
О.В. КОЗИНЕЦЬ, В.А. СКРИШЕВСЬКИЙ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Інститут високих технологій
(Вул. Академіка Глушкова, 42, Київ 03127; e-mail: alk@univ.kiev.ua)

ТЕОРЕТИЧНИЙ АНАЛІЗ ЕФЕКТИВНОСТІ КРЕМНІЄВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ З АМОРФІЗОВАНИМИ ШАРАМИ В ОБЛАСТІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ

УДК 621.383

В роботі показано можливість підвищення ефективності монокристалічних кремнієвих сонячних елементів внаслідок створення аморфізованої бар'єрної структури в області просторового заряду. Позитивний ефект можна досягти за рахунок додаткового поглинання інфрачервоних квантів з енергією меншою, ніж ширина забороненої зони та зменшення темного струму. В наближенніх діодної теорії визначено оптимальні параметри такої структури (висота бар'єра, положення в області просторового заряду).

Ключові слова: сонячний елемент, кремнієвий n^+p -перехід, ефективність, аморфізований шар, інфрачервоне поглинання.

1. Вступ

Одним із фундаментальних факторів, що обмежує граничну ефективність кремнієвих фотоперетворювачів, яка на сьогоднішній час для лабораторних зразків дорівнює 25% [1], є неможливість використання фотонів з енергією меншою, ніж ширина забороненої зони 1,12 еВ. Наприклад, для умов опромінювання AM1,5, кількість таких фотонів становить 38% від загального числа, тому значна частина спектра в інфрачервоній області залишається невикористаною. Досягнення більшої ефективності фотоперетворення вимагає розвивати нові підходи, як то використання домішкового поглинання, сплавів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, створення умов для збільшення оптичного шляху та ін. [2, 3].

Відомо, що інфрачервоне поглинання світла $h\nu < 1,12$ еВ спостерігається в кремнієвих шарах, які мають відхилення в кристалічній структурі (висока концентрація домішок, дефекти, амор-

фні включення) [4–8]. В основі цих фізичних процесів лежить явище домішкового фотовольтаїчного ефекту за участю системи глибоких енергетичних рівнів в забороненій зоні кремнію для двоступеневої генерації електронно-діркової пари. Такі глибокі рівні виникають внаслідок імплантації певних елементів (C, Ge, S, Si, Er, Yb) та часткової аморфізації монокристалічного кремнію [9, 10]. Зауважимо, що сучасні технології іонної імплантації та молекулярно-променевої епітаксії дозволяють створювати структури із заданими параметрами модифікації, які можна варіювати в широкому діапазоні.

З аналізу літературних даних можна виділити два основних підходи з означеної проблематики. В рамках першого підходу розглядають створення “протяжних” імплантованих субструктур в емітері, області просторового заряду або базі кремнієвих фотоперетворювачів. Теоретичні розрахунки допускають, наприклад, зростання коефіцієнта корисної дії на 1,5–2% для структур з домішками Te, рівномірно розподіленими в базі елемента [11–12]. Однак, за експериментальними дани-

© О.В. КОЗИНЕЦЬ, В.А. СКРИШЕВСЬКИЙ, 2015

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2015. Т. 60, № 7

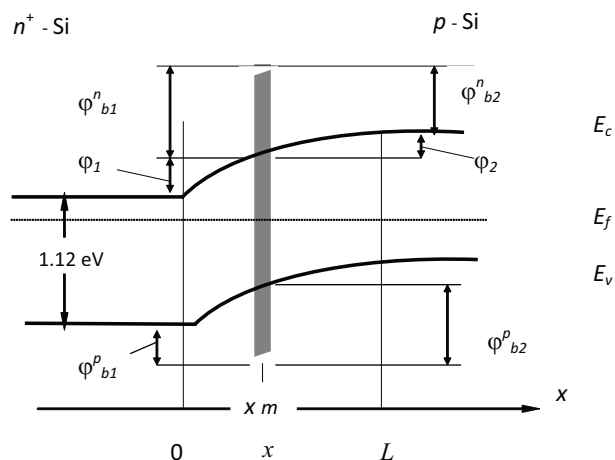


Рис. 1. Енергетична діаграма p - n -переходу із модифікованим шаром в області просторового заряду в рівноважному стані

