

УДК 621.383

Козинець О.В., к.ф.-м.н

Розрахунок фотоструму кремнієвого сонячного елемента з модифікованим шаром

Створення аморфізованого шару в області просторового заряду кремнієвого сонячного елемента на основі p-n переходу може забезпечити зростання фотоструму внаслідок поглинання фотонів з енергією $h\nu < 1.12\text{eV}$. Оптимальні параметри шару визначено на основі числового моделювання та аналітичних розрахунків.

Ключові слова: сонячний елемент, фотострум, шар

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 03680, м. Київ, пр-т. Глушкова 4д, e-mail: alk@univ.kiev.ua

O. V. Kozinets, Ph.D

Calculation of the photocurrent for silicon solar cell based on p-n junction with modified layer

The insertion of amorphized layer within depletion region of silicon p-n junction is shown to increase the photocurrent due to photon infrared absorption $h\nu < 1.12\text{ eV}$. The optimal layer parameters (barrier height, position) were determined with help of numerical modelling and analytical calculation.

Key Words: solar cell, photocurrent, layer.

¹ Taras Shevchenko National University of Kyiv, 03680, Kyiv, Glushkova st., 4d, e-mail: alk@univ.kiev

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Скришевський В.А.

Вступ

Приблизно 38% фотонів в спектрі АМ1,5 мають енергію меншу ніж ширина забороненої зони кремнію 1.12 eV. Один із напрямків пошуку можливостей збільшити ефективність сучасних кремнієвих фотоперетворювачів пов'язаний із додатковим поглинанням квантів сонячного випромінювання з енергією $h\nu < 1.12\text{ eV}$. В основі цього підходу лежить явище домішкового фотовольтаїчного ефекту за участю системи енергетичних рівнів в забороненій зоні кремнію для двоступеневої генерації електронно-діркової пари. Такі рівні можуть виникати внаслідок імплантації певних домішок (C, Ge, S, Te) та часткового розупорядкування атомів монокристалічного кремнію. Однак модифікація початкової структури, як правило, призводить до інтенсифікації рекомбінаційних процесів, які збільшують темновий струм в структурі.

Теоретичні розрахунки допускають зростання коефіцієнта корисної дії на 1.5- 3% для структури з домішками Te, рівномірно розподіленими p-базі [4,5]. Важливою умовою є застосування оптичних схем, що забезпечують сотні проходів світлового потоку через сонячний елемент. В роботі [6] експериментально показано, що повна

модифікація емітерної n-області та області просторового заряду забезпечує фотогенерацію носіїв в інфрачервоній області з невисокою ефективністю. Додатковим небажаним фактором є зростання темнового струму. Як впливає з аналізу [7], ефективність фотогенерації в інфрачервоній області можна збільшити за умов коли модифікований шар створено в області просторового заряду переходу. В такій конфігурації електричне поле "розводить" носії фотогенеровані в дефектному шарі, які уникають рекомбінації та забезпечують додатковий фотострум.

На сьогоднішній день відомі також числові розрахунки структур з тонким (товщиною 10-15 нм) аморфізованим шаром, який створює додатковий потенціальний бар'єр для носіїв струму. Основним параметром таких моделей є час життя носіїв в модифікованому шарі. Можливість збільшити ефективність перетворення автори пов'язують із зменшенням темнового струму, навіть для дуже малих значень часу життя [8,9]. Очевидно, що аморфізація монокристалічного матеріалу внаслідок іонної імплантації призводить до виникнення додаткових потенціальних бар'єрів (за рахунок інтерфейсів n-n⁺) та флуктуації ширини

забороненої зони кремнію. Тому, одночасно зі створенням модифікованого шару, суттєво змінюються умови транспорту носіїв. В запропонованій роботі проаналізовано випадок, коли тонкий аморфізований шар розміщено в області просторового заряду кремнієвого переходу та розглянуто особливості формування фотоструму в такій системі. Метою роботи є визначення параметрів модифікованого шару, які можуть забезпечити зростання густини струму короткого замикання та ефективності перетворення.

Модель

Розглянемо монокристалічний кремнієвий n - p перехід з модифікованим шаром всередині області просторового заряду. Енергетичну модель структури наведено на рис. 1. Припустимо, що аморфізований шар ($E_g = 2 \text{ eV}$) з великою щільністю локальних станів в забороненій зоні, створено в деякій точці x , причому товщина його незначна порівняно з розмірами області просторового заряду $x_2 - x_1 \ll L$. Розрахуємо повну густину фотоструму.

