

ЗАЛЕЖНОСТІ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРЕМНІЄВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ З ТИЛОВОЮ МЕТАЛІЗАЦІЄЮ ВІД ТОВЩИНИ

А.П. ГОРБАНЬ, В.П. КОСТИЛЬОВ, А.В. САЧЕНКО, О.А. СЕРБА,
І.О. СОКОЛОВСЬКИЙ, В.В. ЧЕРНЕНКО

УДК 621.315.592
©2011

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03680)

Експериментально та теоретично досліджено товщинні залежності квантового виходу фотоструму та фотоенергетичних параметрів кремнієвих сонячних елементів з тиловою металізацією (СЕТМ). Мінімізацію швидкості поверхневої рекомбінації (ШПР) на освітленій поверхні в них досягнуто за рахунок створення шарів мікропористого кремнію. Запропоновано метод знаходження ШПР та довжини дифузії неосновних носіїв заряду з товщинних залежностей квантового виходу фотоструму в умовах сильного поглинання світла. Виконані дослідження дозволили встановити, що потоншення зразків СЕТМ за умови мінімізації ШПР дозволяє реалізувати достатньо великі значення ефективності фотоперетворення. Показано також, що узгодження експериментальних спектральних залежностей квантового виходу фотоструму в досліджених СЕТМ з теоретичними може бути досягнуте лише за умови врахування коефіцієнта відбиття світла від тилової поверхні.

1. Вступ

Кремнієві сонячні елементи з базою n -типу і тиловою контактною металізацією (СЕТМ) та сонячні батареї на їх основі мають найбільшу на даний час ефективність фотоперетворення енергії η , яка для серійних модулів досягає 20% [1]. У таких СЕТМ товщина квазінейтральної базової області, як правило, істотно менша за довжину дифузії неосновних носіїв заряду, а ефективна швидкість поверхневої рекомбінації S^* на фронтальній (неметалізованій) поверхні, віднесена до внутрішньої межі приповерхневої області просторового заряду (ОПЗ), мінімізована до рівня, що практично не впливає на величину η .

Найбільш ефективним способом усунення поверхневих рекомбінаційних втрат у СЕТМ, як відомо, є створення на їх фронтальній поверхні ізотипних $n^+ - n$ або $p^+ - p$ переходів, обмежуючих підведення нерівноважних неосновних носіїв заряду до поверхневих рекомбінаційних центрів [2, 3]. За наявності таких переходів ефективна швидкість поверхневої рекомбі-

нації S^* мінімізується внаслідок зменшення потоків неосновних носіїв заряду через поверхневі рекомбінаційні центри [2], хоча при великих рівнях легування приповерхневого шару може відбуватись і зростання величини S^* внаслідок збільшення швидкості оже-рекомбінації в цьому шарі [3].

У низці робіт [4, 5] було запропоновано інший метод мінімізації негативного впливу поверхневих рекомбінаційних втрат на ефективність η СЕТМ, а саме формування на їх фронтальній поверхні плаваючих $p^+ - n$ або $n^+ - p$ переходів, обмежуючих підведення нерівноважних основних носіїв заряду до поверхневих рекомбінаційних центрів. Проте проведені в роботі [5] експериментальні дослідження показали, що хоча в результаті формування плаваючого $n^+ - p$ переходу ефективність η СЕТМ у стандартних спектральних умовах АМ1,5 при потужності сонячного випромінювання $P = 1000 \text{ Вт/м}^2$ дійсно зростає, але одночасно спостерігається значне (в десятки разів) збільшення ефективної швидкості поверхневої рекомбінації S^* . Як було показано у [6], зростання величини S^* пов'язано з внеском рекомбінації в ОПЗ, який може бути дуже істотним у випадку малої інтенсивності освітлення.

Якщо початкова товщина СЕТМ більша за довжину дифузії неосновних носіїв заряду, то його потоншення повинно приводити до суттєвого зростання струму короткого замикання та ефективності фотоперетворення. У даній роботі експериментально та теоретично досліджено товщинні залежності квантового виходу та фотоенергетичних параметрів СЕТМ. Ефективна швидкість поверхневої рекомбінації після чергового потоншення зразка СЕТМ мінімізувалась за допомогою створення на поверхні шару мікропористого кремнію. Запропоновано метод знаходження ефективної швидкості поверхневої рекомбінації S^* та довжини дифузії неосновних носіїв заряду L з товщинних залежностей квантового виходу СЕТМ

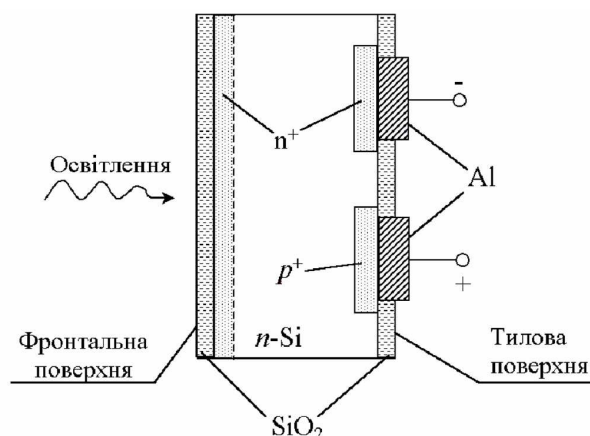


Рис. 1. Схематичне зображення кремнієвого сонячного елемента з тиловою контактною металізацією

в умовах сильного поглинання світла в напівпровіднику. Встановлено, що довгохвильовий максимум на спектральних залежностях струму короткого замикання СЕТМ відчутно залежить від коефіцієнта відбиття світла від тилової металізованої поверхні СЕТМ.

