

Оптичні та рекомбінаційні втрати у тонкоплівкових сонячних елементах на основі гетеропереходів $n\text{-ZnS}(n\text{-CdS}) / p\text{-CdTe}$ із струмознімальними контактами ІТО та ZnO

О.А. Доброжан*, А.С. Опанасюк, В.В. Гриненко

Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, 40007 Суми, Україна

(Одержано 18.06.2014; у відредагованій формі – 30.06.2014; опубліковано online 29.11.2014)

В роботі визначені оптичні та рекомбінаційні втрати в допоміжних та поглинаючих шарах сонячних елементів на основі гетеропереходів $n\text{-ZnS} / p\text{-CdTe}$ та $n\text{-CdS} / p\text{-CdTe}$ із струмознімальними фронтальними контактами ІТО та ZnO. В результаті розраховані спектральні залежності коефіцієнту пропускання (T) світла фотоперетворювачами при врахуванні його відбиття від меж контактуючих матеріалів та у випадку його поглинання в допоміжних шарах сонячних елементів. Досліджено вплив оптичних та рекомбінаційних втрат в сонячних елементах зі структурою ІТО(ZnO) / CdS(ZnS) / CdTe на струм короткого замикання (J_{sc}) та ефективність (η) фотоперетворювачів при різній товщині віконних шарів CdS(ZnS) (50-300 нм) та постійній струмознімальних шарів (200 нм). Встановлено, що найбільші значення ефективності (15,9-16,1 %) мають сонячні елементи зі структурою ZnO / ZnS / CdTe при концентрації некомпенсованих акцепторів в поглинаючому шарі $N_a - N_d = 10^{15}\text{-}10^{17} \text{ см}^{-3}$ та товщині віконного шару 50 нм.

Ключові слова: Тонкоплівкові сонячні елементи, $n\text{-CdS} / p\text{-CdTe}$, $n\text{-ZnS} / p\text{-CdTe}$, Оптичні втрати, Рекомбінаційні втрати, Ефективність.

PACS numbers: 84.60.Jt, 73.61.Ga

1. ВСТУП

Одним із шляхів виходу людства із існуючої глобальної енергетичної кризи є масове використання фотоелектричних перетворювачів (ФЕП) для перетворення сонячної енергії в електричну. На даний час найпоширенішими сонячними елементами (СЕ), що використовуються, є такі, які базуються на кремнієвих технологіях. Альтернативою цим перетворювачам є тонкоплівкові СЕ на основі гетеропереходу (ГП) $n\text{-CdS} / p\text{-CdTe}$. Слід відмітити, що це перша технологія, яка дозволила знизити вартість виробництва сонячної енергії до 0,57 \$/Вт, що нижче ніж економічно обґрунтована ціна енергії сонця в 1 \$/Вт [1].

За теоретичними оцінками ефективність плівкових СЕ з поглинаючим шаром CdTe складає 28-30 % [2]. Однак реальний ККД фотоперетворювачів на основі ГП $n\text{-CdS} / p\text{-CdTe}$ зі структурою «superstrate» в наш час становить 20,4 % [3], а ефективність сонячних модулів з площею більшою ніж 1 см^2 – 16,5 % [4, 5]. Різниця між теоретичними передбаченнями та реальними значеннями ефективності приладів пояснюється оптичними, електричними та рекомбінаційними втратами при перетворенні сонячної енергії в електричну.

Основні необоротні втрати енергії у ФЕП пов'язані з:

- відбиттям сонячного випромінювання від поверхні та гетерограниць перетворювача;
- проходженням частини випромінювання через ФЕП без поглинання в ньому;
- розсіюванням на теплових коливаннях ґратки надлишкової енергії фотонів;
- рекомбінацією пар електрон-дірка, що утворилися під дією світла, на поверхнях і в об'ємі ФЕП;
- внутрішнім опором перетворювача;

– деякими іншими фізичними процесами.

Подальше збільшення ефективності СЕ можливо лише шляхом мінімізації цих втрат в результаті оптимізації їх конструкції та покращення властивостей окремих шарів.

В конструкції СЕ $n\text{-CdS} / p\text{-CdTe}$ типу «superstrate» традиційно як струмознімальний підшар використовують ІТО ($(\text{In}_2\text{O}_3)_{0,9}\text{-}(\text{SnO}_2)_{0,1}$) або FTO ($\text{SnO}_2 : \text{F}$) [6, 7]. Разом з тим, останнім часом як фронтальні струмопровідні шари фотоперетворювачів почали використовувати плівки оксиду цинку легуваного алюмінієм ($\text{ZnO} : \text{Al}$) [8, 9]. Цей матеріал є більш дешевим ніж ІТО або FTO та не містить малопоширених і дорогих елементів до яких, наприклад, належить Індій.

Слід відмітити, що у виробництві тонкоплівкових СЕ важливу роль відіграє вибір віконного шару. На даний час у цій якості широко використовується CdS ($E_g = 2,42 \text{ eV}$). Альтернативою плівкам CdS можуть стати тонкі шари ZnS, які вже знайшли використання у СЕ на основі сполук CIS, CIGS, CZTSe і CZTS [10, 11]. Сульфід цинку має суттєво більшу ніж сульфід кадмію ширину забороненої зони ($E_g = 3,68 \text{ eV}$), що дозволяє розширити діапазон fotocутливості відповідних СЕ та збільшити їх струми короткого замикання [12]. Ця сполука є нетоксичною завдяки відсутності у складі важких металів. Нарешті, шар ZnS може грати роль антивідбивного покриття СЕ, що збільшує кількість фотонів поглинутих фотоперетворювачем і відповідно його ККД [13].

Авторами робіт [14, 15] розглянуті втрати світла на відбиття у СЕ з конструкцією скло / ІТО(TCO) / CdS / CdTe / тильний металевий контакт. Рекомбінаційні втрати фотогенерованих носіїв у цих перетворювачах розглянуті у [14, 16]. Але вплив оптичних та рекомбінаційних втрат на

* dobrozhan.a@ukr.net

ефективність СЕ нової конструкції скло / ZnO / ZnS / CdTe / тильний металевий контакт на даний момент не досліджений. Це і обумовило мету дослідження.

