

## СПЕКТРАЛЬНІ ТА ДОЗИМЕТРИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕНТГЕНОЧУТЛИВИХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДІВ СУЛЬФІД- ТЕЛУРИД КАДМІЮ

Досліджено спектральні та інтегральні характеристики гетеропереходів  $p\text{-CdTe-nCdS}$  при опроміненні їх рентгєнівськими квантами в енергетичному діапазоні 8–35 кеВ. Чутливість детекторів досягає  $3 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Р}^{-1} \cdot \text{год}$  в режимі прямого перетворення та  $10^{-5} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Р}^{-1} \cdot \text{год}$  для пристрою типу “сцинтилятор–фотодіод”.

Напівпровідникові кристали телуриду та сульфїду кадмію, а також бар’єрні структури на їх основі, перспективні як ефективні детектори іонізуючих випромінювань [1,2]. При цьому вони можуть бути використані як в режимі прямого перетворення, так і в пристроях типу “сцинтилятор–фотодіод”. Останні дозволяють розширити верхню границю реєстрованих квантів аж до 1 МеВ [2]. В даній роботі досліджено властивості рентгєнівських детекторів на основі гетеропереходів (ГП) в системі сульфїд–телурид кадмію.

Для виготовлення ГП використовувались монокристали  $\text{CdS}$ , які були вирощені з розплаву під тиском інертного газу. Легування кристалів в процесі росту ізовалентною домішкою  $\text{Te}$  приводить до суттєвого підвищення ефективності радіолумінесценції (~20% при 300 К) та радіаційної стійкості матеріалу [2]. В області кімнатних температур вихідні підкладки мали електронну провідність  $0,1\text{--}1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Шари  $p\text{-CdTe}$  створювались методом реакцій твердофазного заміщення в закритому об’ємі [3,5]. Варіація технологічних умов дозволяє змінювати величину діркової провідності при 300 К в межах  $10^{-2}\text{--}10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Параметри базових підкладок при цьому залишались практично незмінними.

Діодні структури створювались зішлифовкою з однієї

сторони шару CdTe до базового кристалу CdS і нанесенням омичних контактів. Останніми були напилена плівка Au до р-шару та вплавлений In до n-шару. ГП притаманна помітна фоточутливість і спектр, який обмежений енергією фотонів  $\hbar\omega=1,3-2,3$  eV [3-5]. При освітленні лампою розжарювання потужністю 100 Вт у вентиляльному режимі вони генерували фотоерс 0,3-0,5 В і фотострум 10-20 мА/см<sup>2</sup>. Для подальших досліджень вибрані ГП з найбільш високоомним шаром CdTe, в яких густина темного струму в області кімнатних температур не перевищувала 10<sup>-3</sup> мА/см<sup>2</sup> при напрузі V=100 В (при любій полярності включення).

Джерелом рентгенівського випромінювання служив апарат типу РЕИС "Светлана" з трубкою БС1-Cu. Для виділення необхідного енергетичного інтервалу з суцільного спектра гальмівного випромінювання використовувався набір кремнієвих і графітових фільтрів різної товщини. Спектри чутливості детектора побудовані з врахуванням апаратної функції установки, яка розраховувалась за загальновідомими методиками. Інтегральні та спектральні характеристики вимірювались при 300 К в режимі постійного струму. Опромінення рентгенівськими квантами проводилось з боку CdTe або CdS при роботах детектора в режимах прямого перетворення або сцинтиляції відповідно.