2. Методика експериментів

Дослідження рекомбінаційної активності було проведено на експериментальних зразках кремнієвих СЕТМ двох партій з початковою товщиною 400 мкм. Їх схематичний переріз показано на рис. 1. Зразки виготовляли на пластинах кремнію зонної плавки n -типу провідності з питомим опором $\rho = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. При їх виготовленні на фронтальній (освітлюваній) поверхні площею 2 см^2 створювали приповерхневий ізоляційний $n^+ - n$ чи плаваючий $p^+ - n$ перехід. Фронтальну поверхню СЕТМ додатково пасивували шаром термічного SiO_2 товщиною близько 110 нм, який зменшував оптичні втрати падаючого на СЕТМ світла і концентрацію поверхневих рекомбінаційно-активних центрів на цій поверхні. Було також досліджено зразки СЕТМ без створених приповерхневих переходів, на фронтальній поверхні яких існував лише шар термічного SiO_2 .

Вибір СЕТМ у ролі інструменту для досліджень природи поверхневих і об'ємних рекомбінаційних процесів зумовлений тим, що в таких елементах досить просто реалізувати умови, коли область оптичної генерації нерівноважних електронно-діркових пар буде локалізована поблизу фронтальної поверхні і просторово відділена від колекторного переходу квазінейтральною базовою областю. Величина струму короткого замикання колекторного переходу на тилі

поверхні є функцією ефективною швидкості поверхневої рекомбінації S^* на фронтальній поверхні, яка, в свою чергу, залежить від швидкості рекомбінації через поверхневі рекомбінаційно-активні центри, швидкості оже-рекомбінації в сильно легovanому n^+ - чи p^+ -шарі і швидкості рекомбінації у приповерхневій ОПЗ. Досліджуючи кінетику зміни струму короткого замикання колекторного переходу в процесі потоншення СЕТМ, можна виділити внески поверхневої та об'ємної рекомбінації у формування фотоструму.

Експериментальні зразки СЕТМ з привареними до контактних площадок Al шинами спочатку термічним способом закріплювали на поверхні скляної підкладки за допомогою оптично прозорої плівки полівинілбутиралу. Потім Al шини зварювали з проміжними металевими електродами, до яких потім за допомогою пайки під'єднували струмопровідні металеві дроти. Всі складові елементи збірки захищали від дії агресивних хімічних речовин електроліту або протравлювача хімічно стійкими оптично прозорими полімерними матеріалами таким чином, що контактувати з електролітом або протравлювачем могла тільки фронтальна термічно окислена поверхня СЕТМ.

Хімічне травлення здійснювалося в суміші HNO_3 та HF у співвідношенні 3 : 1. При хімічному травленні спочатку стравлювався шар двоокису кремнію біля фронтальної поверхні СЕТМ, потім стравлювався ізоляційний $n^+ - n$ чи плаваючий $p^+ - n$ перехід і лише після цього відбувалося травлення базової області. Товщину стравлених шарів визначали часом травлення та контролювали мікрометром.

Процеси анодного травлення фронтальної поверхні СЕТМ здійснювались у прозорій електрохімічній комірниці з Pt електродом. Конструкція комірки дозволяла освітлювати фронтальну поверхню СЕТМ світлом від дзеркальної лампи розжарення через селективний оптичний фільтр СЗС-26, який пропускав лише фотони з $\lambda < 0,75 \text{ мкм}$ і забезпечував тим самим невелику (декілька мкм) ефективну глибину оптичної генерації електронно-діркових пар поблизу фронтальної поверхні СЕТМ. Енергетична освітленість поверхні СЕТМ у комірниці за наявності електроліту становила приблизно $700 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Електрохімічний анодний процес здійснено в гальваностатичному режимі при сталій величині густини струму на поверхні зразка ($J = 2 - 4 \text{ мА}/\text{см}^2$) і при напрузі на виході джерела живлення $V = 2 \text{ В}$. У ролі електроліту використано суміш етилового спирту і концентрованої (49%) HF у співвідношенні 1 : 4. У ході електрохімічної реакції крім густини стабілізованого струму і напруги на електролітичній комірниці

ці контролювалась також величина струму короткого замикання тилового колекторного переходу, спричиненого освітленням фронтальної поверхні СЕТМ. Останнє дозволяло визначати динаміку зміни рекомбінаційних параметрів фронтальної поверхні СЕТМ безпосередньо в ході електрохімічної реакції.