Основною метою даної роботи є визначення та порівняння оптичних і рекомбінаційних втрат у фотоперетворювачах двох різних конструкцій, дослідження їх впливу на ефективність СЕ на основі ГП *n*-ZnS / *p*-CdTe та *n*-CdS / *p*-CdTe з фронтальним струмопровідним контактом з ITO та ZnO.

2. ОПТИЧНІ ВТРАТИ СВІТЛА НА ВІДБИТТЯ В СЕ

Тонкоплівкові СЕ на основі ГП типу «superstrate» мають багат шарову структуру та містять підкладку (скло), віконний (CdS, ZnS) і поглинальний (CdTe) шари, струмознімальні фронтальний (ITO, ZnO) та металевий тильний контакти. Схематичний вид конструкції типового фотоперетворювача зі структурою скло / ITO(ZnO) / CdS(ZnS) / CdTe / тильний контакт представлено на рис. 1.

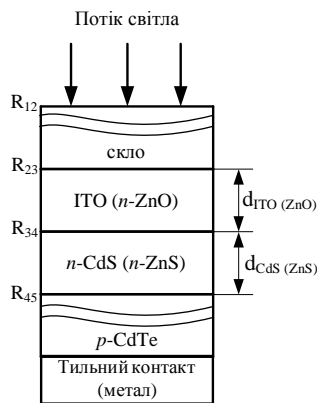


Рис. 1 – Схематичний вид конструкції СЕ на основі ГП *n*-ZnS / *p*-CdTe та *n*-CdS / *p*-CdTe (R_{ij} – коефіцієнти відбиття світла на границях шарів, d – товщина шарів)

Моделювання процесів відбиття світла від багат шарової структури проводилося нами в діапазоні товщини віконного шару CdS (ZnS) $d = 50-300$ нм та сталій товщині струмознімального фронтального шару ITO (ZnO) $d = 200$ нм. Ці значення є типовими для реальних СЕ [9].

Потік сонячного світла, перед тим, як потрапити до поглинаючого матеріалу CdTe, де під дією світла відбувається фотогенерація електронно-діркових пар проходить через ряд допоміжних шарів СЕ: скло, ITO (ZnO) та CdS (ZnS). При цьому відбуваються оптичні втрати енергії внаслідок відбиття світла від границь: повітря-скло, скло-ITO(ZnO), ITO(ZnO)-CdS(ZnS) та CdS(ZnS)-CdTe та поглинання світлового потоку в допоміжних шарах скла, ITO (ZnO) та CdS (ZnS).

Показник відбиття від границь контактуючих матеріалів визначався нами за формулою Френеля [14]:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2, \quad (1)$$

де n_1, n_2 – показники заломлення першого та другого контактуючого матеріалу, відповідно.

У випадку використання електропровідних матеріалів n_1^*, n_2^* – комплексні показники заломлення, k_1, k_2 – коефіцієнти ослаблення (екстинкції) матеріалів.

Спектральні залежності показників заломлення та ослаблення для кожного шару, що входить до складу СЕ, які необхідні для розрахунків оптичних втрат світла, представлені на рис. 2. Значення коефіцієнту ослаблення для скла було прийнято рівним нулю ($k = 0$), у зв'язку з тим, що у фотоперетворювачах, зазвичай, використовується спеціальне скло, яке має дуже малий коефіцієнт поглинання. Для визначення показника заломлення скла використовувалась формула Зелмеєра [17]:

$$n^2 = 1 + \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{a_3 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2}, \quad (3)$$

де сталі дорівнюють: $a_1 = 0,6962, a_2 = 0,4079, a_3 = 0,8974, \lambda_1 = 68$ нм, $\lambda_2 = 116$ нм, $\lambda_3 = 9896$ нм.

Для побудови спектральних залежностей n та k були використані довідникові значення коефіцієнтів заломлення та ослаблення ITO, ZnO, CdS, ZnS, CdTe [18, 19]. При моделюванні для повітря було прийнято, що $n_1 = 1, k_1 = 0$.

Розраховані спектральні залежності коефіцієнту відбиття від шарів СЕ при їх безпосередньому контакті з повітрям представлені на рис. 3а. Як видно з рисунку найбільший коефіцієнт відбиття спостерігається на границі повітря – CdTe, найменший на границі повітря-скло.

На рис. 3б наведені розрахункові спектральні залежності коефіцієнту відбиття від межі двох контактуючих матеріалів. Звертають на себе увагу отримані низькі значення цих коефіцієнтів, які знаходяться в інтервалі (0,002-0,085). Для порівняння результати розрахунків для відбиття на межі поділу тих самих матеріалів з повітрям дають значно вищі значення $R = (0,034-0,380)$. Як видно з рис. 3б, найменші значення відбиття має межа поділу ZnO / ZnS (0,002-0,036), що пояснюється низькими коефіцієнтами заломлення світла в цих матеріалах.

Коефіцієнт пропускання світла крізь допоміжні шари скла, ITO (ZnO), CdS (ZnS) у випадку нехтування процесами поглинання в них визначається за формулою $T = 1 - R$. Таким чином коефіцієнт пропускання багат шарової структури СЕ може бути знайдений за формулою [20]:

$$T(\lambda) = (1 - R_{12})(1 - R_{23})(1 - R_{34})(1 - R_{45}), \quad (4)$$

де $R_{12}, R_{23}, R_{34}, R_{45}$ – коефіцієнти відбиття світла на границях: повітря-скло, скло-ITO (ZnO), ITO-CdS (ZnO-ZnS), CdS-CdTe (ZnS-CdTe).