ми, ефект розширення спектральної чутливості в області $h\nu < 1,12$ eV та збільшення струму короткого замикання завжди супроводжує небажане збільшення темного струму [13]. Внаслідок виникнення великої концентрації локальних станів в забороненій зоні виникає проблема пошуку компромісу між позитивним впливом додаткової фотогенерації та негативним впливом додаткових рекомбінаційних втрат. В рамках другого підходу [4–8] розглядають “тонкі” (шириною кілька десятків нанометрів, що відповідає довжині дифузії аморфізованого кремнію) субструктури, створені, зокрема, в області просторового заряду. В такій конфігурації вбудоване електричне поле переходу може зменшити вплив рекомбінаційних процесів та сприяти розділенню електронно-діркових пар всередині шару. Позитивний ефект полягає також і у зменшенні темного струму, навіть для аморфізованих шарів які характеризуються малим часом життя [7]. Важливою умовою реалізації цих підходів є застосування оптичних схем або конфігурацій елементів, які забезпечують багатократні проходи світлового потоку через сонячний елемент наприклад, використовуючи брегівські дзеркала [14]. Необхідно відзначити, що утворення кремнієвих кластерів в області дефектного шару може викликати додаткове розсіяння світла і збільшувати оптичний шлях незалежно від використання зовнішніх оптичних систем [15, 16].

Очевидно, що локальна аморфізація монокристалічного кремнію призводить до виникнення додаткових потенціальних бар’єрів в силу зміни легування та флуктуації ширини забороненої зони. Тому умови транспорту носіїв в таких структурах суттєво змінюються. Навіть у випадку високо-ефективної інфрачервоної генерації носіїв у “тонкій” субструктурі, ключовим питанням залишається збереження характеристик базового елемента на максимально можливному рівні. В запропонованій роботі проаналізовано випадок, коли тонкий аморфізований шар розміщено в різних точках області просторового заряду кремнієвого переходу та розглянуто особливості формування струму короткого замикання та напруги холостого ходу в такій системі. Метою роботи є визначення параметрів модифікованого шару (висота бар’єра, положення в області просторового заряду), які забезпечують зростання основних характеристик ефективності перетворення. Отримані результати можуть бути корисними для експериментальних досліджень таких кремнієвих фотоперетворювачів.

2. Модель

Розглянемо енергетичну діаграму асиметричного кремнієвого n^+ - p -переходу з модифікованим шаром всередині області просторового заряду, рис. 1. Для такого переходу область просторового заряду майже повністю розміщена в базовій p -області. Залежність її товщини $L(V)$ від прикладеної напруги V запишемо у вигляді:

$$L(V) = L\sqrt{(\varphi_0 - eV)/\varphi_0}, \quad (1)$$

де L – рівноважна товщина області, φ_0 – висота потенціального бар’єра.

Залежність потенціалу від координати x та напруги в області просторового заряду визначимо як:

$$\varphi(x, V) = (\varphi_0 - eV) \left(1 - \frac{x}{L(V)}\right)^2. \quad (2)$$

Аморфну складову модифікованого шару розглядатимемо в подальшому, як напівпровідник з певним розподілом локалізованих станів в забороненій зоні, величина якої дорівнює 1,8–2,4 eV. Припустимо, що такий модифікований шар створено в деякій точці x_m , а його товщина d невелика порівняно з L . Якщо знехтувати падінням напруги на

самому шарі, частини загальної напруги V , зліва V_1 та зправа V_2 від x_m , запишемо як:

$$eV_2 = \varphi(x_m, 0) - \varphi(x_m, V), \quad V_1 = V - V_2. \quad (3)$$

У рамках наближень діодної теорії, вважають що носії заряду проходять область просторового заряду без зіткнень з атомами кристалічної ґратки [17, 18], тому вплив такого шару можна врахувати через зміну надбар'єрних потоків з емітерної та з базової областей. В свою чергу, надбар'єрні потоки визначаються кількістю носіїв, які рухаються в напрямку потенціального бар'єра і мають достатню енергію, щоб його подолати. Для аналізу процесів переносу струму доцільно використати відомі розв'язки рівнянь неперервності в квазінейтральних областях із видозміненими крайовими умовами [19]. Такий підхід дозволяє безпосередньо застосувати результати теорії Шоклі до нашої системи.