Кожного разу після завершення чергового потоншення зразка СЕТМ відбувалось анодування, в результаті якого на поверхні виникав шар мікропористого кремнію, який приводив до пасивації поверхні та зменшення швидкості поверхневої рекомбінації. Після стравлювання шару двоокису кремнію та сильно легovanого шару ефективна швидкість поверхневої рекомбінації S^* зростала, оскільки на фронтальній поверхні при цьому реалізувались виснажуючі вигини зон, а після анодування травленої поверхні внаслідок пасивації поверхні воднем величина S^* зменшувалась.

Вимірювання фототехнічних і оптичних параметрів СЕТМ здійснювали на атестованому органами Держспоживстандарту України контрольно-вимірювальному устаткуванні Центру випробувань фотоперетворювачів і батарей фотоелектричних ІФН ім. В. Є. Лашкарьова НАН України. Методика їх проведення була такою. Спочатку визначали початкові фототехнічні параметри СЕТМ з термічно окисленою поверхнею у спектральних умовах АМ1,5 і вимірювали спектральні залежності струму короткого замикання в діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda = 0, 4 \dots 1, 2$ мкм. А потім після кожного потоншення і такого анодування зразок СЕТМ просушували при кімнатній температурі і здійснювали виміри тих же параметрів.

3. Товщинні залежності внутрішнього квантового виходу СЕТМ

Внутрішній квантовий вихід Q в кремнієвих СЕТМ у випадку монохроматичного освітлення можна знайти з розв'язку рівняння дифузії з такими граничними умовами:

$$J(x=0) = -S^* \Delta p(x=0), \quad (1)$$

$$\Delta p(x=d) = 0, \quad (2)$$

де $j(x)$ та $\Delta p(x)$ – потік електронно-діркових пар і їх надлишкова концентрація у площині x , S^* – сумарна швидкість поверхневої рекомбінації S та рекомбінації в ОПЗ V_{SC} в площині $x = w$, де w – товщина ОПЗ.

Використовуючи розв'язок стандартного рівняння дифузії для надлишкових електронно-діркових пар з

урахуванням відбивання світла від тилової поверхні, для внутрішнього квантового виходу Q отримуємо такий вираз:

$$Q = \frac{\alpha L}{1 - \alpha^2 L^2} \times \left\{ - \left[\frac{S^* L}{D} \left((1 + R_d e^{-2\alpha d}) - (1 + R_d) e^{-\alpha d - d/L} \right) + \alpha L (1 - R_d e^{-2\alpha d}) + (1 + R_d) e^{-\alpha d - d/L} \right] \times \left[\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{S^* L}{D} \sinh\left(\frac{d}{L}\right) \right]^{-1} + [(1 + R_d) + \alpha L (1 - R_d)] e^{-\alpha d} \right\}, \quad (3)$$

де $L = \sqrt{D\tau}$ – довжина дифузії неосновних носіїв заряду, D – коефіцієнт дифузії, α – коефіцієнт поглинання світла, R_d – коефіцієнт відбиття світла від тилової поверхні.

У роботі [7] також було отримано вираз для спектральної залежності внутрішнього квантового виходу СЕТМ з використанням граничних умов (1) та (2) і запропоновано метод визначення швидкості поверхневої рекомбінації S^* та довжини дифузії неосновних носіїв заряду L зі спектральних залежностей квантового виходу СЕТМ. Проте у вказаній роботі наявність ефекту відбиття світла від тилової поверхні не враховували.

У випадку сильного поглинання світла, коли виконано нерівності $\alpha L \gg 1$ та $\alpha d \gg 1$, вираз для внутрішнього квантового виходу СЕТМ суттєво спрощується і набуває такого вигляду:

$$Q = \left(\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{S^* L}{D} \sinh\left(\frac{d}{L}\right) \right)^{-1}. \quad (4)$$

Як видно з (4), у випадку сильного поглинання світла внутрішній квантовий вихід не залежить від коефіцієнтів поглинання світла α та відбиття світла від тилової поверхні R_d .