Слід відзначити, що наведене співвідношення не

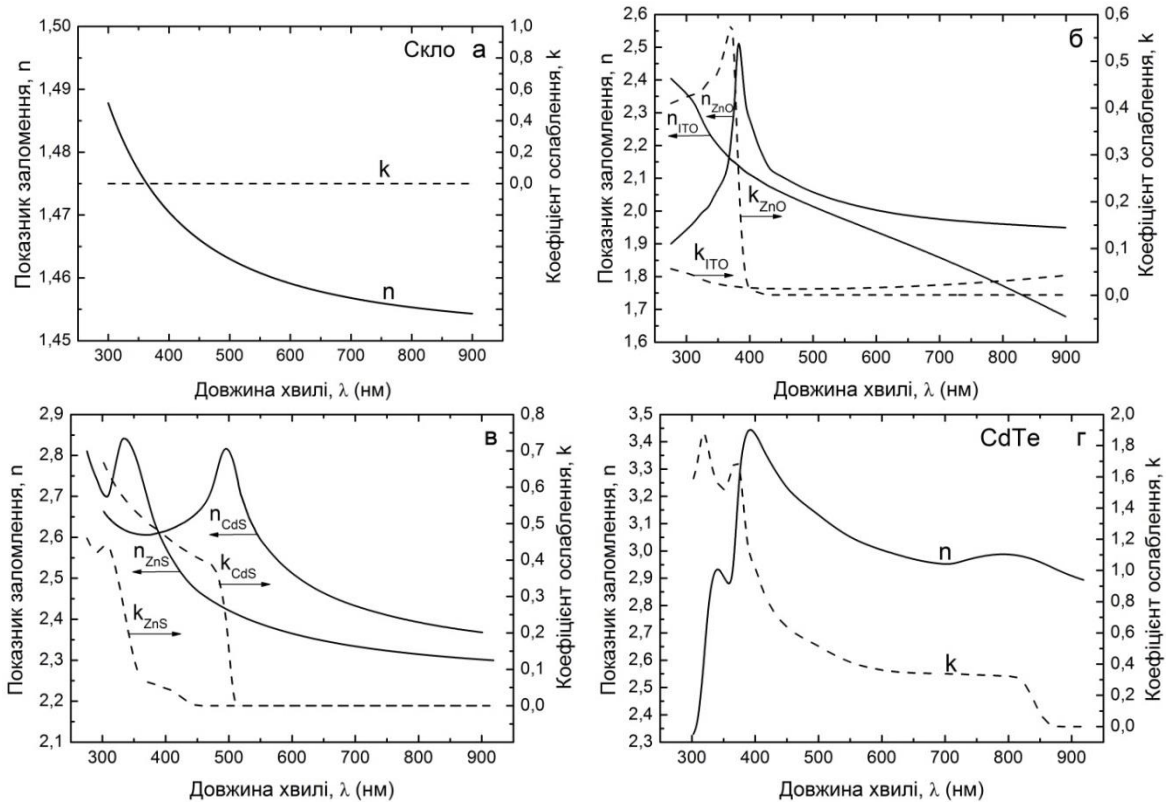


Рис. 2 – Спектральні залежності показників заломлення та ослаблення для скла (а), ITO (ZnO) (б), CdS (ZnS) (в), CdTe (г)

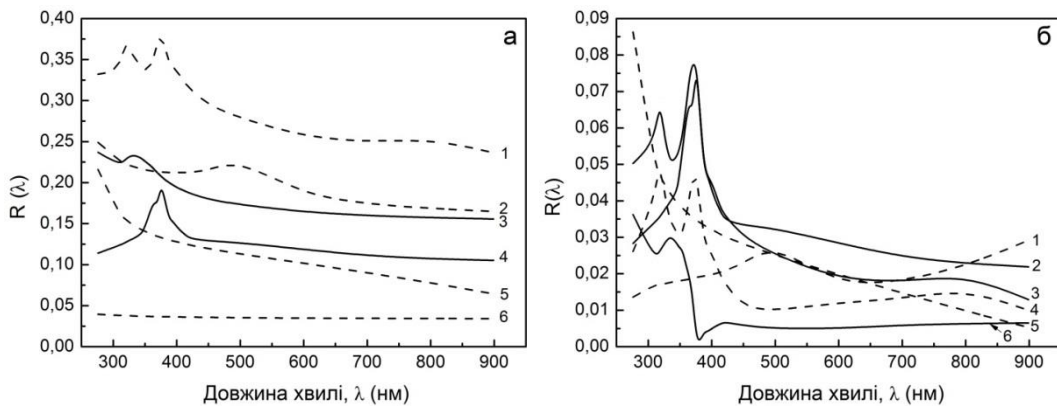


Рис. 3 – Спектральні залежності коефіцієнтів відбиття (R) для меж: повітря-скло (6), повітря-ITO (5), повітря-ZnO (4), повітря-CdS (2), повітря-ZnS (3), повітря-CdTe (1) (а) та скло-ITO (5), скло-ZnO (2), ITO-CdS (1), ZnO-ZnS (6), CdS-CdTe (4), ZnS-CdTe (3) (б)

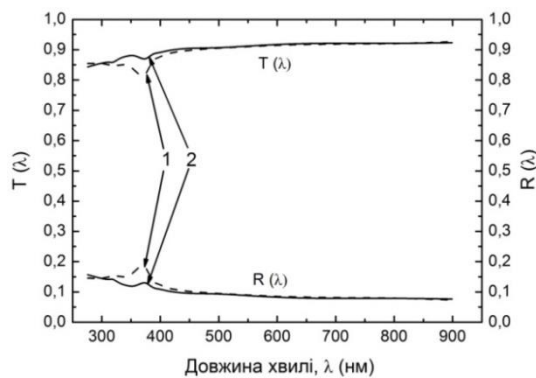


Рис. 4 – Спектральні залежності коефіцієнтів пропускання і відбиття СЕ зі структурами ITO/CdS/CdTe (1) і ZnO/ZnS/CdTe (2) при врахуванні відбиття світла від міжфазних границь

враховує багаторазові відбиття світла у шарах скла, ІТО (ZnO), CdS (ZnS), що цілком прийнятно при малих коефіцієнтах відбиття на межах поділу матеріалів (рис. 3б). Малі коефіцієнти відбиття дозволяють також ігнорувати інтерференційні ефекти.

