в опромінених напівпровідниках, вказано в [30, 31]. Донорно-акцепторні пари, відповідальні за фотохімічні реакції, зафіксовано в монокристалах  $CdS$  [12, 25]. Автори роботи [31] показали, що в електронно опромінених монокристалах сульфід кадмію після опромінення формуються парамагнітні центри, що пов'язані з Д-А-парами, роль акцептора в яких виконують електронно утворені  $V_{Cs}$ .

Відпалені при 400 °С нейтронно опромінені зразки характеризуються практично однаковим значенням  $\sigma$  і при температурі 300, і при 100 K (рис. 1, крива 4 і рис. 4, криві 1 і 3). При цьому положення КП і, відповідно,  $\Delta_0$ , а також мікротвердість опромінених і відпалених зразків практично не відрізняється від таких у неопромінених кристалах [7]. Це свідчить про відпал при 400–450 °С утворених нейтронною радіацією дефектів, але при цьому опромінені і відпалені при 400 °С

кристали суттєво відрізняються за характером залежності  $\sigma(T)$  від неопромінених відпалених при такій самій температурі зразків (рис. 1, криві 4 і 6). Очевидно, в опромінених і відпалених зразках залишається незмінною концентрація утворених радіацією мілких донорів, які проявляються після відпалу різних дефектних центрів, зокрема акцепторів, що компенсували ці термостабільні донори, іонізовані в усьому досліджуваному температурному інтервалі  $\sim 100 - 300 K$ . Це добре узгоджується з результатами дослідження спектрів пропускання світла монокристаллами  $CdS$  при  $T \sim 77 K$  (рис. 3). Відпалені при  $\sim 460^\circ C$  нейтронно опромінені зразки за спектрами пропускання (крива 4) практично не відрізняються від неопромінених зразків (крива 5), за винятком ділянки біля краю смуги власного поглинання  $\sim 488 \text{ нм}$  ( $2,54 \text{ eV}$ ) (крива 6). Додаткове поглинання світла в опромінених і відпалених зразках, що зменшує пропускання на цій ділянці, пов'язане з мілкими донорами, утвореними нейтронною радіацією, які не відпалюються при високих температурах ( $\sim 460^\circ C$ ). Оцінена за максимумом відношення  $T_{\infty\text{оп}}/T_{\text{оп}}$  (рис. 3, крива 6) енергія залягання мілких донорів становить  $\sim E_D \approx 0,06 \text{ eV}$ . Зважаючи на ширину смуги, представлені кривою 6, можна стверджувати, що мілкі донори створюють домішкову зону шириною  $\Delta E \approx 0,1 \text{ eV}$  біля дна зони провідності.

Крім пружного розсіювання швидких нейтронів на атомах мішені ( $CdS$ ), відбувається їх незначне поглинання порівняно з повільними нейтронами на ядрах атомів  $Cd$  і  $S$  (в основному ядрами  $Cd$ , для яких ефективний переріз захоплення нейтронів з  $E \approx 1 \text{ MeV}$  найбільший). При цьому за рахунок ядерних перетворень ( $\beta$ -розпаду ізотопів  $Cd^{115}$  з періодами напіврозпаду 2, 4 і 43 дні) будуть утворюватися ізотопи атомів  $In^{115}$  (концентрація інших ізотопів на декілька порядків менша), які, знаходячись у вузлах катіонної підгратки, є мілкими донорами з  $\sim E_D \approx 0,03 - 0,04 \text{ eV}$  [32], що близьке до одержаного нами значення з аналізу спектрів пропускання світла (рис. 3).

Для повного розпаду радіоактивних ізотопів опромінені зразки  $CdS$ , як зазначено вище, зберігали в спеціальних камерах протягом  $\sim 6$  місяців.

Користуючись даними, представленими в [33], ми розрахували концентрацію атомів  $In$ , утворених у процесі нейтронного опромінення  $CdS$  інтегральним потоком  $\sim 3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$ . Вона виявилася рівною  $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Крім того, ми оцінили концентрацію електронів в опромінених і відпалених при  $400^\circ C$  зразках (яка обумовлює електропровідність, представлену кривою 4 (рис. 1)). З розрахунків випливає, що вона дорівнює  $n \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , тобто в  $\sim 200$  раз менша від концентрації атомів  $In$ .

