

© 2000р. П.М. Горлей, М.В. Демич, В.П. Махній,  
К.С. Ульяницький, Ж. Хорват\*

Чернівецький державний університет ім. Ю. Федьковича, Чернівці  
\*Дослідний інститут технічної фізики і матеріалознавства, Будапешт, Угорщина

## ЕЛЕКТРИЧНІ І ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДЮДІВ НА ОСНОВІ $Cd_xZn_{1-x}Te<Cl>$

На основі високоомних кристалів  $Cd_xZn_{1-x}Te<Cl>$  створені  $n^+p-p^+$ -структури і досліджені їх основні електричні і фотоелектричні властивості. Встановлена роль процесів генерації-рекомбінації, інжекції, захоплення і ударної іонізації у формуванні темнових і світлових характеристик об'єктів досліджень.

On the base of high-resistive  $Cd_xZn_{1-x}Te<Cl>$  crystals  $n^+p-p^+$ -structures were created and their main electrical and photoelectrical properties were investigated. The role of generation-recombination processes, injection, trapping and impact ionization in dark and light characteristics formation of the crystals studied were determined.

### Вступ

Кристали телуриду кадмію леговані хлором – перспективні для створення на їх основі детекторів випромінювання різного типу [1]. Покращення деяких важливих параметрів матеріалу (збільшення часу життя носіїв заряду і їх рухливості, робочої температури тощо) можливо шляхом створення твердого розчину  $Cd_xZn_{1-x}Te$ . При низькій концентрації цинку він може проявляти ізовалентні властивості, одна з яких – збільшення радіаційної стійкості [2]. Автори [3] показали можливість використання об'ємних кристалів  $Cd_xZn_{1-x}Te<Cl>$  для ефективної реєстрації іонізуючих випромінювань. Разом з тим, детектори з випрямляючим бар'єром мають цілу низку переваг перед згаданими вище резистивними [4], що стимулює дослідження у цьому напрямку. Дана робота присвячена питанням технології виготовлення діодних структур на основі кристалів  $Cd_xZn_{1-x}Te<Cl>$  та вивчення їх основних електричних і фотоелектричних властивостей.

### Технологія виготовлення зразків

Кристали твердих розчинів  $Cd_xZn_{1-x}Te<Cl>$  вирошені методом Бріджмена і легувались хлором у процесі росту. Вони мали діркову провідність, а питомий опір при 300 К змінювався у межах  $10^6 \div 10^8$  Ом см. Випрямляючі структури двох типів створювались на механічно і хімічно полірованих підкладках розміром  $4 \times 4 \times 1$  мм<sup>3</sup>.

Перші з них виготовлені дифузійно Al при 500°C протягом 10-20 хв. з попередньо напиленої у вакуумі тонкої плівки цього металу. Сплавні діоди створювались вплавленням наважок In при більш низьких (~150°C) температурах, які практично не змінюють параметри вихідних підкладок. Омічним контактом до *p*-бази служила напилена плівка Ni, а до дифузійного *n*-шару – вплавлений In. Перед нанесенням останнього залишки непродифундованого алюмінію стравлювались водним розчином KOH. Хоча темнові і світлові характеристики залежали від параметрів вихідного матеріалу і типу випрямляючої структури, основна увага без порушення загальності розгляду приділяється дифузійним діодам.

### Електричні властивості

Дослідження показують (рис.1), що початкові ділянки темнових прямих вольт-амперних характеристик (ВАХ) описуються виразом холлівського виду [5]

$$I_{gr} = I_{gr}^0 \exp(eV/nkT), \quad (1)$$

де  $I_{gr}^0$  – струм відсічки при напрузі  $V=0$  В,  $n$  – коефіцієнт ідеальності. Експериментальні значення  $n$  у температурному діапазоні 300÷370 К знаходяться у межах 2,4÷2,8 (врізка на рис.1). Вони перевищують очікувану величину  $n=2$  (пунктирна лінія на врізці рис.1) при домінуючій рекомбінації в області просторового заряду (ОПЗ)