Результати розрахунків залежності коефіцієнтів пропускання та відбиття світла від довжини хвилі у СЕ на основі ГП *n*-ZnS / *p*-CdTe та *n*-CdS / *p*-CdTe представлені на рис. 4. Як видно з рисунку, в короткохвильовій області спектру при довжині хвилі $\lambda = (300-450)$ нм коефіцієнт пропускання СЕ з шарів ZnO та ZnS є більшим (на 0,6-5,7 %) за відповідні значення для фотоперетворювача в якому використовуються шари ІТО та CdS.

3. ОПТИЧНІ ВТРАТИ НА ПОГЛИНАННЯ В СЕ

У загальному випадку крім відбиття потрібно враховувати втрати світла на поглинання у допоміжних шарах фотоперетворювача. Коефіцієнт пропускання багатошарової структури з урахуванням втрат на відбиття та поглинання у віконному та струмопровідному шарах СЕ може бути розрахований з використанням виразу [20]:

$$T(\lambda) = (1 - R_{12})(1 - R_{23})(1 - R_{34})(1 - R_{45})(e^{-\alpha_1 d_1})(e^{-\alpha_2 d_2}), \quad (5)$$

де α_1, α_2 – коефіцієнти поглинання матеріалів провідного та віконного шарів; d_1, d_2 – їх товщини.

Коефіцієнт поглинання сонячного випромінювання $\alpha(\lambda)$ з урахуванням показника ослаблення як функції від довжини хвилі $k(\lambda)$ може бути розрахований за наступним співвідношенням:

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} k. \quad (6)$$

Залежності коефіцієнту пропускання від довжини хвилі випромінювання для СЕ з шарами ІТО, CdS та ZnO, ZnS з урахуванням поглинання у допоміжних шарах при різних значеннях їх товщини представлені на рис. 5.

Як і очікувалося, використання більш широкозонного матеріалу як вікна фотоперетворювача приводить до зростання коефіцієнту пропускання багатошарової структури перш за все у короткохвильовій області спектру. Аналіз залежностей наведених на рис. 5 свідчить, що при товщині віконних шарів $d = 50$ нм значення коефіцієнту пропускання СЕ з шарів ZnO / ZnS у інтервалі довжин хвилі $\lambda = (380-900)$ нм є більшим на (2-42) % ніж відповідне значення для структури ІТО/CdS, а при $d = 300$ нм на (1-8) % при довжині хвилі $\lambda = (450-900)$ нм.

4. ШИРИНА ОБЛАСТІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ ТА КВАНТОВИЙ ВИХІД СЕ

Одним із важливих параметрів, який визначає ефективність фотоелектричного перетворення світла та використовується для аналізу рекомбінаційних втрат в СЕ є ширина області просторового заряду (d), іншими словами, область збіднення, що виникає на контакті гетеропари. Ця ширина головним чином залежить від концентрації некомпенсованих акцепторів $N_a - N_d$ (тобто, різниці між концентрацією ак-

цепторів та донорів), що знаходяться у матеріалі. Внаслідок високого рівня легування матеріалу вікна і відповідно високої провідності легованих плівок

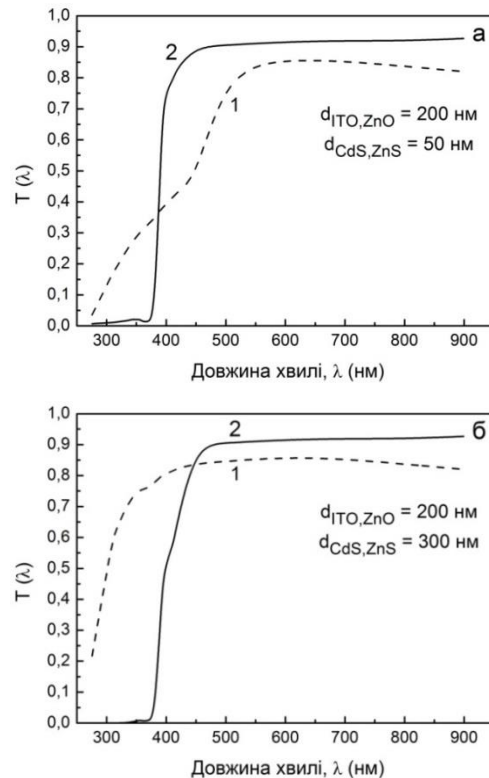


Рис. 5 – Спектральні залежності коефіцієнтів пропускання багатошарових структур скло / ІТО / CdS / CdTe (1) та скло / ZnO / ZnS / CdTe (2) при товщині CdS(ZnS): 50 нм (а), 300 нм (б), ІТО (ZnO): 200 нм

сульфідів кадмію ($10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$) та цинку (10^{17} см^{-3}), область збіднення ГП *n*-CdS(*n*-ZnS) / *p*-CdTe знаходиться у шарі CdTe. Таким чином, процеси перенесення заряду, які відбуваються в області збіднення ГП з фізичної точки зору є аналогічними тим, які відбуваються в областях збіднення діоду Шоткі. У цьому випадку, ширина області просторового заряду може бути знайдена за використанням виразу [2]:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - qU)}{q^2(N_a - N_d)}}, \quad (7)$$

де ε – відносна діелектрична проникність матеріалу; ε_0 – діелектрична проникність вакууму; φ_0 – висота бар'єру на ГП; U – прикладена зовнішня напруга; q – заряд електрону; $(N_a - N_d)$ – концентрація некомпенсованих акцепторів в поглинаючому шарі

У роботі для розрахунку d використовувались значення величин, які представлені в таблиці 1.