Коли наявна нерівність $d \ll L$, з (4) отримуємо

$$Q = \left(1 + \frac{S^* d}{D} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Таким чином, обернений квантовий вихід дорівнює

$$\frac{1}{Q} = 1 + \frac{S^* d}{D}, \quad (6)$$

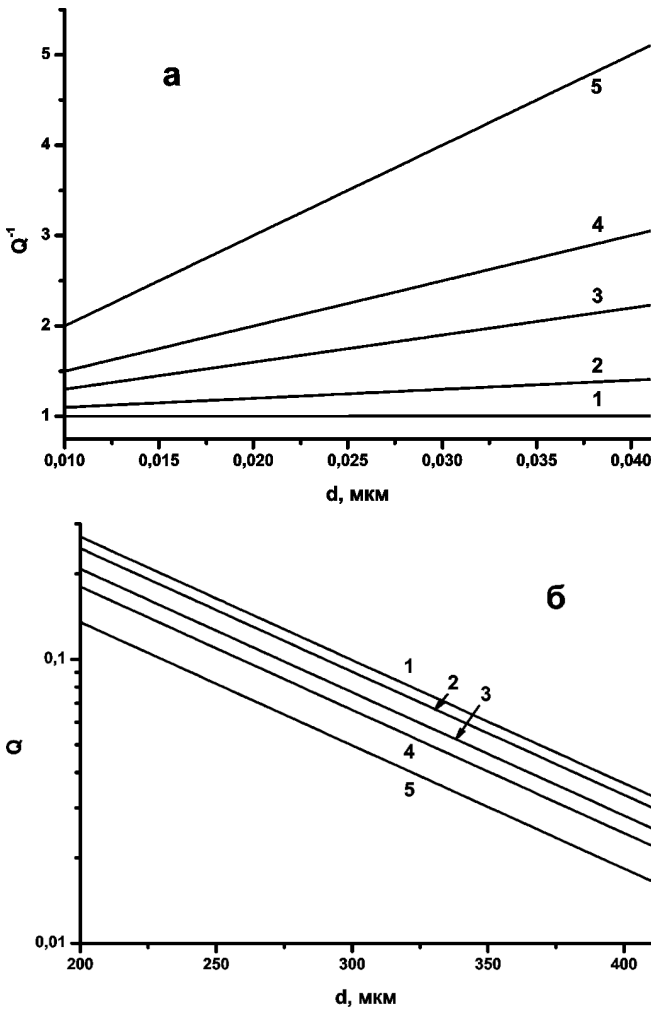


Рис. 2. Теоретичні товщинні залежності оберненого квантового виходу (а) та квантового виходу (б) при сильному поглинанні світла для граничних випадків товстих та тонких у порівнянні з довжиною дифузії СЕТМ. Використані при побудові параметри: S^* , см/с: 1 – 1; 2 – 10^2 ; 3 – $3 \cdot 10^2$; 4 – $5 \cdot 10^2$; 5 – 10^3 . При побудові 1 (б) використано значення $L = 100$ мкм

тобто є прямою лінією, що залежить від d , а її нахил S^*/D дозволяє визначити швидкість поверхневої рекомбінації. Проте довжина дифузії в даному випадку не може бути знайдена.

Відповідні залежності наведено на рис. 2,а.

У випадку, коли $d \gg L$, з виразу (4) отримуємо

$$Q = \exp\left(-\frac{d}{L}\right) / \left(1 + \frac{S^*L}{D}\right). \quad (7)$$

Залежності $\ln(Q)$ від товщини, наведені на рис. 2,б, в даному випадку є лінійними. При цьому з товщинних залежностей Q визначається величина довжини дифузії L , тоді як точність знаходження швидкості

поверхневої рекомбінації S^* різко падає, і остання може бути знайдена лише за умови, коли $S^*L/D \geq 1$. Одночасне визначення L та S^* з товщинних залежностей внутрішнього квантового виходу СЕТМ можна зробити тоді, коли $L \sim d$, а $S^*L/D \geq 1$.

Якщо на експерименті вимірюється струм короткого замикання в умовах сильного поглинання світла, то відношення струму короткого замикання при мінімальній товщині d_{\min} до струму короткого замикання при довільній товщині d згідно з (4) визначається виразом

$$N(d) = \frac{\cos h(d/L) + S^*L/D \sin h(d/L)}{\cos h(d_{\min}/L) + S^*L/D \sin h(d_{\min}/L)}. \quad (8)$$

Величина N є зростаючою функцією товщини та змінюється від мінімального до максимального значення. При відомих величинах d та коефіцієнті дифузії D залежність (8) містить два невідомі параметри: S^* та L . На жаль, у актуальному випадку, коли виконано співвідношення $d_{\max} < L$, залежність $N(d)$ є неоднозначною функцією S^* та L . Тому для однозначного їх знаходження потрібно використати додаткову інформацію, отриману, наприклад, з вимірів спектральних залежностей струму короткого замикання.

На рис. 3,а та б наведено експериментальні залежності величини $N(d)$, отримані для зразків СЕТМ двох партій. На цих же рисунках зображено теоретичні залежності $N(d)$, отримані з використанням виразу (8), при їх побудові використано такі значення S^* та L , за яких експериментальні залежності узгоджуються з теоретичними. Узгодження експериментальних залежностей з теоретичними задовільне.