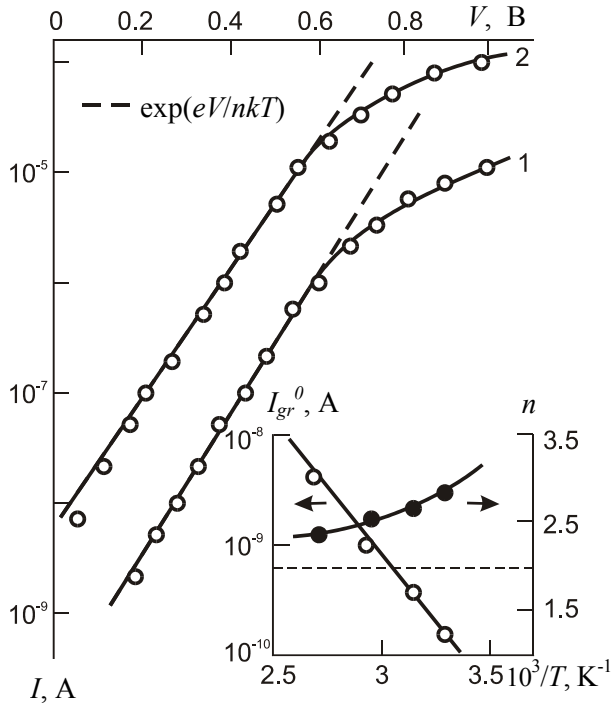


Рис.1. Прямі гілки ВАХ при різних температурах: 300 К (1), 370 К (2). На врізці - температурні залежності параметрів  $I_{gr}^0$  та  $n$ .

діода через одиничні рівні [6]. Залежність (1) характерна для діодів з високоомною областю, які у нашому випадку мають структуру  $n^+p-p^+$ -типу. Якщо при цьому товщина високоомної бази  $d_0$  перевищує дифузійну довжину неосновних носіїв  $L_n$ , то величина  $n$  визначається виразом [5]

$$n \approx ch(d_0/L_n), \quad (2)$$

а  $n > 2$ , що і спостерігається на досліді. Підвищення температури приводить до зменшення  $n$ , що може бути пов'язане з ростом дифузійної довжини. Зауважимо, що величина  $d_0$  визначається геометрією діодної структури і у зв'язку з цим не залежить від температури. Енергія активації  $E_a$ , знайдена з нахилу температурної залежності струму відсічки  $I_{gr}^0$  складає 1,6 еВ (врізка на рис.1). Дана величина узгоджується з шириною забороненої зони  $E_g$  CdTe при 0 К [7]. З іншого боку, це вказує на те, що концентрація Zn досить низька і не приводить до суттєвої зміни  $E_g$  CdTe. Отже, можна вважати, що цинк виступає у ролі ізовалентної домішки у досліджуваних кристалах.

Подальше збільшення прямої напруги може приводити до порушення ідеальності інжектуючих переходів і появи ВАХ іншого типу. Як видно з рис.1, при  $V \geq 0,6$ В залежність  $I(V)$  набагато слабша від експоненційної. Аналіз показує, що у цьому діапазоні напруг ВАХ добре описується квад-

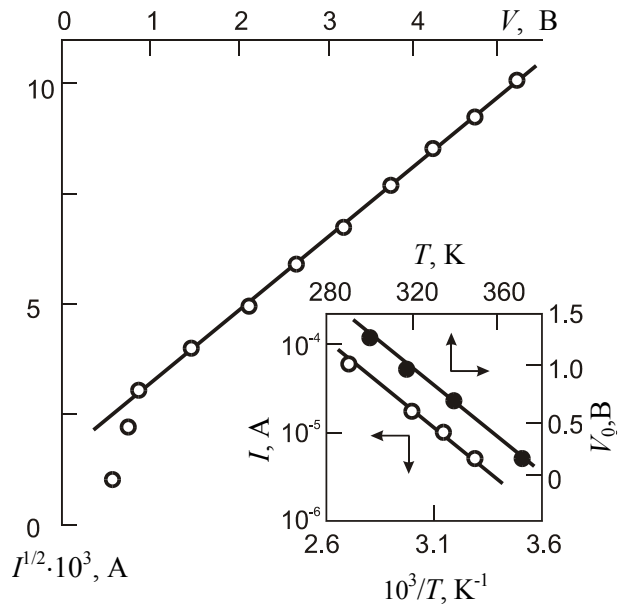


Рис.2. Зіставлення прямої ВАХ з виразом (3) при 300 К. На врізці - температурні залежності напруги відсічки  $V_0$  і прямого струму при  $V=1$  В.