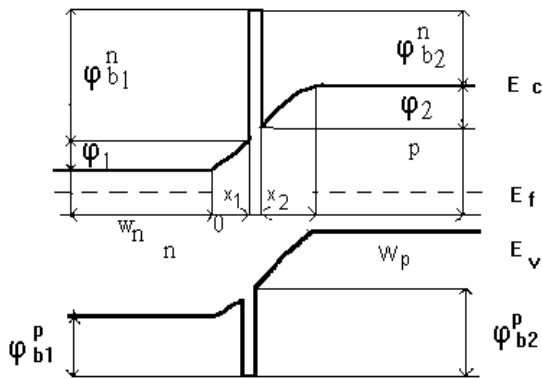


Рис. 1. Зонна діаграма p - n переходу із модифікованим в області просторового заряду.

В [3] на основі аналітичних розв'язків дифузійно-дрейфових рівнянь показано, що фотоструми n -емітера та p -бази, які виникають в результаті поглинання світла з довжиною хвилі λ , змінюються порівняно з вихідними значеннями $j_{em}^o(\lambda)$, $j_{базу}^o(\lambda)$. Вирази для цих струмів можна записати у вигляді

$$j_{em}(\lambda) = \frac{j_{em}^o(\lambda)}{1 + \frac{j_{sp}}{f_p}}, \quad j_{базу}(\lambda) = \frac{j_{базу}^o(\lambda)}{1 + \frac{j_{sn}}{f_n}} \quad (1)$$

де j_{sp} -, j_{sn} - струми насичення емітера та

бази вихідної структури.

В рамках наближень діодної теорії припускають що, носії заряду рухаються в межах області просторового заряду без зіткнень з атомами кристалічної ґратки [2], тому вплив модифікованого шару полягає в зміні співвідношення надбар'єрних потоків з емітера та бази. На основі модифікованих граничних умов можна визначити величини

$$f_p = \frac{1}{4} e v_p p_p \exp(-(\varphi_2 + \varphi_{b21}^p)/kT) \quad \text{та}$$

$$f_n = \frac{1}{4} e v_n n_n \exp(-(\varphi_1 + \varphi_{b12}^n)/kT).$$

В цих формулах v_n та v_p - теплові швидкості електронів та дірок, n_n - рівноважна концентрація електронів в емітері, p_p - рівноважна концентрація дірок у базі, k - стала Больцмана, T - температура, e - заряд електрона. Потенціал в області просторового заряду шириною L для "різкого" переходу, як відомо, можна апроксимувати виразом

$$\varphi = \varphi_0 (1 - \frac{x}{L})^2.$$

Така апроксимація дозволяє визначити величини φ_{b1}^p , φ_{b2}^n для фіксованого положення модифікованого шару та величин потенціального бар'єра які він створює φ_{b2}^p , φ_{b1}^n рис. 1.

Фотогенерація електронно-діркової пари в певній точці переходу супроводжується виникненням струму тільки, якщо і електрон і дірка досягають омичних контактів. Тому, у випадку коли фотогенеровані в області просторового заряду носії "проходять" аморфізований шар або за участю локальних станів або внаслідок тунелювання (товщина шару менше 10 нм), фотострум в цій області можна наближено подати як

$$j_{онз}(\lambda) = e F(\lambda) (1 - R) \exp(-\alpha(\lambda) W_n) [1 - \exp(-\alpha(\lambda) L)], \quad (2)$$

де $F(\lambda)$ - густина потоку квантів у спектральній області $\lambda < 1200 \text{ нм}$, $\alpha(\lambda)$ - коефіцієнт поглинання в кремнії, R - коефіцієнт відбиття від фронтальної поверхні.

Додатковий фотострум, пов'язаний з поглинанням у модифікованому шарі, можна розрахувати за формулою

$$j_{\delta} = F(\lambda) (1 - R) \alpha_{\delta} d, \quad (3)$$

де $F(\lambda)$ - густина потоку квантів у спектральній області $1200 \text{ нм} < \lambda < 2500 \text{ нм}$, $\alpha_{\delta}(\lambda)$ - коефіцієнт поглинання в аморфізованому шарі.

Повна густина струму короткого замикання $j_{к.з}$ є сумою чотирьох означених компонент.