Розрахунок ширини області просторового заряду дає можливість визначити квантовий вихід (Q) СЕ *n*-CdS(*n*-ZnS) / *p*-CdTe за наступною формулою [21]:

$$Q = \frac{1 + \frac{S}{D_p} \left(\alpha + \frac{2 \cdot (\varphi_0 - qU)}{d \cdot kT} \right)^{-1}}{1 + \frac{S}{D_p} \left(\frac{2 \cdot (\varphi_0 - qU)}{d \cdot kT} \right)^{-1}} - \frac{e^{-\alpha d}}{1 + \alpha L_n} \quad (8)$$

де S – швидкість рекомбінації носіїв на границі гетеропереходу; D_n, D_p – коефіцієнти дифузії дірок; α – коефіцієнт поглинання світла в шарі CdTe; k – стала Больцмана; T – температура; L_n – дифузійна довжина електронів ($L_n = (\tau_n D_n)^{1/2}$, де τ_n – час життя електронів).

Таблиця 1 – Основні параметри величин, які були використані для визначення d та Q

| Параметр | Значення |
|------------------|--|
| ε | 10,6 |
| $\varphi_0 - qU$ | (0,70 eV) _{CdS} , (0,82) _{ZnS} |
| $(N_a - N_d)$ | 10^{11} - 10^{17} см ⁻³ |
| S | 10^7 см/с |
| τ_n | 10^{-9} с |
| D_n | 25 см ² /с |
| D_p | 2 см ² /с |
| T | 300 К |

Значення коефіцієнту поглинання світла у CdTe для діапазону довжини хвилі (300-850) нм були взяті нами з [18]. Вважалось, що швидкість рекомбінації носіїв на границі шарів у обох ГП була однаковою.

Слід зазначити, що вираз (8) не враховує рекомбінацію на тильній поверхні шару CdTe, яка може призвести до значних втрат ефективності перетворювача у випадку малої товщини поглинаючого шару. Якщо знехтувати другим доданком виразу (8) (внаслідок сильного поглинання світлового потоку при малих довжинах хвилі), а також при відсутності рекомбінації носіїв заряду на поверхні ($S = 0$), то значення квантового виходу може сягнути 1. Таким чином, відхилення отриманих значень Q від максимальних при довжині хвилі $\lambda = (300-850)$ нм може бути пояснене поверхневою рекомбінацією.

На рис. 6 представлений графік залежності фотоелектричного квантового виходу від концентрації некомпенсованих акцепторів ($N_a - N_d$) у поглинаючому шарі CdTe (розрахункові значення величин наведені в таблиці 1) для ГП n -CdS / p -CdTe (а) та n -ZnS / p -CdTe (б). Слід відмітити, що розраховані значення Q для даних ГП є близькими, що може бути пояснене малою різницею висоти потенційних бар'єрів в цих структурах (табл. 1).

Як видно з рис. 6, якщо $N_a - N_d = 10^{11}$ - 10^{15} см⁻³ при збільшенні довжини хвилі світлового потоку відбувається збільшення квантового виходу СЕ, при цьому даний показник приймає максимальні значення при енергії фотонів близькій до ширини забороненої зони CdTe ($\lambda \approx 840$ нм). Розрахунки показують, що найбільші значення квантовий вихід приймає при концентрації некомпенсованих акцепторів 10^{15} - 10^{17} см⁻³, тобто, при ширині області просторового заряду $d = (0,11-1,08)$ мкм. Останнє значення близьке до товщини області 98 % поглинання світла в CdTe. Таким чином, присутність тягнучого електричного поля в області основного поглинання випромінювання

приводить до суттєвого збільшення квантового виходу СЕ. Аналіз показує, що легування поглинаючого матеріалу до значень $N_a - N_d = 10^{15}$ - 10^{17} см⁻³ є оптимальним для отримання максимального ККД фотоперетворювачів на основі розглянутих ГП.

З графіків представлених на рис. 6 також випливає, що поверхнева рекомбінація має більший вплив на значення квантового виходу при меншій концентрації некомпенсованих акцепторів (ширшій області просторового заряду).

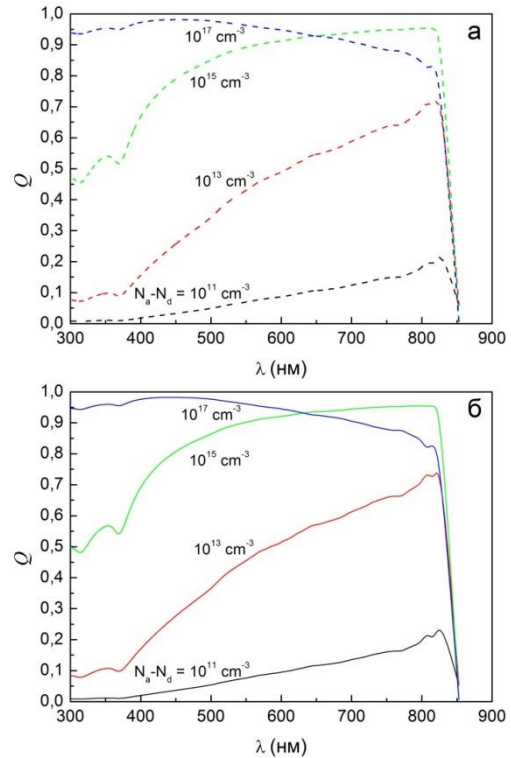


Рис. 6 – Розрахований квантовий вихід (Q) СЕ при різних значеннях концентрації некомпенсованих акцепторів у шарі CdTe ($N_a - N_d$) для ГП n -CdS/ p -CdTe (а) та n -ZnS/ p -CdTe (б)

5. ВИЗНАЧЕННЯ ГУСТИНИ СТРУМУ КОРОТКОГО ЗАМИКАННЯ СЕ ($J_{кз}$)

Густина струму короткого замикання СЕ ($J_{кз}$) може бути розрахована за формулою [14]:

$$J_{кз} = q \sum_i T(\lambda) \frac{\varphi_i(\lambda_i)}{h\nu_i} Q(\lambda_i) \Delta\lambda_i, \quad (9)$$

де φ_i – спектральна густина потужності сонячного випромінювання; $\Delta\lambda_i$ – інтервал між сусідніми значеннями довжини хвилі λ_i

Розрахунок струму короткого замикання проводився при опроміненні СЕ сонячним випромінюванням в умовах АМ 1.5 (таблиці ISO 9845-1:1992). Слід відмітити, що втрати світла на відбиття, поглинання та рекомбінацію розраховувались для висоти бар'єру 0,70 eV у випадку ГП n -CdS / p -CdTe [22] та 0,82 eV – ГП n -ZnS / p -CdTe [23].