ратичним законом [5]

$$I = (V - V_0)^2 / \alpha^2. \quad (3)$$

Тут  $V_0$  – сума падіння напруги на контактах і потенціалу Дембера, а  $\alpha$  визначається характером розподілу електронів у базі діода. Відмітимо, що залежність (3) добре виконується при всіх досліджуваних температурах. Параболічність ВАХ згідно з [5] зумовлена зменшенням коефіцієнта інжекції  $n^+p$ - і  $p-p^+$ - переходів.

Теоретичний розгляд [8] показує, що температурна залежність струму на степеневій ділянці ВАХ повинна визначатися глибиною залягання центрів захоплення. Як видно з рис.2 (врізка), залежність  $I(T)$  у координатах  $\ln I - 10^3/T$  добре апроксимується прямою, енергетичний нахил якої  $\sim 0,35$  еВ. Рівні з близькою глибиною залягання ( $E \approx 0,33$  еВ) виявлені у кристалах CdTe<Cl>, але на жаль не ідентифіковані [1]. Крім того, згідно з теорією [5] температурна залежність напруги  $V_0$  повинна бути лінійною, що і спостерігається на досліді (врізка на рис.2). Відзначимо, що розглянуті вище особливості прямих ВАХ спостерігались також на  $p-i-n$  структурах з GaP і SiC [5].

### Фотоелектричні властивості

Оскільки у діодній структурі присутній високоомний шар товщиною  $d_0 > L_n$ , то інтегральні світлові характеристики мають деякі особливості. Насамперед привертає увагу степенева залежність струму короткого замикання  $I_{sc}$  від рівня освітленості  $L$  ( $I_{sc} \sim L^m$ , рис.3). Залежність  $I_{sc} \sim L$  ( $m=1$ )

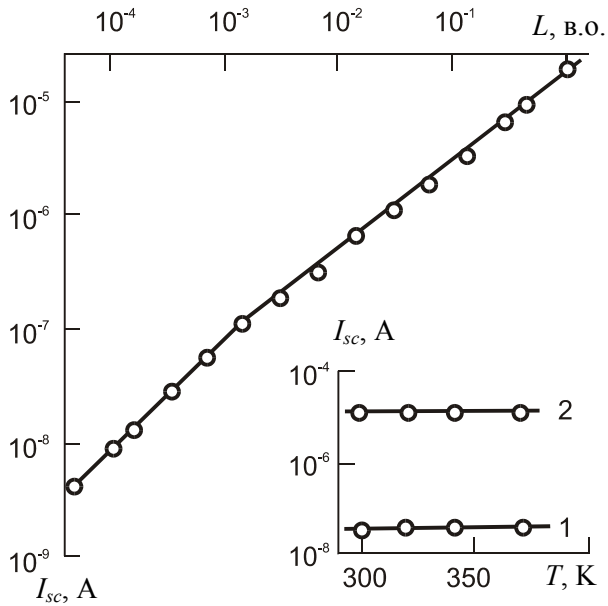


Рис.3. Залежність струму короткого замикання від рівня освітленості при 300 К. На врізці - температурні залежності  $I_{sc}$  при різних  $L$ :  $10^{-4} L_0$  (1),  $L_0$  ( $L_0$  - максимальний рівень) (2).

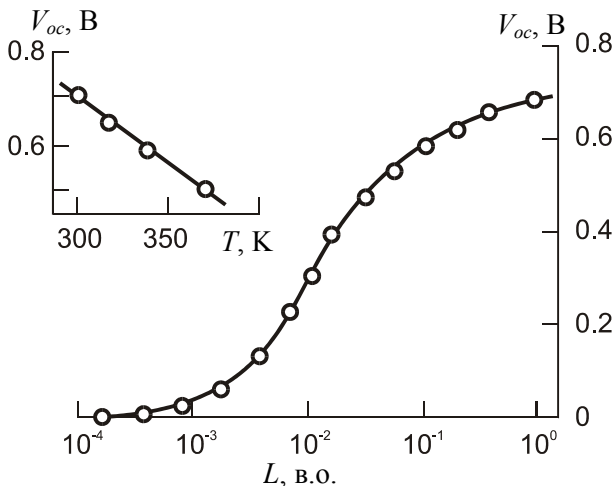


Рис.4. Залежність напруги холостого ходу від рівня освітленості при 300 К. На врізці - температурна залежність  $V_{oc}$ .