На рис. 4 наведено експериментальні спектральні залежності внутрішнього квантового виходу для зразків першої партії СЕТМ з плаваючим $p-n$ переходом поблизу фронтальної поверхні. Теоретичні залежності побудовані з використанням виразу (3) та спектральної залежності коефіцієнта поглинання у кремнії $\alpha(\lambda)$, взятої з роботи [8], в якій спектральні залежності коефіцієнта поглинання у кремнії $\alpha(\lambda)$ досліджено при різних температурах. При температурі 300 К отримана там залежність $\alpha(\lambda)$ може бути чисельно апроксимована виразом

$$\begin{aligned} \log(\alpha(\lambda)) = & 306,91 - 25,649\lambda^{-1} - 1399,55\lambda + \\ & + 3403,54\lambda^2 - 4782,3\lambda^3 + 3901,23\lambda^4 - \\ & - 1713,98\lambda^5 + 311,596\lambda^6, \end{aligned} \quad (9)$$

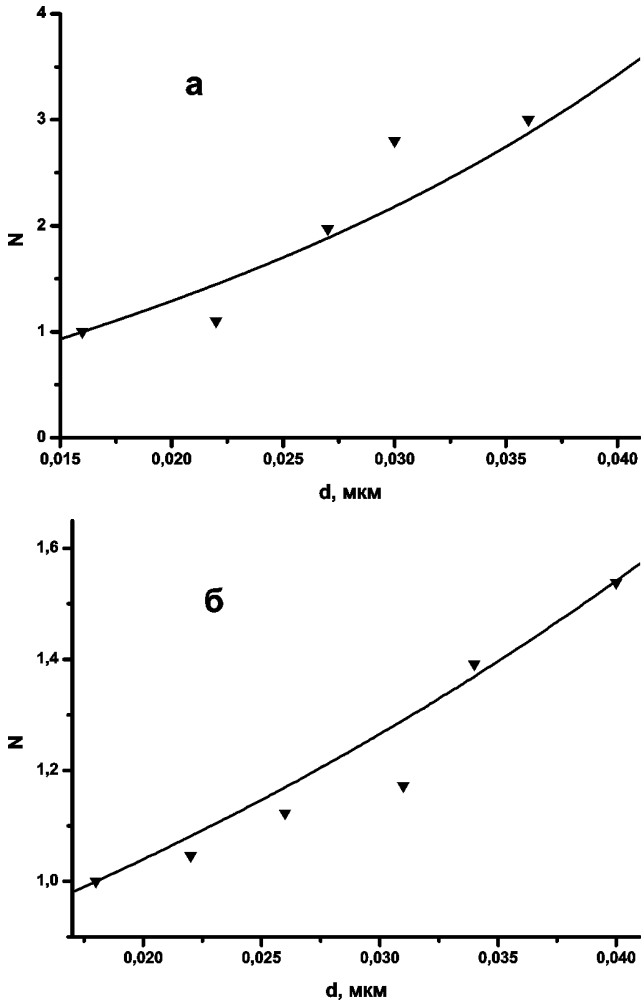


Рис. 3. Експериментальні та теоретичні товщинні залежності нормованого квантового виходу для зразків першої (а) та другої (б) партій. Точки – експериментальні залежності, суцільні лінії – теоретичні залежності. Використані при побудові параметри – L , мкм, S^* , см/с: а – 250, $2 \cdot 10^4$; б – 500, 190

де величина λ вимірюється в мікрометрах.

Як видно з даного рисунка, використання для довжини дифузії значення 250 мкм дозволяє узгодити експериментальні залежності з теоретичними за умови, коли величина S^* , яка визначається в даному випадку швидкістю рекомбінації в ОПЗ, велика, що властиве при малих рівнях освітлення, які реалізуються при використанні монохроматора, а коефіцієнт відбиття світла від тилової поверхні значний ($\sim 0,7$). Якщо ж не врахувати відбиття світла від тилової поверхні, то розрахунковий максимум лежить лівіше експериментального значення.

На вставці до рис. 4 зображено теоретичні спектральні залежності струму короткого замикання

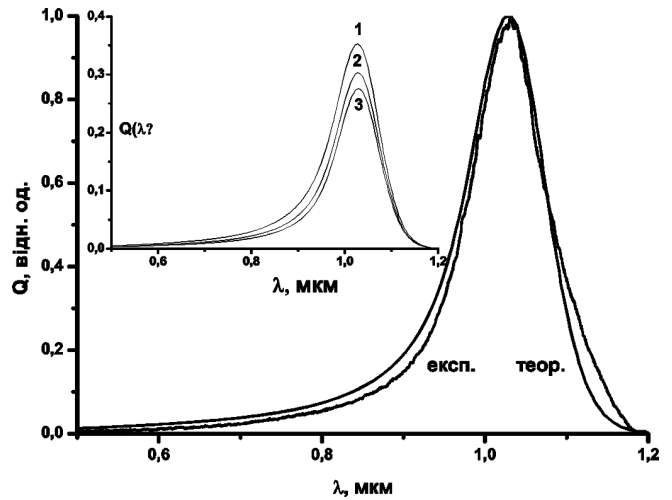


Рис. 4. Нормовані на значення в максимумі експериментальні та теоретичні спектральні залежності квантового виходу СЕТМ та його абсолютні величини при різних величинах L (див. вставку). Використані при побудові параметри: $R_d = 0,7$, $S^* = 7 \cdot 10^4$ см/с, $L = 250$ мкм. При побудові вставки використано ті ж значення R_d та S^* , L , мкм: 1 – 500, 2 – 250, 3 – 500

при варіації значень довжини дифузії L . Як видно з вставки, при збільшенні довжини дифузії положення максимуму $J_{SC}(\lambda)$ практично не змінюється, однак зростає величина J_{SC} у максимумі.