На рис. 7 представлена залежність густини струму короткого замикання СЕ ITO(ZnO)/CdS(ZnS)/CdTe

від товщини віконного шару з врахуванням втрат світла на відбиття та поглинання у допоміжних шарах фотоперетворювача. При цьому товщина струмопровідного шару ІТО (ZnO) склала 200 нм, ця величина є типовою для СЕ.

При розрахунку першої точки на рис. 7 ($d_{CdS(ZnS)} = 0, d_{ITO(ZnO)} = 0$) були враховані тільки втрати на відбиття на границях шарів СЕ. Отримані значення $J_{кз}$ для СЕ зі структурами ІТО / CdS / CdTe та ZnO / ZnS / CdTe представлені в таблиці 2.

Отже, при врахуванні втрат на відбиття та поглинання в допоміжних шарах СЕ зі структурою ZnO / ZnS / CdTe значення густини струму короткого

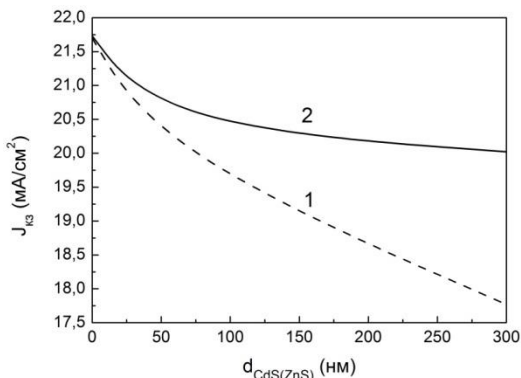


Рис. 7 – Залежність густини струму короткого замикання ($J_{кз}$) від товщини віконного шару для СЕ на основі ІТО / CdS / CdTe (1) та ZnO / ZnS / CdTe (2)

Таблиця 2 – Значення густини струму короткого замикання $J_{кз}$ (мА/см²) для СЕ ІТО / CdS / CdTe та ZnO / ZnS / CdTe при різних товщина віконних шарів

| Структура СЕ | | Товщина віконного шару, нм | | | |
|--------------|--------------------------------|----------------------------|-------|-------|-------|
| | | 0 | 50 | 100 | 300 |
| ІТО/CdS/CdTe | $J_{кз}$ (мА/см ²) | 21,70 | 19,99 | 19,66 | 17,77 |
| ZnO/ZnS/CdTe | $J_{кз}$ (мА/см ²) | 21,73 | 20,40 | 20,18 | 20,02 |

замикання на (0,03-0,52) мА/см² вищі за відповідні значення СЕ ІТО/CdS/CdTe у всьому інтервалі зміни товщини віконного шару (0-300) нм.

На рис. 8 представлені графіки впливу оптичних та рекомбінаційних втрат на густину струмів короткого замикання в СЕ ІТО/CdS/CdTe та ZnO/ZnS/CdTe при різних значеннях концентрації некомпенсованих акцепторів. Як видно з рисунку, для СЕ ZnO/ZnS/CdTe значення густини струму короткого замикання дещо зменшується при збільшенні товщини віконного шару та рівня легування шару CdTe (ширини області просторового заряду). В той же час, для СЕ ІТО/CdS/CdTe спостерігається обернена залежність. Найбільша різниця значень $J_{кз}$ між зазначеними структурами СЕ проявляється при товщині віконних шарів 50 нм і складає (2,1-5,7) мА/см².

Загальні (оптичні та рекомбінаційні) втрати при $d_{CdS(ZnS)} = 50$ нм та $(N_a - N_d) = 10^{17}$ см⁻³ в різних конструкціях СЕ складають: ІТО/CdS/CdTe – 21,3 %, ZnO/ZnS/CdTe – 13,4 %. Аналізуючи рис. 8, слід відмітити, що при збільшенні концентрації некомпенсованих акцепторів до 10^{17} см⁻³ в поглинаючому

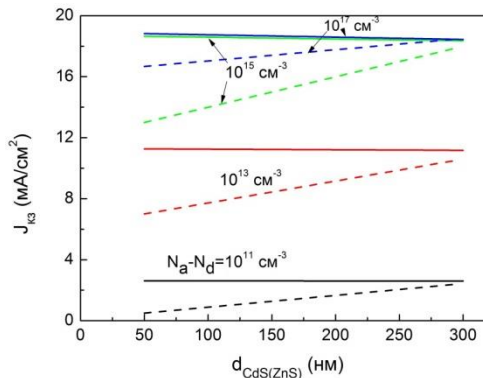


Рис. 8 – Густина струму короткого замикання ($J_{кз}$) для СЕ типу ІТО/CdS/CdTe (штрих-пунктирна лінія) та ZnO/ZnS/CdTe (суцільна лінія) в залежності від товщини віконного шару та концентрації некомпенсованих акцепторів ($N_a - N_d$)

шарі CdTe та різних значеннях товщини віконних шарів струм короткого замикання $J_{кз}$ для багатошарових структур СЕ ІТО/CdS/CdTe та ZnO/ZnS/CdTe приймає наступні значення: 16,67 мА/см², 18,82 мА/см² ($d_{ITO(ZnS)} = 50$ нм); 18,35 мА/см², 18,44 мА/см² ($d_{ITO(ZnS)} = 300$ нм), відповідно.