спостерігається тільки при низьких освітленостях, тобто у цьому випадку реалізується режим лінійної генерації. Збільшення  $L$  приводить до зменшення величини  $m$  до 0,7, яка характерна для нелінійної генерації і близька до квадратичної залежності ( $m=0,5$ ) [9]. Перехід від лінійної залежності  $I_{sc}(L)$  відбувається при таких рівнях освітленості, коли концентрація надлишкових фотоносіїв може переважати концентрацію рівноважних темнових. Оскільки база діодів достатньо високоомна, то цей перехід відбувається при відносно невисоких рівнях освітленості  $L_{cr}$ . Відзначимо, що величина  $L_{cr}$  практично не залежить

від  $T$  у досліджуваному діапазоні температур. Це можна пояснити незалежністю від температури фотоструму при фіксованому значенні  $L$  (врізка на рис.3).

Типова залежність напруги холостого ходу  $V_{oc}$  від рівня освітленості зображена на рис.4. Як і слід було очікувати, при великих  $L$   $V_{oc}$  прямує до насичення, досягаючи для різних зразків величини 0,6-0,7 В при 300 К. Відсутність лінійної залежності  $V_{oc} \sim \ln L$  при низьких  $L$  зумовлена причинами, які детально розглянуті у роботі [10]. Підвищення температури приводить до зменшення напруги холостого ходу, причому температурний коефіцієнт її зміни  $\gamma_V \approx 3 \cdot 10^{-2}$  В/К набагато більший від аналогічного коефіцієнта зміни ширини забороненої зони CdTe ( $\gamma_{Eg} \approx 4,1 \cdot 10^{-4}$  еВ/К [7]). Це можна якісно пояснити враховуючи вираз для напруги холостого ходу [9]

$$V_{oc} \sim T \ln(I_{sc}/I_0), \quad (4)$$

де  $I_0$  – темновий струм відсічки, який визначається механізмом струмопроходження. Як видно з рис.1 величина  $I_{gr}^0$  зростає майже на два порядки, при зміні  $T$  від 300 до 370 К. При фіксованому освітленні ( $I_{sc} = \text{const}$ ) це приводить до зменшення величини  $V_{oc}$ , яке частково компенсується множителем перед логарифмом. Крім того, зменшення  $V_{oc}$  може відбуватися також за рахунок зміщення рівня Фермі до середини забороненої зони з ростом температури.

Перейдемо тепер до обговорення механізмів генерації фотоструму у досліджуваних структурах. Типові залежності  $I_{sc}$  від  $V_{oc}$  наведено на рис.5, з яких видно, що світлові прямі ВАХ добре описуються виразом (1), в якому параметр  $I_{gr}^0$

необхідно замінити на  $I_{sc}^0$ . На відміну від темнових характеристик коефіцієнт ідеальності світлових ВАХ не залежать від  $T$  і близький до 2 у всьому досліджуваному діапазоні (врізка рис.5). Це вказує на переважаючу роль рекомбінації генерованих світлом носіїв у ОПЗ діода через одиничний рівень. Тоді струм відсічки повинен описуватись виразом  $I_{sc}^0 \sim \exp(-E_g/2kT)$ , який добре виконується на досліді (врізка рис.5). Енергія активації дорівнює 1,6 еВ, тобто  $E_g$  телуриду кадмію при 0 К. Отже, температурні залежності прямих темнових і світлових ВАХ приводять до однакових результатів. Відсутність квадратичної залежності  $I_{sc}(V_{oc})$  зумовлено тим, що вона повинна проявлятися тільки при  $V \geq 0,6$  В (рис.1).