Результати та їх обговорення

Розглянемо вихідну структуру з загальною густиною фотоструму $j_{к.з.} = 33 \text{ мА/см}^2$, яка формується з трьох складових: 6 мА/см^2 колектується з емітера, 22 мА/см^2 колектується з бази та 5 мА/см^2 забезпечується поглинанням в області просторового заряду. Ці значення можна отримати використовуючи аналітичні вирази [1] та апроксимацію для спектрального розподілу кількості квантів, або, безпосереднього, з аналізу просторових розподілів густини електронного та діркового фотострумів, отриманих за допомогою PCID. Розрахунок виконаємо для типових параметрів кремнієвих сонячних елементів: $n_n = N_D = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $p_p = N_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $D_n = 30 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_p = 13 \text{ см}^2/\text{с}$, $v_p = v_n = 10^7 \text{ см/с}$, $W_n = 0.3 \text{ мкм}$, $W_p = 100 \text{ мкм}$. Проаналізуємо, яким чином змінюється густина струму короткого замикання $j_{к.з.}$ внаслідок зміни положення модифікованого шару в умовах освітлення AM1,5.

Оцінимо чисельно додаткову величину густини фотоструму, яка виникає внаслідок поглинання інфрачервоних квантів в модифікованому шарі. Спектральний розподіл потужності сонячного випромінювання апроксимується в програмі PCID у вигляді набору дискретних значень. Це, в свою чергу, дозволяє отримати розподіл кількості квантів $N_i(\lambda_i)$, які падають на одиницю поверхні зразка за одиницю часу ($I_i(\lambda_i) = (hc/\lambda_i) N_i(\lambda_i)$). Беручи до уваги значення коефіцієнта поглинання в аморфному кремнії $\alpha = 10^2 \text{ см}^{-1}$ в діапазоні енергій квантів 0.5-1.1 eV, для шару товщиною $d = 50 \text{ нм}$ величина фотоструму j_δ складає :

$$j_\delta = e \sum_{\lambda=1120\text{нм}}^{\lambda=2450\text{нм}} N(\lambda) \alpha d = 12 \text{ мкА/см}^2 \quad (4)$$

Нескладні обчислення показують, що при створенні ідеальних умов оптичного захоплення внаслідок 100 проходів світлового потоку величина густини додаткового струму складатиме 1.18 мА/см^2 .

Залежності густини фотоструму, який “збирається” з емітера та бази від положення модифікованого шару, розраховані для різних висот бар’єра, наведені на рис. 2. та рис. 3. відповідно. Як вже зазначалося, загальна густина струму короткого замикання $j_{к.з.}$ є сумою чотирьох компонент, її залежність від положення модифікованому шарі та висоти створюваного ним бар’єра ($\phi_{b2}^p = \phi_{b1}^n$) проілюстровано на рис. 4. цих розрахункових кривих можна визначити параметри модифікованого шару, необхідні для отримання

оптимальної величини густини струму короткого замикання. Так, для $\phi_{b2}^p = \phi_{b1}^n = 0.3 \text{ eV}$ оптимальним є положення субструктури в межах від $0.2L$ до $0.6L$. У випадку збільшення висоти бар’єра цей проміжок зменшується і в граничному випадку, коли $\phi_{b2}^p = \phi_{b1}^n = 0.45 \text{ eV}$, оптимальним буде положення шару в точці $0.3L$. Подальше зростання висоти бар’єра, як показують розрахунки, призводить до різкого зменшення струмів, які “збираються” з базової та емітерної областей. В такому випадку немає сенсу розглядати внесок додаткової фотогенерації в модифікованому шарі, оскільки ефективність перетворення вихідної структури зменшується.

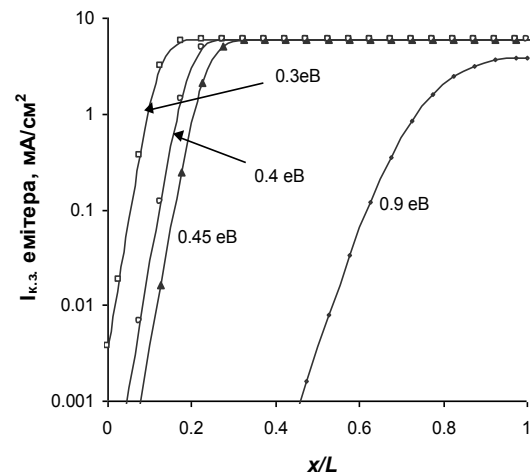


Рис. 2. Залежності густини фотоструму, який колектується з емітера від положення модифікованого шару, для різних величин ϕ_{b2}^p .