Типовий спектральний розподіл фотоструму досліджуваних ГП при роботі в режимі прямого перетворення зображений на рис.1. В першу чергу звертає на себе увагу максимум в області енергій  $\hbar\omega \approx 11$  keV, наявність якого може бути зумовлена двома факторами. По-перше, оцінка довжини повного поглинання  $l_{\pi}$  рентгенівських квантів в шарі твердих розчинів CdS<sub>x</sub>Te<sub>1-x</sub> в розглядуваному енергетичному діапазоні 8-35 keV приводить до значень  $l_{\pi}=(0,5-100)\cdot 10^{-4}$  см. Зауважимо, що товщина  $d_0$  згаданого варізонного шару для досліджуваних ГП знаходиться в межах  $(4-6)\cdot 10^{-3}$  см [5]. Тому найбільш низькоенергетичні фотони поглинаються в приповерхневій області, яка утримує велику концентрацію поверхневих рівнів. Це приводить до зменшення ефективності збирання нерівноважних носіїв заряду, а в кінцевому результаті і до величини  $I_p$ . З іншого боку, величина  $l_{\pi}$  для квантів з  $\hbar\omega \approx 8$  keV в

плівці золота (через яку проводиться опромінення) складає всього  $2 \cdot 10^{-6}$  см, що порівняно з її товщиною.

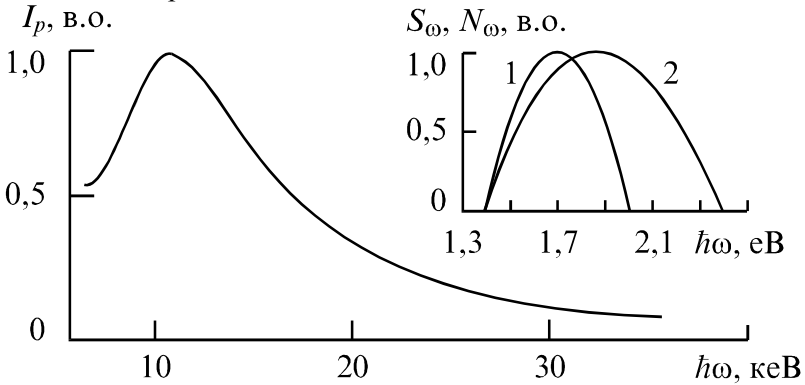


Рис. 1. Спектр рентгеночутливості ГП при оберненій напрузі  $V=50$  В. На врізці – спектри радіюлюмінесценції кристалу  $CdS\langle Te \rangle$  (1) і фоточутливості ГП (2) при  $V=0$ .

Довжина повного поглинання для високоенергетичних квантів може перевищувати величину  $d_0$ . Внаслідок цього генеровані електронно-діркові пари не розділяються електричним полем переходу, а рекомбінують за участю відповідних центрів. Ці процеси досить ймовірні, якщо врахувати високу ефективність радіюлюмінесценції кристалів  $CdS\langle Te \rangle$  [2]. Люмінесцентне випромінювання поглинається в більш вузькозонному компоненті ГП і викликає народження додаткових електронно-діркових пар, які потім розділяються електричним полем переходу. Розумно допустити, що збільшення напруги повинно приводити до росту ефективності збирання носіїв, а, оскільки їх концентрація вища для більших  $\hbar\omega$ , то і до більш різкої залежності  $I_p(V)$ . Остання в певному діапазоні зміни  $V$  описується виразом  $I_p = \text{const} \cdot V^n$ , де  $n$  зростає від 1,7 до 2,0 при збільшенні енергії рентгенівських квантів від 8 до 35 кеВ. Відмітимо, що при  $V_{кр} \geq 50$  В спостерігається тенденція до насичення залежності  $I_p(V)$ . Оцінка напруженості електричного поля за формулою  $E_{кр} = V_{кр}/d_0$  приводить до значень  $E_{кр} \approx 10^4$  В/см. Це узгоджується з величиною критичної

напруженості електричного поля, при якій настає насичення дрейфової швидкості в CdTe. Час прольоту носіями і-області ГП при цьому буде біля  $10^{-10}$  с.