Визначимо струм короткого замикання (фото-струм для $V = 0$), у випадку опромінювання структури світлом з довжиною хвилі λ та спектральною густиною $F(\lambda)$. На відміну від звичайного $n^+ - p$ -переходу, наявність додаткової бар'єрної структури призводить до ситуації, коли концентрації фотогенерованих електронів в перерізі $x = L$ та дірок у перерізі $x = 0$ не можна вважати рівними нулю. Врахуємо, що в базовій області фотострум формують лише ті електрони, які рухаються в напрямку потенціального бар'єра φ_{b2}^n і мають відповідну енергію. Використавши відомий розв'язок рівняння неперервності з урахуванням фотогенерації, знайдемо розподіл концентрації електронів $n(x)$ та струм короткого замикання $j_b(\lambda)$. Необхідну граничну умову отримаємо, прирівнюючи потоки $\frac{1}{4}v_n(n(L) - n_p)\exp(-\varphi_{b2}^n/kT)$ та $D_n \frac{dn}{dx}$, де $n(L)$ – концентрація електронів в перерізі $x = L$, n_p – рівноважна концентрація електронів в базі, D_n – коефіцієнт дифузії електронів, v_n – їх теплова швидкість, k – стала Больцмана, T – температура (така гранична умова еквівалентна введенню кінцевої швидкості рекомбінації). Остаточно знаходимо, що в перерізі $x = L$:

$$j_b(\lambda) = \frac{j_b^0(\lambda)}{1 + \frac{j_{sn}}{f_n}}, \quad (4)$$

де $j_b^0(\lambda)$ та j_{sn} – струм короткого замикання та струм насичення базової області $n^+ - p$ -переходу,

$f_n = \frac{1}{4}ev_n n_n \exp(-(\varphi_1 + \varphi_{b1}^n)/kT)$, n_n – рівноважна концентрація електронів в емітері, e – заряд електрона.

Аналогічно, розглядаючи рух фотогенерованих дірок у напрямку бар'єра φ_{b1}^p , можна знайти розподіл їх концентрації $p(x)$ і вираз для струму короткого замикання емітерної області $j_e(\lambda)$ в перерізі $x = 0$. Відповідну граничну умову визначаємо, прирівнюючи потоки $\frac{1}{4}v_p(p(0) - p_n)\exp(-\varphi_{b1}^p/kT)$ та $-D_p \frac{dp}{dx}$, де p_n – рівноважна концентрація дірок в емітері, D_p – коефіцієнт дифузії дірок, v_p – їх теплова швидкість. Остаточно знаходимо, що в перерізі $x = 0$:

$$j_e(\lambda) = \frac{j_e^0(\lambda)}{1 + \frac{j_{sp}}{f_p}}, \quad (5)$$

де $j_e^0(\lambda)$ та j_{sp} – струм короткого замикання та струм насичення емітерної області $n^+ - p$ -переходу, $f_p = \frac{1}{4}ev_p p_p \exp(-(\varphi_2 + \varphi_{b2}^p)/kT)$, p_p – рівноважна концентрація дірок в базі.

Процеси поглинання світла та генерації носіїв безпосередньо в області просторового заряду формують дрейфову компоненту струму короткого замикання $n^+ - p$ -переходу. Порівнюючи із вихідним значенням, дрейфова компонента, очевидно, може зменшуватися. Причиною цього є накопичення фотогенерованих носіїв у потенціальних ямах зліва $x < x_m$ і зправа $x > x_m$ від аморфізованого шару та, як наслідок, зростання рекомбінаційних втрат. Результати досліджень α -Si:H/c-Si гетероструктурних кремнієвих фотоперетворювачів з надтонкими шарами α -Si:H [20–22] дозволяють припустити, що для бар'єрів φ_{b2}^p , φ_{b1}^n менших, ніж 0,45 еВ такі рекомбінаційні втрати можуть бути несуттєві. Числове моделювання з урахуванням впливу локальних станів межі поділу свідчить, що фотострум практично не змінюється, якщо величина електричного поля поблизу інтерфейсу забезпечує деяку граничну концентрацію фотогенерованих носіїв [22]. Для більших бар'єрів можлива небажана акумуляція носіїв у потенціальних ямах та випрямлення зон в околі x_m . Ймовірно, що дрейфова компонента зазнає мінімальних змін, коли більша частина носіїв “долає” додаткові бар'єри аморфізованого шару внаслідок термоелектронної емісії або за участю локальних станів. Максимально можливий фотострум в цій області запишемо у