На нашу думку, це можна пояснити на основі таких міркувань. Концентрація нейтронно утворених атомів  $In$  в  $CdS$  далека від межі розчинності, яка становить  $\sim 10^{-3}$  мольних долей [9]. Тому нейтронно опромінені кристали є рівномірно легованими атомами  $In$  зразками  $CdS$ . При високих температурах відпалу ( $\sim 400 - 460^\circ C$ ) атоми  $In$ , маючи помітну рухливість [9], можуть виходити на різні стоки, наприклад дислокації та інші, або вступати у квазіхімічні реакції з іншими дефектами і неконтрольованими домішками, утворюючи різноманітні центри, що зменшує їх концентрацію як окремих мілких донорів. Крім того, в опромінених і відпалених монокристалах  $CdS$ , очевидно, присутні дефектні комплекси акцепторного типу. У такому частково компенсованому напівпровіднику частина електронів з атомів  $In$  (донорів) переходить на акцептори і тільки невелика їх кількість ( $N_{In} - N_A$ ) термозбуджується з донорів у зону провідності, створюючи внаслідок малої енергії іонізації постійну в температурному інтервалі  $77 - 100 K$  концентрацію носіїв заряду, яка контролює електропровідність зразка (рис. 1, крива 4). Саме цим, на нашу думку, можна пояснити малу концентрацію електронів у зоні провідності ( $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) порівняно з концентрацією атомів  $In \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , які є причиною їх існування.

**Висновки.** Опромінені швидкими реакторними нейтронами інтегральним потоком  $\sim 10^{23} \text{ см}^{-2}$  монокристали  $CdS$  є високоомними напівпровідниками, які проявляють властивості неупорядкованих систем. Висока енергія активації опромінених зразків ( $\sim 0,9 \text{ eV}$ ) свідчить про закріплення рівня Фермі в зоні локалізованих дефектних станів біля середини забороненої зони опромінених  $CdS$ . Зроблено припущення про відповідальність за дефектну зону катіонних вакансій і комплексів, пов'язаних з ними, утворених нейтронною радіацією.

Встановлено дві стадії відпалу дефектів в опромінених зразках. На першій стадії  $\sim 100 - 200$  °C відпалюються точкові дефекти, найбільш імовірно, пов'язані з міжвузловими атомами кадмію. На другій стадії відпалу (ділянка  $\sim 200 - 400$  °C) відпалюються вакансійні кластери дефектів, що веде до збагачення кристалічної ґратки CdS вакансіями кадмію. Після відпалу радіаційних дефектів, наведених нейтронною радіацією ( $\sim 400 - 600$  °C), зразки набувають властивостей частково компенсованих напівпровідників, легованих мілкими донорами, роль яких виконують атоми In, що утворюються за рахунок ядерних трансмутацій атомів Cd.