Як видно з рис. 1 (врізка) спектри фоточутливості  $S_{\omega}$  ГП та радіолюмінесценції  $N_{\omega}$  базового кристала CdS<Te> перекриваються в певній області енергій. Коефіцієнт використання випромінювання, який визначається загальновідомим виразом

$$K_B = \frac{\int_0^{\infty} N_{\omega} S_{\omega} d\omega}{\int_0^{\infty} N_{\omega} d\omega} \quad \text{і для розглядуваного інтегрального}$$

детектора типу “сцинтилятор-фотодіод” складає  $\sim 0,4$ . Ця величина дещо менша, ніж для розпов-сюдженого комбінованого детектора CdS<Te>-Si-фотодіод [2]. Разом з тим, ефективність збирання світла для інтегрального детектора більша ніж для комбінованого, що зумовлено кількома причинами. По-перше, коефіцієнт заломлення CdTe ( $n \approx 2,75$ ) більший ніж у CdS ( $n \approx 2,5$ ). Це ліквідує ефект повного внутрішнього відбивання на межі розділу ГП. По-друге, варізонний шар CdS<sub>x</sub>Te<sub>1-x</sub> забезпечує надійний оптичний контакт без використання спеціальних просвітлюючих покриттів та складних методів їх нанесення у випадку комбінованого детектора. Зазначені фактори приводять до збільшення частки падаючого на фотодіод радіолюмінесцентного випромінювання в інтегральному детекторі.

Порівняння залежностей  $I_p(V)$  для інтегрального pCdTe-nCdS<Te> та комбінованого CdS<Te>-Si-фотодіод детекторів вказує на їх суттєву відмінність. Співпадаючи по абсолютній величині при нульовому зміщенні фотострум інтегрального детектора зростає (в силу розглянутих вище причин) більш ніж на два порядки при  $V \geq 50$  В. Величина  $I_p$  для комбінованого детектора не залежить від  $V$  практично до 10 В. Подальше збільшення напруги приводить до різкого зростання темного струму використаного в пристрої діода ФД-228 при практично незмінній величині корисного вихідного сигналу. Дозові чутливості інтегрального та комбінованого детекторів майже однакові при роботі без зміщення і складають  $\sim 10^{-7}$  А·см<sup>-2</sup>·Р<sup>-1</sup>·год. Збільшення останньої на два порядки досягається включенням ГП у фотодіодному режимі при  $V \geq 50$  В.

Таким чином, наведені результати переконливо свідчать про перспективність використання гетеропереходів  $pCdTe-nCdS<Te>$  як детекторів іонізуючих випромінювань при їх роботі в режимі прямого перетворення або сцинтиляцій.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике.– М.: Энергоатомиздат, 1989.– 295 с.
2. Рыжиков В.Д. Сцинтилляционные кристаллы полупроводниковых соединений  $A^2B^6$ . Получение, свойства, применение.– М.: НИИТЭХИМ, 1989.– 123с.
3. Баранюк В.Е., Косяченко Л.А., Махний В.П. Свойства фотоэлемента на основе варизонной структуры сульфид–теллурид кадмия // Гелиотехника.– 1988.– №5.– С.17-20.
4. В.П.Махний. Механизм образования гетероструктур при твердофазном замещении на основе соединений  $A^2B^6$ . // Извест. АН СССР. Неорганич. матер.– 1991.–27, № 3.– С.619-620.
5. Баранюк В.Е., Барасюк Я.М., Махний В.П. Електричні та фотоелектричні властивості гетеропереходів сульфід–теллурид кадмію // УФЖ.– 1996.– 41, №4.– С.453-457.

### SUMMARY

BARANYUK V.Y., BARASYUK YA.M.  
MAKHNIY V.P., MALIMON I.V.

### **SPECTRAL AND X-RAY CHARACTERISTICS of X-RAY DETECTORS BASED ON HETEROJUNCTION of SULPHIDE– TELLURIDE CADMIUM**

Spectral and integral characteristics of the heterojunctions  $pCdTe-nCdS$  illuminated by X-ray radiation in energetic range 8-35 keV are investigated. The detectors sensitivity amount to  $3 \cdot 10^{-3} A \cdot cm^{-2} \cdot R^{-1} \cdot h$  for direct transition mode and  $10^{-5} A \cdot cm^{-2} \cdot R^{-1} \cdot h$  for devise “scintillate–photodetector”.