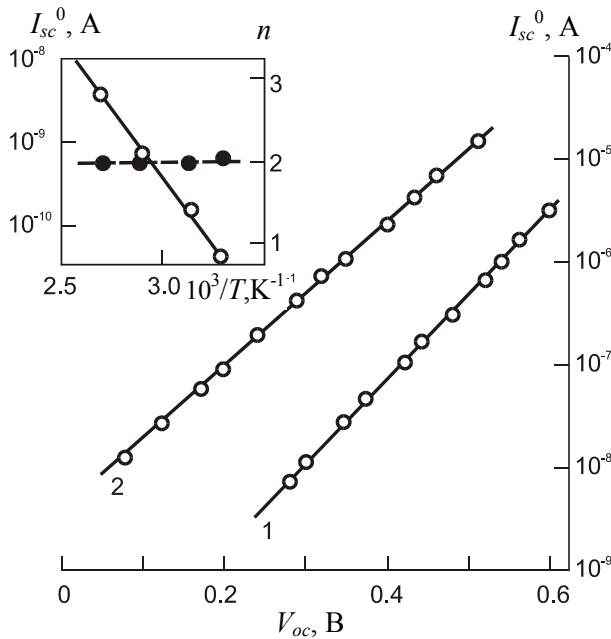


Рис.5. Залежності струму короткого замикання від напруги холостого ходу при різних температурах: 300 К (1), 370 К (2). На врізці - температурні залежності параметрів  $I_{sc}^0$  та  $n$ .

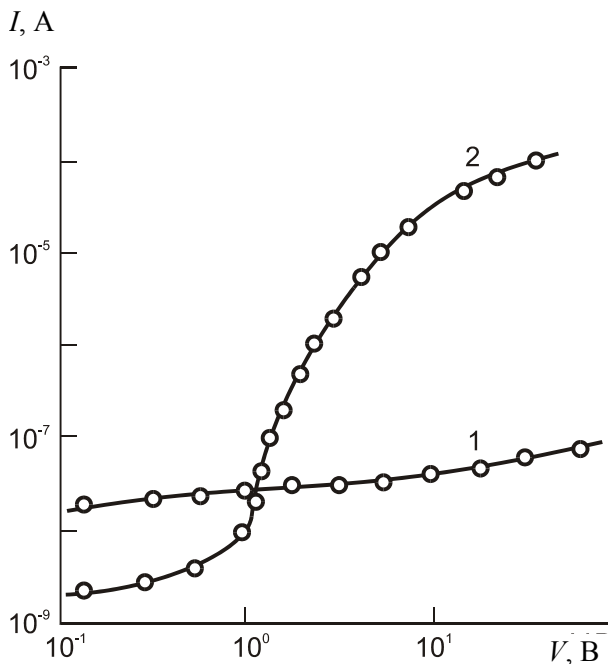


Рис. 6. Залежності фотоструму від оберненої напруги для дифузійного (1) і сплавного діодів (2) при 300 К.

Дослідження показали, що характер залежностей прямих темнового і світлового струмів не залежить від типу досліджуваного діоду – дифузійний чи сплавний. Водночас обернені ВАХ суттєво відрізняються між собою, причому найбільш цікавими з практичної точки зору – світлові ВАХ. Як видно з рис.6, фотострум  $I_p$  дифузійного

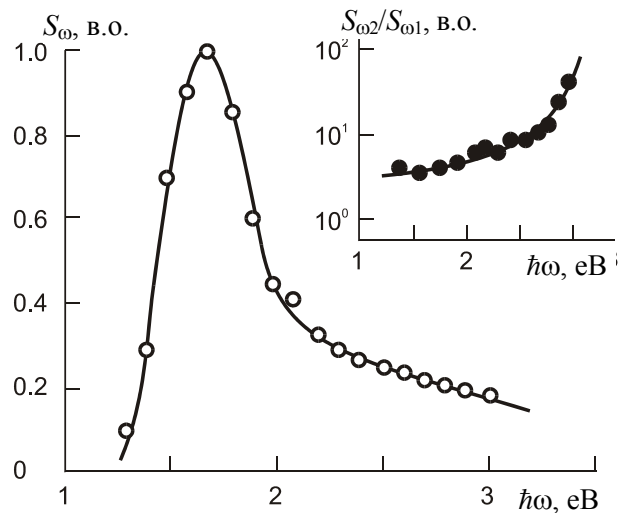


Рис.7. Спектр fotocутливості дифузійного діода при 300 К і  $V=0$  В. На врізці - відношення спектрів fotocутливості при відсутності напруги ( $S_{\omega 1}$ ) і  $V=80$  В ( $S_{\omega 2}$ ).