4. Товщинні залежності фотоенергетичних параметрів СЕТМ

Теоретичні товщинні залежності таких фотоенергетичних параметрів, як струм короткого замикання I_{SC} , напруга розімкненого кола V_{OC} та ефективність фотоперетворення η СЕТМ моделювали, зокрема, в роботах [9–11]. Найбільш істотно на ефективність фотоперетворення СЕТМ впливає товщинна залежність струму короткого замикання. Як показано в роботі [11], у випадку, коли $d < L$, товщинна залежність густини струму короткого замикання СЕТМ J_{SC} за умови повного вловлювання світла визначається з виразу

$$J_{SC} \cong \frac{J_{gen}}{1 + S^*d/D_a}, \tag{10}$$

де J_{SC} – густина струму генерації у кремнієвому СЕТМ для визначених умов освітлення, а D_a – біполярний коефіцієнт дифузії.

Якщо ж реалізується лінійність відносно надлишкової концентрації електронно-діркових пар, тобто справджується нерівність $\Delta p(x = w) < n_0$, де n_0 –

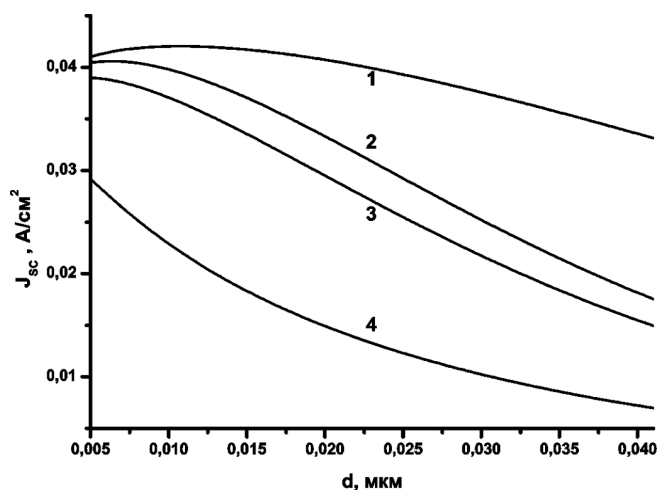


Рис. 5. Розрахункові товщинні залежності струму короткого замикання СЕТМ в умовах АМ0. Використані при побудові параметри: $R_d = 0, 7, L, \text{ мкм}, S^*, \text{ см/с}$: 1 – 500, 10; 2 – 250, 10; 3 – 250, 10^2 ; 4 – 250, 10^3

рівноважна концентрація основних носіїв заряду в базі СЕТМ, то за умови врахування відбиття світла від фронтальної поверхні та неповного його поглинання в напівпровіднику можна розрахувати густину струму короткого замикання в СЕТМ, використовуючи вираз (3). Зокрема, для умов АМ0, коли з гарною точністю можна апроксимувати сонячний спектр випромінюванням абсолютно чорного тіла з температурою 5800 К, при кімнатній температурі для густини струму короткого замикання кремнієвого СЕ, справедливий такий вираз:

$$J_{SC} \cong 0,656 \int_0^{1,13} \frac{(1 - R_s(\lambda))Q(\lambda)}{\lambda^4(\exp(2,494/\lambda) - 1)} d\lambda, \quad (11)$$

де $R_s(\lambda)$ – коефіцієнт відбиття світла від фронтальної поверхні, довжина хвилі освітлення λ вимірюється в мкм, а густина струму – в А/см^2 .

На рис. 5 наведено теоретичні залежності густини струму короткого замикання СЕТМ від товщини d , отримані з використанням виразу (11) для випадку, коли $R_s(\lambda) = 0, 1$. Як видно з рис. 5, при достатньо малих значеннях S^* дані залежності мають максимум (див. криві 1, 2), який реалізується при менших значеннях d тоді, коли величина S^* більша, а довжина дифузії менша. Наявність максимуму в даному випадку пов'язана з конкуренцією двох процесів. Так, при зменшенні товщини зменшується сумарна рекомбінація у квазінейтральному об'ємі, завдяки чому величина J_{SC} повинна зростати, однак при цьому зменшується і кількість генерованих сонячним

світлом електронно-діркових пар внаслідок меншого поглинання, що сприяє зменшенню J_{SC} . Залежно від того, який з вказаних чинників домінує, матимемо зростання або спадання струму короткого замикання при зменшенні товщини. Проте у випадку великих S^* , коли втрати, пов'язані з поверхневою рекомбінацією домінують, ділянка зменшення J_{SC} при зменшенні d відсутня (крива 4). У цьому випадку струм короткого замикання зростає при зменшенні товщини навіть при дуже малих товщинах ($\sim 10 \text{ мкм}$). Це пов'язано з тим, що під час зменшення товщини за умови $d < L$ більша кількість генерованих пар буде рухатись до тилової поверхні, якій в режимі короткого замикання властива дуже велика "швидкість рекомбінації", і в результаті величина J_{SC} буде зростати.