вигляді:

$$j_{scr}(\lambda) = eF(\lambda)(1 - R(\lambda)) \times \exp(-\alpha(\lambda)W_n) [1 - \exp(-\alpha(\lambda)L)], \quad (6)$$

де $\alpha(\lambda)$ – коефіцієнт поглинання в кремнії, $R(\lambda)$ – коефіцієнт відбиття від фронтальної поверхні, W_n – товщина емітерної області.

Додатковий струм, пов'язаний з поглинанням інфрачервоного випромінювання, визначимо за формулою:

$$j_m = eF(\lambda)(1 - R(\lambda))\alpha_m(\lambda)d, \quad (7)$$

де $\alpha_m(\lambda)$ – коефіцієнт поглинання в модифікованому шарі.

У виразі (3) взято до уваги, що для вибраної d всі фотогенеровані у модифікованому шарі носії розділяються полем області просторового заряду. Густина струму короткого замикання є сумою чотирьох компонент визначених формулами (4)–(7).

З наведених міркувань випливає, що фотострум в режимі $V \neq 0$ залежить від прикладеної напруги. Дійсно, для формування дифузійних компонент фотоструму електрони базової області та дірки емітерної області повинні подолати потенціальні бар'єри, відповідно, $\varphi_{b2}^n \pm eV_2$, та $\varphi_{b1}^p \pm eV_1$, а розподіл електричного поля в області просторового заряду впливає на формування дрейфової компоненти.

Для визначення напруги холостого ходу в подальшому будемо використовувати залежність густини темного струму від прикладеної напруги в структурі $j(V)$. Детальний її розрахунок у випадку, коли аморфізований шар залишається в межах області просторового заряду $x_m < L(V)$, подано в роботі [19]. Наведемо основні фактори, які зумовлюють виникнення темного струму в режимі прямого зміщення V . Розглянемо, наприклад, особливості формування інжекційного струму електронів в p -області. Якщо перенесення струму не порушує функцію розподілу носіїв за енергіями, потік електронів в перерізі $x = L$ дорівнює різниці між числом електронів, які рухаються з емітерної області $\frac{1}{4}v_n n_n \exp(-(\varphi_1 + \varphi_{b1}^n - eV_1)/kT)$, та числом електронів, які рухаються з базової області $\frac{1}{4}v_n n(L) \exp(-(\varphi_{b2}^n + eV_2)/kT)$. З іншого боку, градієнт концентрації неосновних носіїв $D_n \frac{dn}{dx}$, визначає дифузійний потік електронів в тому самому

перерізі $x = L$. Таким чином, використавши відомий розв'язок рівняння неперервності, знаходимо розподіл концентрації інжектованих електронів та струм базової області.

Інжекційний струм дірок в емітерну область знаходимо за аналогічним методом “зшивання” потоків. Для цього необхідно прирівняти потік $(\frac{1}{4}v_p p_p \exp(-(\varphi_2 + \varphi_{b2}^p - eV_2)/kT) - \frac{1}{4}v_p p(0) \times \exp(-(\varphi_{b1}^p + eV_1)/kT))$ та потік $-D_p \frac{dp}{dx}$ в перерізі $x = 0$.

Остаточно, густина темного струму $j(V)$, як сума густини інжекційного струму електронів в базу для $x = L$ та густини інжекційного струму електронів в емітер для $x = 0$, становить:

$$j(V) = j_o \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right), \quad (8)$$

$$j_o = \frac{j_{sn}}{1 + j_{sn}/f_n} + \frac{j_{sp}}{1 + j_{sp}/f_p},$$

де $f_n = \frac{1}{4}ev_n n_n \exp(-(\varphi_1 + \varphi_{b1}^n + eV_2)/kT)$, $f_p = \frac{1}{4}ev_p p_p \exp(-(\varphi_2 + \varphi_{b2}^p + eV_1)/kT)$.