діода слабо залежить від оберненої напруги у широкому діапазоні зміни останньої. Відсутність насичення  $I_p$  зумовлено зростанням ширини ОПЗ структури при  $V \leq 10$  В, а при більших напругах – процесами ударної іонізації. Широка ОПЗ дифузійних діодів зумовлює відносно низьку напруженість електричного поля  $F$  і, як наслідок цього, малі коефіцієнти лавинного помноження. Зовсім інша ситуація реалізується для сплавних діодів, у яких  $F$  набагато більше, особливо у місцях виходу  $n^+p$ -переходу на поверхню. У результаті критичне поле досягається при менших напругах, а фотострум при  $V \approx 10$  В зростає порівняно з  $V=0$  В майже на п'ять порядків (рис.6). Тенденцію фотоструму до насичення, починаючи з  $V \geq 10$  В для сплавних діодів, можна пояснити насиченням дрейфової швидкості носіїв заряду у CdTe [4].

Типова спектральна залежність струмової чутливості  $S_{\omega}$  представлена на рис.7. Положення максимуму на кривій  $S_{\omega}(\hbar\omega)$  визначається конкуруючими процесами поглинання і ефективності розділення фотоносіїв електричним полем бар'єру. Зростання останнього приводить до збільшення інтегрального фотоструму (крива 1 на рис.6), внесок у який залежить від спектральної області. Найбільш суттєвий вплив  $F$  на високоенергетичну ділянку спектра, що підтверджується експериментальними даними, які наведені на врізці рис.7. Чутливість при  $\hbar\omega \sim 3$  eV зростає більш ніж на 1,5 порядку, тоді як у області максимуму ( $\hbar\omega \approx 1,7$  eV) всього у три рази. Отже, варіацією напруги можна у певних межах змінювати спектр fotocутливості.

Забезпечення високої чутливості у високоенергетичній області, крім того, досягається експлуатацією сплавних діодів при напругах, коли спостерігається максимальне підсилення при малих обернених темнових струмах.

#### Висновки

Отже, показана принципова можливість створення  $n^+-p^+$ -структур на основі високоомних кристалів  $Cd_xZn_{1-x}Te<Cl>$ . Експериментально встановлено, що цинк не утворює твердих розчинів, а входить у CdTe як ізовалентна домішка. Для пояснення спостережуваних електричних і фотоелектричних характеристик і параметрів залучаються моделі, які враховують процеси генерації-рекомбінації, інжекції на контактах, захоплення глибокими центрами та ударної іонізації.

Робота виконана у рамках українсько-угорського співробітництва при частковій підтримці Міністерства освіти і науки України (проект 2М-233/99).

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Аркадьєва Е.Н., Матвеев О.А. Электрические свойства полуизолирующих свойств кристаллов теллурида кадмия, легированного хлором // Физика и техника полупроводников. - 1976. - **10**, №11. - С. 2153-2156.
2. Рыжиков В.Д. Сцинтиляционные кристаллы полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$ . Получение, свойства, применение. - М.: НИИТЭ ХИМ, 1989.
3. Мельников А.А. Неохлаждаемые детекторы ионизирующих излучений на основе монокристаллов квазибинарных соединений  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  // Микроэлектроника. - 1999. - **28**, №3. - С.234-237.
4. Махній В.П., Баранюк В.С., Барасюк Я.М., Демич М.В., Махній О.В., Мельник В.В., Собіщанський Б.М. Бар'єрні детектори електромагнітного випромінювання на основі широкозонних II-VI столук // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 66: Фізика. Електроніка. - Чернівці: ЧДУ, 1999. - С.24-27.
5. Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. - М.: Сов. радио. - 1978.
6. Sah C., Noyce R., Schokley W. Carrier generation and recombination in p-n-junction and p-n-junction characteristics // Proc. IRE. - 1967. - **45**, No.9. - P.1229-1234.
7. Берченко Н.Н., Кревс В.Е., Средин В.Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. - М.: Воениздат, 1982.
8. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. - М.: Мир, 1973.
9. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. - М.: Физматгиз, 1963.
10. Махній В.П. Физические процессы в диодных структурах на основе широкозонных полупроводников  $A^2B^6$ : Дис. докт. физ.-мат. наук. - Черновцы, 1992.