#### Список використаної літератури

1. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел / Р. Бьюб. – М. : Изд-во иностр. лит., 1962. – 559 с.
2. Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники / В. С. Вавилов. – М. : Физматгиз, 1963. – 264 с.
3. Вавилов В. С. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах / В. С. Вавилов, Н. А. Ухин. – М. : Атомиздат, 1969. – 311 с.
4. Винецкий В. Л. Радиационная физика полупроводников / В. Л. Винецкий, Г. А. Холодарь. – Киев : Наук. думка, 1979. – С. 128–132.
5. Влияние облучения быстрыми нейтронами реактора на оптические свойства CdS-монокристаллов / А. П. Галушка и др. // Физ. и техн. полупр. – 1976. – Т. 10. – Вып. 4. – С. 737–770.
6. Галушка А. П. Особенности фотоэлектрических свойств CdS-монокристаллов, облученных быстрыми нейтронами реактора / А. П. Галушка, Г. Е. Давидюк // Физ. и техн. полупр. – 1975. – Т. 9. – Вып. 12. – С. 2272–2276.
7. Галушка А. П. Образование центров прилипания в CdS-монокристаллах при облучении  $\gamma$ -лучами  $^{60}\text{Co}$  и электронами с энергией 1,8 MeV. / А. П. Галушка, Г. Е. Давидюк // Физ. и техн. полупр. – 1974. – Т. 8. – Вып. 6. – С. 1063–1066.
8. Галушка П. П. «Самозалечивание» радиационных повреждений в CdS – монокристаллах при больших дозах нейтронов реактора / П. П. Галушка, Г. Е. Давидюк, В. С. Манжара // Физ. и техн. полупр. – 1978. – Т. 12. – Вып. 11. – С. 2278–2280.
9. Давидюк Г. Е. Особенности электропроводности облученных большими дозами нейтронов монокристаллов сульфида кадмия / Г. Е. Давидюк, Н. С. Богданюк // Изв. вузов СССР. Физика. – 1984. – № 2. – С. 19–23.
10. Емцев В. В. О возможном механизме рассеяния носителей заряда в германии с точечными дефектами / В. В. Емцев, М. И. Клиnger, Т. В. Машовец // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 19. – С. 575–579.
11. Емцев В. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках / В. В. Емцев, Т. В. Машовец. – М. : Радио и связь. 1981. – С. 196–203.
12. Ермолович И. Б. Взаимная связь инфракрасных полос люминесценции в монокристаллах CdS / И. Б. Ермолович, М. К. Шейнкман // Физ. и техн. полупр. – 1971. – Т. 5. – В. 6. – С. 1185–1188.
13. Келли Б. Радиационные повреждения твердых тел / Б. Келли. – М. : Атомиздат, 1970. – С. 24–34.
14. Кинчин Г. Н. Смещение атомов в твердых телах под действием излучения / Г. Н. Кинчин, Р. С. Пиз // Успехи физ. наук. – 1956. – Т. 60. – № 4. – С. 590–615.
15. Коноплева Р. Ф. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий / Р. Ф. Коноплева, В. Л. Литвинов, Н. А. Ухин. – М. : Атомиздат, 1971. – 175 с.
16. Лашкарев В. Е. Неровновесные процессы в фотопроводниках / В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман. – Киев : Наук. думка. – 1981 – 264 с.
17. Люминесценція монокристалів CdS, легованих різними донорами / І. Б. Ермолович та ін. // Укр. фіз. журн. – 1973. – Т. 18. – № 5. – С. 733–741.
18. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках / А. Милнс. – М. : Мир, 1977. – С. 90–94.
19. Мотт Н. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н. Мотт, Э. Дэвис. – М. : Мир, 1974. – С. 207–218.
20. Особенности влияния электронной и нейтронной радиации на край полосы собственного поглощения и спектры отражения в чистых и легированных медью монокристаллах сульфида кадмия / Г. Е. Давидюк и др. // Изв. вузов СССР. Физика. – 1980. – № 7. – С. 37–42.
21. Особенности механизма дефектообразования в монокристаллах CdS при облучении большими дозами быстрых реакторных нейтронов / Г. Е. Давидюк и др. // Физ. и техн. полупр. – 2009. – Т. 43. – Вып. 11. – С. 1441–1446.
22. Радиационная физика неметаллических кристаллов / под ред. И. Д. Конозенка и др. – Киев : Наук. думка, 1967. – 452 с.
23. Спектры поглощения и излучения стеклообразных сплавов  $(\text{Er}_2\text{Se}_2)_x-(20\text{мол.}\% \text{Ga}_2\text{Se}_3-80\text{мол.}\% \text{GeSe}_2)_{100-x}$  ( $0,1\text{мол.}\% \leq x \leq 2,0\text{мол.}\%$ ) / Г. Е. Давидюк и др. // Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки. – 2009. – № 18. – С. 25–33.

24. Точечные дефекты в твердых телах / под ред. Б. И. Болтакса, Т. В. Машовец, А. Н. Орлова. – М. : Мир, 1979. – С. 96–99.
25. Физика и химия соединений  $A^{II}B^{VI}$  / под ред. С. А. Медведева. – М. : Мир, 1970. – С. 107.
26. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники / В. И. Фистуль. – М. : Наука, 1967. – С. 122–136.
27. Электронная теория неупорядоченных полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич и др. – М. : Наука, 1981. – С. 9–28.
28. Evidence for damage regions in Si, GaAs, InSb – semiconductors bombarded with high energy neutrons / Bertolotti M. et al // J. Appl. Phys. – 1967. – 38. – № 6. – P. 2645–2647.
29. Boyn R. Incorporation of Cd – interstitial Double Donors in CdS Single Crystals / R. Boyn // Phys. Stat. Sol. – 1968. – V. 29. – P. 207–314.
30. Galushka A. P. Peculiarities in the photoelectrical properties of CdS Single crystals irradiated with fast-pile neutrons / A. P. Galushka, G. E. Davidiuk // J. Phys. D.: Appl. Phys. – 1977. – V. 10. – P. 933–940.
31. Kulp B. A. Displacement of the Cadmium Atom in Single Crystal CdS by Electron Bombardement / B. A. Kulp // Phys. Rev. – 1962. – V. 125. № 6. – P. 1865–1869.
32. Kulp B. A. Displacement of the Siffur Atom in CdS by Electron Bombardement / B. A. Kulp, R. H. Kelley // J. Appl. Phys. – 1960. – V. 31. – № 6. – P. 1057–1061.
33. Nature of vacancy defect clusters in chalcogenis semiconductors of  $A^{II}B^{VI}$  group irradiated by neutrons / G. E. Davidiuk et al. // J. Phys. Status Solidi C. 6. – 2009. – № 12. – P. 2804–2806.

Статтю подано до редколегії  
11.11.2011 р.