У випадку тунелювання носіїв через аморфізований шар ($d < 10$ нм) у формулах (4), (5), (8) слід використовувати інші значення f_n та f_p , а саме:

$$f_n = \frac{1}{4}ev_n n_n P_n(V) \exp(-\varphi_0/kT),$$

$$f_p = \frac{1}{4}ev_p p_p P_p(V) \exp(-\varphi_0/kT),$$

де $P_n(V)$ та $P_p(V)$ – коефіцієнти тунельної прозорості [19].

Отже, створення додаткової бар'єрної структури обмежує інжекцію носіїв в квазінейтральні області та приводить до більш складної залежності темного струму переходу від напруги. Отримані аналітичні вирази дозволяють оцінити ефективність фотоперетворення структури для різних параметрів аморфізованого шару та знайти їх оптимальні значення.

3. Результати та їх обговорення

Розглянемо n^+p -фотоперетворювач на основі кремнієвого переходу з типовими параметрами: рівень легування емітера 10^{19} см⁻³, бази – 10^{16} см⁻³, довжина дифузії електронів в базі 200 мкм, довжина дифузії дірок в емітері 0,5 мкм, товщина емітера 0,3 мкм, товщина бази 200 мкм, ширина області просторового заряду $L = 0,6$ мкм. Розрахунки за допомогою програми PC1D свідчать, що в

умовах AM1,5, 0,1 Вт/см² для такої структури напруга холостого ходу $V_{xx} = 0,57$ В ($\varphi_0 = 0,87$ eV), а загальна густина струму короткого замикання $j_{к.з.} = 33$ мА/см². Величина її складається з трьох компонент: 1) 6 мА/см² колектується внаслідок поглинання світла в n^+ -емітері, 2) 22 мА/см² колектується внаслідок поглинання світла в p -базі, 3) 5 мА/см² забезпечує поглинання в області просторового заряду. Проаналізуємо тепер, як змінюються параметри фотоперетворення такого переходу внаслідок введення аморфізованого шару в область просторового заряду.

Розрахунок додаткового фотоструму за формулою (6) свідчить, що величина j_m становить 0,12 мА/см² за один прохід світлового потоку для аморфізованого шару товщиною $d = 45$ нм (коєфіцієнт поглинання $\alpha_m(\lambda) = 10^2$ см⁻¹ в діапазоні 0,5 eV < $h\nu$ < 1,12 eV). Відповідно, за умови 100 проходів із застосуванням зовнішньої оптичної системи або резонаторної структури для інфрачервоного опромінювання, її можна підвищити до 1,2 мА/см². Для розрахунку j_m було використано апроксимацію розподілу спектральної потужності сонячного світла з PC1D.

Залежності густини фотоструму, який “збирається” з емітерної та базової областей від положення модифікованого шару для різних висот бар’єра, формули (4), (5), наведено на рис. 2, 3, відповідно. Більш швидке зменшення фотоструму емітерної області порівняно із зменшенням фотоструму базової області можна пояснити суттєвою різницею величин струмів насичення цих областей у асиметричному n^+p -переході (j_{sn} значно більший, ніж j_{sp}).

Для фіксованої величини φ_{b1}^n наближення модифікованого шару до базової області викликає зменшення фотоструму бази, аналогічно, для фіксованої φ_{b2}^p наближення до емітерної області – зменшення фотоструму емітера. З отриманих графіків також випливає, що для невеликих бар’єрів φ_{b2}^p , φ_{b1}^n (0,3–0,4 eV) фотоструми практично не змінюються в деякому діапазоні значень x_m , або їх зменшення можна компенсувати за рахунок додаткової фотогенерації в модифікованому шарі. Так, наприклад, у випадку незмінної величини фотоструму області просторового заряду, для $\varphi_{b2}^n = \varphi_{b1}^p = 0,3$ eV оптимальний проміжок є $0,2L < x_m < 0,6L$; для $\varphi_{b2}^n = \varphi_{b1}^p = 0,4$ eV $0,3L < x_m < 0,4L$. У “граничному” випадку $\varphi_{b2}^n = \varphi_{b1}^p = 0,45$ eV оптимальне