У випадку повного вловлювання світла, коли для J_{SC} справедливий вираз (10), спад струму короткого замикання при малих значеннях d відсутній, а його значення за умови, коли $d \approx L$, перевищує величину, отриману з виразу (11).

Як було вказано вище, при знаходженні товщинної залежності ефективності фотоперетворення СЕТМ η остання в основному визначається залежністю $J_{SC}(d)$. Тому для СЕ одиничної площі можна записати для умов АМ0:

$$\eta_{AM0} \approx J_{SC}(d)V_{OC}FF/0,135, \quad (12)$$

де FF – чинник заповнення ВАХ, а $0,135 \text{ Вт/см}^2$ – потужність освітлення в умовах АМ0.

Слід зазначити, що у спектральних умовах АМ1,5 формула (12) трансформується у вираз

$$\eta_{AM1,5} \approx 0,8 J_{SC}(d)V_{OC}FF/0,1, \quad (13)$$

де враховано зменшення граничного струму короткого замикання та потужності освітлення в умовах АМ1,5.

На рис. 6 наведено експериментальні товщинні залежності ефективності фотоперетворення для зразків СЕТМ першої та другої партій при кімнатній температурі для умов АМ1,5. Теоретичні залежності $\eta(d)$ розраховані з використанням (13), тобто в них враховували лише товщинну залежність $J_{SC}(d)$, визначену з використанням (10), а для V_{OC} та FF брали усереднені значення. Як видно з рис. 6, експериментальні товщинні значення ефективності фотоперетворення узгоджуються з розрахунковими, що й виправдовує врахування в (13) лише товщинної залежності $J_{SC}(d)$. Слід зауважити, що узгодження досягнуто при використанні довжин дифузії для зразків першої та другої

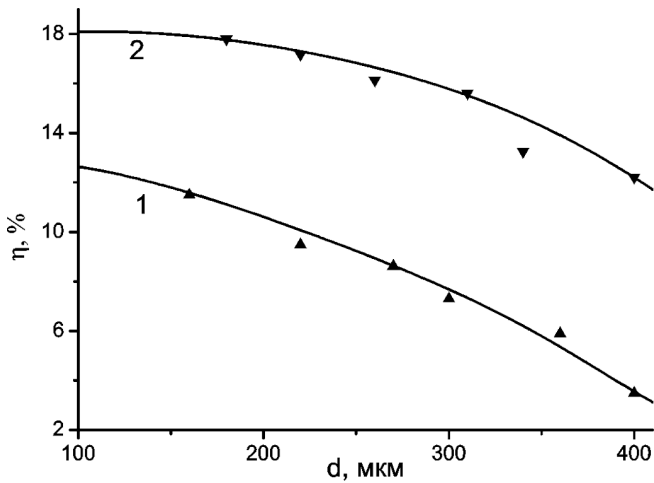


Рис. 6. Експериментальні та теоретичні товщинні залежності ефективності фотоперетворення СЕТМ в умовах АМ1,5 для зразків першої (1) та другої (2) партій. Точки – експериментальні залежності, суцільні лінії – теоретичні залежності. Використані при побудові параметри: $R_d = 0,7$, L , мкм; S_0 , см/с; d_0 , мкм: 1 – 500, 70, 70; 2 – 250, 350, 40

партій, які були визначені з використанням виразу (8) (див. рис. 3).

Крім того, виявилось, що узгодження між експериментальними та теоретичними залежностями $\eta(d)$ можна досягти лише у припущенні, що ефективна швидкість поверхневої рекомбінації залежить від товщини, а саме вважали, що вона змінюється за законом

$$S^*(d) = S_0 \exp\left(\frac{d - d_{\max}}{d_0}\right), \quad (14)$$

де d_0 – параметр, який визначає зменшення S^* зі зменшенням товщини.

Незважаючи на малі початкові значення η для зразків першої партії при $d = 400$ мкм, що пов'язано з недостатньо великою довжиною дифузії, при потонненні досліджуваного зразка до товщини 160 мкм та мінімізації швидкості поверхневої рекомбінації за рахунок створення шару мікропористого кремнію було реалізовано величини $\eta \approx 12\%$. У зразках другої партії, в яких довжина дифузії вдвічі більша, як видно з рис. 6, при потонненні досягається значення $\eta \approx 18\%$.