6. ВПЛИВ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ТА ОПТИЧНИХ ВТРАТ НА ЕФЕКТИВНІСТЬ СЕ

Ефективність СЕ η (%) можна розрахувати за допомогою формули [9]:

$$\eta = \frac{U_{xx} \cdot J_{кз} \cdot FF}{P_{вх}} \quad (10)$$

де U_{xx} – напруга холостого ходу СЕ; $J_{кз}$ – густина струму короткого замикання; FF – фактор заповнення; $P_{вх}$ – вхідна потужність.

В таблиці 3 вказані параметри реальних фотоперетворювачів, які використовувалися для подальших розрахунків.

Таблиця 3 – Значення основних параметрів реальних СЕ ІТО/CdS/CdTe та ZnO/ZnS/CdTe для визначення ефективності фото перетворення

| Структура СЕ | U_{xx} , мВ | FF , % | $P_{вх}$, мВт/см ² | Посилання |
|--------------|---------------|----------|--------------------------------|-----------|
| ІТО/CdS/CdTe | 0,572 | 63 | 100 | [1] |
| ZnO/ZnS/CdTe | 0,817 | 80 | | [5] |

Зауважимо, що з фізичної точки зору напруга холостого ходу (U_{xx}) не може перевищувати значення висоти потенціального бар'єру на ГП.

На рис. 9 показана залежність ефективності СЕ від товщини віконних шарів (CdS, ZnS) та рівня легування поглинаючого шару.

З рис. 9 видно, що найбільші значення ефективності (15,9-16,1 %) мають СЕ зі структурою ZnO/ZnS/CdTe при концентрації некомпенсованих акцепторів (10^{15} - 10^{17} см⁻³). Для даної структури при зменшенні концентрації некомпенсованих акцепторів ($N_a - N_d$) до 10^{11} см⁻³ ефективність перетворення енергії фотоперетворювачами різко зменшується до $\approx 2,3$ %. Встановлено, що значення η СЕ зі структурою

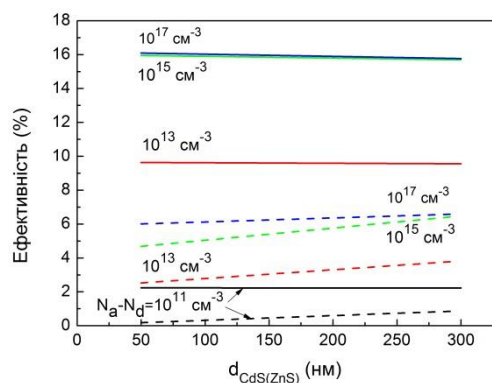


Рис. 9 – Вплив оптичних та рекомбінаційних втрат на ефективність SE зі структурою ITO/CdS/CdTe (штрихпунктирна лінія) та ZnO/ZnS/CdTe (суцільна лінія) в залежності від товщини віконного шару та концентрації некомпенсованих акцепторів ($N_a - N_d$)

ITO/CdS/CdTe нижчі на (2-10) % в залежності від товщини віконного шару та ширини d ніж ZnO/ZnS/CdTe.

ВИСНОВКИ

В роботі визначені та порівняні оптичні та рекомбінаційні втрати в SE на основі ГП n -ZnS/ p -CdTe та n -CdS/ p -CdTe з фронтальним струмопровідним контактом з ITO та ZnO. Показано, що використання більш широкозонного матеріалу (ZnS) як вікна фотоперетворювача приводить до зростання коефіцієнту пропускання багатопшарових структур в ультрафіолетовій області спектру. При товщині віконних шарів $d = 50$ нм ($d = 300$ нм) значення коефіцієнту про-

пускання SE зі структурою скло/ZnO/ZnS/CdTe є більшим на (2-42) та (1-8) % при довжині хвилі $\lambda = (380-900)$ та $\lambda = (450-900)$ нм відповідно.

З'ясовано, що розраховане значення квантового виходу SE приймає максимальні значення при енергії фотонів близькій до E_g CdTe ($\lambda \approx 840$ нм) та концентрації некомпенсованих акцепторів 10^{15} - 10^{17} cm^{-3} . При зменшенні довжини падаючого випромінювання відбувається зменшення Q пов'язане з поверхневою рекомбінацією генерованих світлом носіїв заряду. Поверхнева рекомбінація в більшій степені впливає на значення квантового виходу при меншій концентрації некомпенсованих акцепторів.

Розраховані загальні (оптичні та рекомбінаційні) втрати в SE різної конструкції складають: ITO/CdS/CdTe – 21,3 %, ZnO/ZnS/CdTe – 13,4 % при $d_{\text{CdS/ZnS}} = 50$ нм та $(N_a - N_d) = 10^{17}$ cm^{-3} . Встановлено, що найбільші значення ефективності (15,9-16,1 %) має SE зі структурою ZnO/ZnS/CdTe при концентрації некомпенсованих акцепторів (10^{15} - 10^{17} cm^{-3}) та товщині віконного шару 50 нм. Значення ККД для SE зі структурою ITO/CdS/CdTe нижчі на (2-7) % в залежності від товщини віконного шару d .

Проведені розрахунки дають можливість визначити реальне максимальне значення ефективності сонячних елементів з урахуванням оптичних та рекомбінаційних втрат в шарах фотоперетворювачів.

ПОДЯКИ

Дана робота була підтримана Міністерством освіти і науки України (Гранти № 0113U000131 та № 0112U000772).