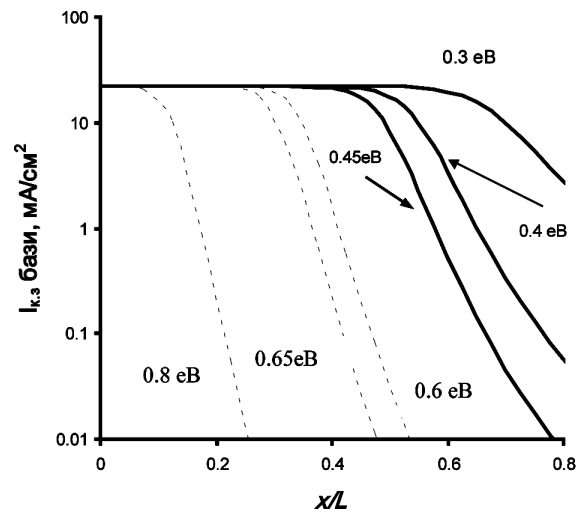


Рис. 2. Залежності густини фотоструму, який колектується з бази від положення модифікованого шару, для різних величин φ_{b1}^n

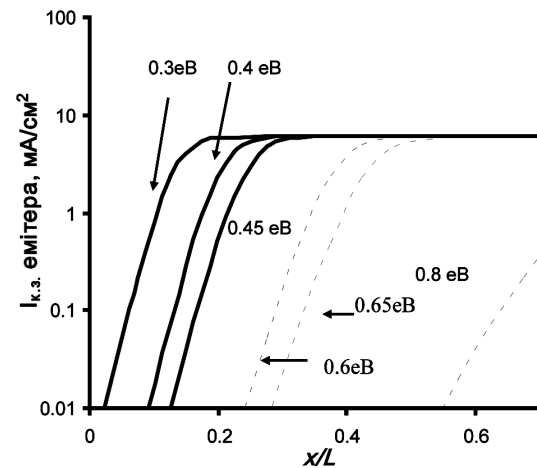


Рис. 3. Залежності густини фотоструму, який колектується з емітера від положення модифікованого шару, для різних величин φ_{b2}^p

положення модифікованого шару близьке до точки $x = 0,4L$, рис. 4. Зауважимо, що більші висоти бар’єра φ_{b2}^n , φ_{b1}^p (0,45–0,9 eV) призводять до суттєвої деградації параметрів фотоперетворення вихідної n^+p -структури, тому розгляд внеску додаткової генерації в модифікованому шарі втрачає сенс. Таким чином, ефект збільшення струму короткого замикання становить 1–2%. За інших однакових умов, вибір модифікованого шару із більшою величиною $\alpha_m(\lambda)$ дозволяє розширити

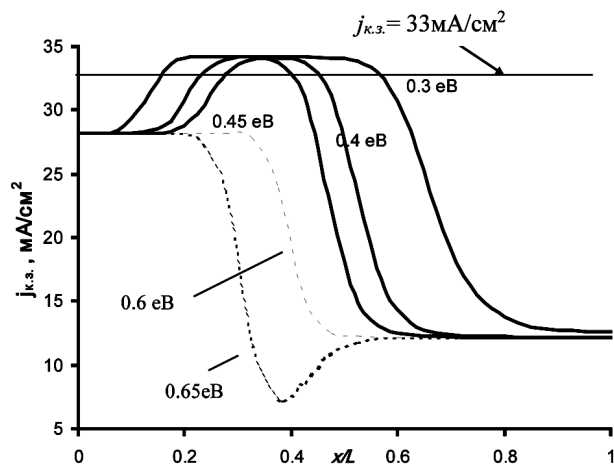


Рис. 4. Залежність густини струму короткого замикання від положення модифікованого шару для різних висот потенціального бар'єра φ_{b2}^p , φ_{b2}^n