5. Висновки

Показано, що експериментальне дослідження товщинних залежностей струму короткого замикання СЕТМ в умовах сильного поглинання світла та їх порівняння з розрахованими теоретично за певних умов

дозволяє визначити як швидкість поверхневої рекомбінації, так і довжину дифузії неосновних носіїв заряду.

Встановлено, що експериментальні спектральні залежності струму короткого замикання досліджених зразків СЕТМ узгоджуються з теоретичними лише при врахуванні ефекту відбивання світла від тилової поверхні. Якщо значення S^* великі, то положення їх максимуму практично не залежить від довжини дифузії L , тоді як величина J_{SC} в точці максимуму відчутно залежить від величини L .

Показано, що в досліджених зразках СЕТМ зі зменшенням товщини ефективність фотоперетворення значно збільшується, причому в роботі досягнуто добре узгодження між експериментальними та теоретичними залежностями $\eta(d)$.

1. D. De Ceuster, P. Cousins, D. Rose, D. Visente, P. Tirones, and W. Mulligan, in *Proc. of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference* (Milan, 2007), P. 816.
2. M.I. Yernaux, C. Battocchio, P. Verlinden, and F. Van De Wiele, *Solar Sells* **13**, 83 (1984).
3. W.P. Mulligan, D.H. Rose, M.J. Cudzinovic, D.M. De Ceuster, K.R. McIntosh, D.D. Smith, and R.M. Swanson, in *Proc. of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference* (Paris, 2004), P. 387.
4. J. Dicker, J.O. Schumacher, S.W. Glunz, and W. Warta, in *Proc. of the 2nd World Conference on Photovoltaic Solar Energy Conversion* (Vienna, 1998), P. 95.
5. T. Nagashima, K. Hokoï, K. Okumura, and M. Yamaguchi, in *Proc. of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference* (Barcelona, 2005), P. 163.
6. А.П. Горбань, В.П. Костильов, А.В. Саченко, О.А. Серба, В.В. Черненко, *Особливості впливу "плаваючих" переходів на ефективність кремнієвих сонячних елементів з тиловою металізацією IV Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-4), Україна, Запоріжжя, 15–19 вересня 2009 р., тези доп.*, **2**, 35 (2009).
7. P. Verlinden and F. Van De Wiele, *Sol. St. Electron.* **26**, 1089 (1983).
8. А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев, И.О. Соколовский, *ФТП* **40**, №8, 909 (2006).
9. Swanson R.M, *Solar Cells* **17**, 85 (1986).
10. P. Verlinden, G. Van De Wiele, F. Floret, and J.P. David, *Proc. IEEE* **75**, 405 (1987).
11. А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костильов, И.О. Соколовский, *ФТП* **41**, № 10 1231 (2007).

Одержано 25.06.10

ЗАВИСИМОСТИ
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
С ТЫЛОВОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИЕЙ ОТ ТОЛЩИНЫ

*А.П. Горбань, В.П. Костылев, А.В. Саченко, О.А. Серба,
И.О. Соколовский, В.В. Черненко*

Р е з ю м е

Экспериментально и теоретически исследованы толщинные зависимости квантового выхода фототока и фотоэнергетических параметров кремниевых солнечных элементов с тыловой металлизацией (СЭТМ). Минимизация скорости поверхностной рекомбинации (СПР) на освещенной поверхности в них достигалась за счет создания слоев микропористого кремния. Предложен метод определения СПР и длины диффузии неосновных носителей заряда из толщинных зависимостей квантового выхода фототока при сильном поглощении света. Выполненные исследования позволили установить, что утончение образцов СЭТМ при условии минимизации СПР позволяет реализовать достаточно большие значения эффективности фотопреобразования. Показано также, что согласование экспериментальных спектральных зависимостей квантового выхода фототока с теоретическими в исследованных СЭТМ может быть достигнуто только при условии учета коэффициента отражения света от тыловой поверхности.

THICKNESS DEPENDENCES OF PHOTOELECTRIC
CHARACTERISTICS OF SILICON BACKSIDE
CONTACT SOLAR CELLS

*A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko, A.A. Serba,
I.O. Sokolovskyi, V.V. Chernenko*

V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(41, Prosp. Nauky, Kyiv 03680, Ukraine;
e-mail: sach@isp.kiev.ua)

S u m m a r y

The thickness dependences of the photocurrent quantum yield and photoenergy parameters of silicon backside contact solar cells (BC SC) are investigated theoretically and experimentally. The surface recombination rate on the irradiated surface was minimized by means of creating the layers of microporous silicon. A method of finding the surface recombination rate and the diffusion length of minority carriers from the thickness dependences of the photocurrent quantum yield under conditions of the strong absorption is proposed. The performed studies allowed us to establish that the thinning of the BC SC samples in the case of minimizing the surface recombination rate gives a possibility to achieve rather high efficiencies of photoconversion. It is also shown that the agreement between the experimental and theoretical spectral dependences of the photocurrent quantum yield can be reached only with regard for the coefficient of light reflection from the backside surface.