Оптические и рекомбинационные потери в тонкопленочных солнечных элементах на основе гетеропереходов n -ZnS(n -CdS) / p -CdTe с токосъемными контактами ITO та ZnO

А.А. Доброжан, А.С. Опанасюк, В.В. Гриненко

Сумский государственный университет, ул. Римского-Корсакова, 2, 40007 Сумы, Украина

В работе определены оптические и рекомбинационные потери во вспомогательных и поглощающих слоях солнечных элементов на основе гетеропереходов n -ZnS / p -CdTe и n -CdS / p -CdTe с токосъемными фронтальными контактами ITO и ZnO. В результате рассчитаны спектральные зависимости коэффициента пропускания (T) света фотопреобразователей при учете его отражения от границ контактирующих материалов и в случае его поглощения во вспомогательных слоях солнечных элементов. Исследовано влияние оптических и рекомбинационных потерь в СЭ со структурой ITO(ZnO) / CdS(ZnS) / CdTe на ток короткого замыкания ($J_{\text{кз}}$) и эффективность (η) фотопреобразователей при различной толщине оконных слоев CdS (ZnS) (50-300 нм) и постоянной токосъемных слоев (200 нм). Установлено, что наибольшие значения эффективности (15,9-16,1 %) имеют солнечные элементы со структурой ZnO / ZnS / CdTe при концентрации некомпенсированных акцепторов в поглощающем слое $(N_a - N_d) = 10^{15}$ - 10^{17} cm^{-3} и толщине оконного слоя 50 нм.

Ключевые слова: Тонкопленочные солнечные элементы, n -CdS / p -CdTe, n -ZnS / p -CdTe, Оптические потери, Рекомбинационные потери, Эффективность.

Optical and Recombination Losses in Thin Film Solar Cells Based on Heterojunctions n -ZnS (n -CdS) / p -CdTe with Current Collecting Contacts ITO and ZnO

O.A. Dobrozhan, A.S. Opanasyuk, V.V. Grynenko

Sumy State University, 2, Rimsky Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine

The optical and recombination losses in auxiliary and absorbing layers of solar cells based on heterojunctions n -ZnS / p -CdTe and n -CdS / p -CdTe with current collecting front sublayers ITO and ZnO were determined. As a result, spectral dependence of light transmittance (T) of solar cells, taking into account its reflections from the boundaries of the contacting materials and in case of absorption in the auxiliary layers of solar cells was calculated. The influence of optical and recombination losses in the solar cell structure ITO (ZnO) / CdS (ZnS) / CdTe on the short circuit current (J_{sc}) and efficiency (η) of solar cells with different thickness of the window layer CdS (ZnS) (50-300 nm) and constant current collecting layer (200 nm) was investigated. It has been established that the greatest efficiency values (15,9-16,1%) solar cells have the structure of ZnO / ZnS / CdTe at a concentration of uncompensated acceptors in the absorbent layer ($N_a - N_d$) = 10^{15} - 10^{17} cm⁻³ and the window layer thickness of 50 nm.

Keywords: Thin films solar cells, n -CdS / p -CdTe, n -ZnS / p -CdTe, Optical losses, Recombination losses, Efficiency.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. S. Girish Kumar, K.S.R. Koteswara Rao, *Energ. Environ. Sci.* **7**, 45 (2014).
2. S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices (2nd Edition)* (Amsterdam: Wiley: 1981).
3. H. Kim, K. Cha, V.M. Fthenakis, P. Sinha, T. Hur, *Sol. Energy* **103**, 78 (2014).
4. L. Kranz, S. Buecheler, A.N. Tiwari, *Sol. Energ. Mat. Sol. C.* **119**, 278 (2013).
5. M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta, *Progr. Photovolt.: Res. Appl.* **21**, 827 (2013).
6. J. Poortmans, V. Arkhipov, *Thin Film Solar Cells: Fabrication, Characterization and Application* (Chichester: John Wiley&Sons: 2006).
7. L.A. Kosyachenko, E.V. Grushko, *Ukr. Fiz. Zhurn. Ogljadi* **7**, 3 (2012).
8. A. Rios-Flores, O. Ares, J.M. Camacho, V. Rejon, J.L. Pena, *Sol. Energy* **86**, 780 (2012).
9. R. Scheer, H. Werner Schock, *Chalcogenide Photovoltaics. Physics, Technologies and Thin Film Devices* (Weinheim: Wiley-VCH: 2011).
10. M.M. Ivashchenko, D.I. Kurbatov, A.S. Opanasyuk, I.Yu. Protsenko, H. Cheong, *J. Nano Electron. Phys.* **4** (1) 01024 (2012).
11. D.H. Shin, J.H. Kim, Y.M. Shin, K.H. Yoon, E.A. Al-Ammar, B.T. Ahn, *Progr. Photovolt.: Res. Appl.* **21**, 217 (2013).
12. G. Contreras-Puente, O. Vigil, M. Ortega-Lopez, *Thin Solid Films* **378**, 50 (2001).
13. U. Gangopadhyay, K. Kim, D. Mangalaraj, Junsin Yi, *Appl. Surf. Sci.* **230**, 364 (2004).
14. H.A. Mohamed, *J. Appl. Phys.* **113**, 093105 (2013).
15. L.A. Kosyachenko, E.V. Grushko, X. Mathew, *Sol. Energ. Mat. Sol. C.* **96**, 231 (2012).
16. L.A. Kosyachenko, E.V. Grushko, V.V. Motushchuk, *Sol. Energ. Mat. Sol. C.* **90**, 2201 (2006).
17. S.O. Kasap, *Optoelectronics and Photonics: Principles and Practice* (New Jersey: Prentice-Hall: 2000).
18. S. Adachi, *Handbook of Physical Properties of Semiconductors* (Boston: Kluwer Academic Publishers: 2004).
19. <http://homepages.rpi.edu/~schubert/Educational-resources/Materials-Refractive-index-and-extinction-coefficient.pdf>.
20. T.I. Mykytyuk, V.Ya. Roshko, L.A. Kosyachenko, E.V. Grushko, *Acta Phys. Pol. A* **122**, 1073 (2012).
21. L.A. Kosyachenko, V.M. Sklyarchuk, Ye.F. Sklyarchuk, K.S. Ulyanitsky, *Semicond. Sci. Technol.* **14**, 373 (1999).
22. G.S. Khripunov, *Semiconductors* **40**, 113 (2006).
23. D.I. Kurbatov, V.V. Kosyak, M.M. Kolesnyk, A.S. Opanasyuk, S.N. Danilchenko, Yu.P. Gnatenko, *Mater. Chem. Phys.* **138**, 731 (2013).