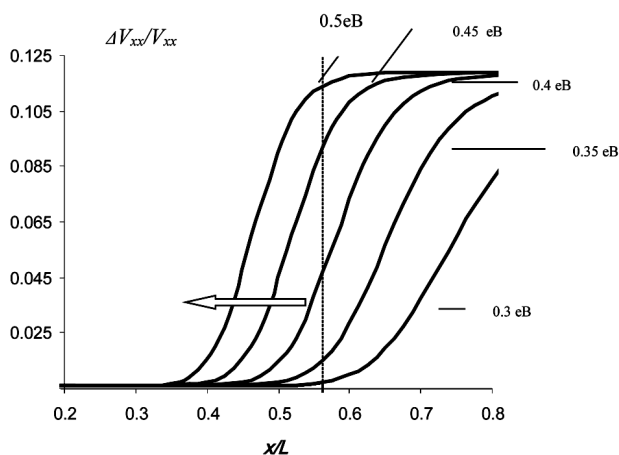


Рис. 5. Відносна зміна напруги холостого ходу від положення аморфізованого шару для різних величин бар'єра φ_{b1}^n . Стрілкою вказано область допустимих значень x_m

допустиму область зміни x_m , в якій відбувається зростання густини струму короткого замикання.

Припустимо, що струм короткого замикання фотоперетворювача принаймні зберігається на вихідному рівні, та оцінимо можливість збільшення V_{xx} за рахунок впливу шару на темнові струми. Для асиметричного n^+p -переходу напруга холостого ходу визначається струмом насичення менш легованої p -області, тому важливо проаналізувати вплив модифікованого шару саме на її темновий струм. У загальному випадку знаходження величини V_{xx} пов'язано із розв'язанням транс-

цендентного рівняння. Однак, уникнувши суттєвої похибки, використаємо спрощений вираз $V_{xx} = (nkT \ln(j_{k.z.}/j_0 + 1))/e$, де j_0 задаємо формулою (8). На рис. 5 показано криві відносного збільшення напруги холостого ходу для випадку, коли додатковий потенціальний бар'єр впливає на струм насичення бази. Для такого випадку можна збільшити V_{xx} на 10% без виходу модифікованого шару за межі області просторового заряду. Плато на кривих на рис. 5 зумовлено впливом незмінної величини струму насичення емітера. Хоча для великих бар'єрів напруга холостого ходу зростає також внаслідок збільшення фактора неідеальності n [19], погіршення форми світлових вольт-амперних характеристик призводить, в кінцевому рахунку, до зменшення ефективності фотоперетворення [19, 23]. Додатковим фактором, що негативно впливає на форму світлових вольт-амперних характеристик, в такому випадку є залежність фотоструму від напруги.

Як впливає з нашого модельного розгляду, одночасно збільшити струм короткого замикання та напругу холостого ходу переходу є проблематичним в силу однакової фізичної природи впливу бар'єрного шару на світлові та темнові струми. Однак принципово можливо збільшити струм короткого замикання не змінюючи напругу холостого ходу (та навпаки) у випадку вибору оптимальних параметрів модифікованого шару.

Для практичної реалізації ефективних структур такого типу важливо забезпечити максимальну кількість проходів світла через активну область елемента, вести пошук технологічних можливостей підвищити коефіцієнт поглинання інфрачервоних квантів [24, 25] та контролювати рекомбінаційні характеристики інтерфейсів модифікованого шару, в тому числі із використанням ефектів польової пасивації [21, 26, 27].

4. Висновки

В наближеннях діодної теорії проаналізовано особливості протікання струму та визначено оптимальні параметри модифікованого шару в області просторового заряду асиметричного кремнієвого n^+p -переходу. Показано принципову можливість збільшити фотострум за рахунок поглинання квантів з енергією $h\nu < 1,12$ eV в модифікованому шарі та можливість зменшити темнові струми

внаслідок впливу додаткових потенціальних бар'єрів цього шару. Максимальне збільшення густини струму короткого замикання може становити 1–2%, а напруги холостого ходу – 10–12%.

1. M.A. Green, *Progr. Photovolt. Res. Appl.* **17**, 320 (2009).
2. M.A. Green, *Third Generation Photovoltaics: Advanced Solar Energy Conversion* (Springer, New York 2003).
3. A. Luque, *J. Appl. Phys.* **110**, 031301 (2011).
4. Z.T. Kuznicki and M. Ley, *Solar Energy Mater. Solar Cells* **72**, 613 (2002).
5. Z.T. Kuznicki, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4853 (2003).
6. M. Hossatt, M. Basta, A. Sieradski, and Z.T. Kuznicki, *Proc. SPIE* **8065**, 806508 (2011).
7. Z.T. Kuznicki, J.C. Muller, and M.A. Lipinski, in *Proceeding of the 23rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference (Louisville, USA, 1993)*, p. 327.
8. D. Macdonald, K. McLean, J. Mitchel *et al.*, in *Proceeding of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference (Paris, France, 2004)*, p. 88.
9. M.J. Keevers, F.W. Saris, and M.A. Green, in *Proceeding of the 13th European Photovoltaic Solar Energy Conference (Nice, France, 1999)*, p. 1215.
10. M.J. Keevers and M.A. Green, *J. Appl. Phys.* **75**, 4022 (1994).
11. P. Harder and P. Wurfel, in *Proceeding of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference (Paris, France, 2004)*, p. 84.
12. H. Kasai, T. Sato, and H. Matsumura, in *Proceedings of the 26th Photovoltaic Specialists Conference (Anaheim, USA, 1997)*, p. 215.
13. J. Yuan, H. Shen *et al.*, *J. Optoelectr. Adv. Mater.* **5**, 866 (2011).
14. I.I. Ivanov, V.A. Skryshevsky *et al.*, *Renew. Ener.* **55**, 79 (2013).
15. V.A. Skryshevsky and A. Laugier, *Thin Solid Films* **346**, 261 (1999).
16. J. Bruns, W. Seitfer, P. Wawer, and H. Winnicke, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 20 (1994).
17. В.І. Стріха, *Контактні явища в напівпровідниках* (Київ, Вища Школа, 1982).
18. С. Зи, *Фізика напівпровідникових приборів* (Мир, Москва, 1984).
19. О.В. Козинець, В.І. Стріха В.І., З.Т. Кузницький, В.А. Скришевський, *УФЖ* **44**, 1003 (1999).
20. M. Rahmouini, A.P. Datta *et al.*, *J. Appl. Phys.* **107**, 054521 (2010).
21. S. Zhong, X. Hua, and W. Shen, *Trans. Electr. Devic.* **60**, 2104 (2013).
22. V.A. Dao, Y. Lee, S. Kim, J. Cho, Sh. Ahn, and Y. Kim, *J. Electrochem. Soc.* **158**, H11292 (2011).
23. О.В. Козинець в *Тезах третьої міжнародної науково-практичної конференції "Напівпровідникові матеріали, інформаційні технології та фотовольтаїка"* (Кременчук, 2014).
24. O. El Daif, E. Drouard, G. Gomard, A. Kaminski *et al.*, *Opt. Expr.* **18**, 293 (2010).
25. Y. Park, E. Drouard, O. El Daif *et al.*, *Opt. Expr.* **17**, 14312 (2009).
26. O.V. Kozynets and S.V. Litvinenko, *Ukr. J. Phys.* **57**, 1234 (2012).
27. A.I. Manilov, A.M. Veremenko, I.I. Ivanov, and V.A. Skryshevsky, *Physica E* **41**, 36 (2008).

Одержано 26.11.14

А.В. Козинец, В.А. Скришевский

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С АМОРФИЗИРОВАННЫМИ СЛОЯМИ В ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Р е з ю м е

В работе показана возможность повысить эффективность кремниевых солнечных элементов в результате создания аморфизированной барьерной структуры в области пространственного заряда. Положительный эффект может быть достигнут как за счет дополнительного поглощения квантов с энергиями меньшими, чем ширина запрещенной зоны кремния, так и за счет уменьшения темнового тока. В приближениях диодной теории определены оптимальные параметры такой структуры (высота барьера, положение в области пространственного заряда).

A. V. Kozynets, V. A. Skryshevsky

THEORETICAL ANALYSIS OF THE EFFICIENCY OF SILICON SOLAR CELLS WITH AMORPHIZED LAYERS IN THE SPACE CHARGE REGION

S u m m a r y

A possibility to enhance the efficiency of silicon solar cells by creating an amorphized barrier structure in the space charge region has been demonstrated. The positive effect can be achieved owing to the absorption of infrared photons with energies lower than the silicon band gap and a reduction of the dark current. Optimal parameters of this structure (the barrier height and position in the space charge region) are determined in the framework of the diode theory approximation.