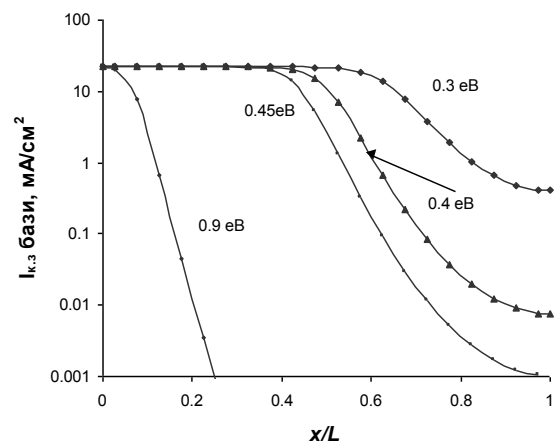


Рис. 3. Залежності густини фотоструму, який колектується з бази від положення модифікованого шару, для різних величин ϕ_{b1}^n .

Окремо розглянемо випадок, коли модифікований шар може впливати на фотострум

області просторового заряду $j_{\text{онз}}$. Така ситуація має місце, наприклад, у випадку низької ефективності обміну носіїв із локальними станами в модифікованому шарі. Будь яке розміщення всередині області просторового заряду $0 < x < L$, очевидно, створює умови для рекомбінаційних втрат внаслідок збирання носіїв в потенціальних “кишенях” зправа та зліва від аморфізованого шару. Можна припустити, що, за додаткової умови $\phi_{bl}^0=0$, оптимальним варіантом розміщення є точка $x=0$.

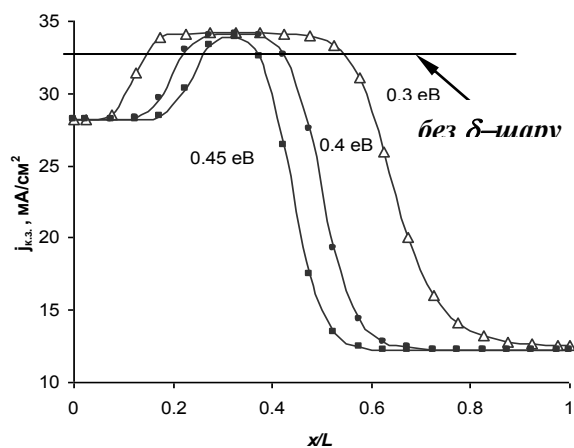


Рис.4. Залежність густини струму короткого замикання від положення δ -шару для різних висот потенціального бар'єра $\phi_{b,r}^0$, $\phi_{b,l}^0$.

Це дозволяє зберегти значення $j_{\text{онз}}$ без змін. Навпаки, аморфізований шар в точці $x=L$ блокує дрейфовий потік дірок з області $x < L$ в p -область переходу та водночас зменшує електронний струм рис 3. Як наслідок, очікуваний внесок інфрачервоної фотогенерації може бути нівельовано. Зауважимо, що додаткові дані для аналізу означеного випадку можна отримати з допомогою числових методів, розглядаючи дифузійно-дрейфові рівняння для області просторового заряду з урахуванням параметрів модифікованого шару.

Висновки

Визначені параметри модифікованого шару (висота потенціального бар'єра, ширина, положення, коефіцієнт поглинання), які можуть забезпечити зростання ефективності фотоперетворення кремнієвих сонячних елементів на основі p - n переходу. Наприклад, для додаткового потенціального бар'єра 0.3 eV, який створюється шаром, оптимальним є його

положення в межах від 0.2 до 0.6 ширини області просторового заряду. Зростання ефективності фотоперетворення досягається при умові, що висота потенціального бар'єра не перевищує 0.45 eV. Ефект збільшення $j_{\text{к.з.}}$ може складати 2% внаслідок додаткового поглинання квантів з енергією $h\nu < 1.12$ eV

Список використаних джерел

1. Sze S. Physic of semiconductor device:(1984)- M.: Mir, -456p (in Russian)
2. Strikha V.I. and G.P. Peka Surface and Contact phenomena in semiconductors (1992).-K.:Lybid,-224p (in Russian)
3. Kozinetz A. V. Physical properties of silicon photodetectors with inserted delta- and psi- layers.-Manuscript. Thesis for a physical and mathematical sciences candidate's degree-2007-153 p
4. Yuan J., Shen H., Zhong F., Deng H. Impurity photovoltaic effect in silicon solar cells doped with tellurium// Optoelectronics and advanced materials, -2011- 5, N 8, - P. 866 – 869.
5. M.J. Keevers, M.A. Green Extended infrared response of silicon solar cells and the impurity photovoltaic effect // Solar Energy Materials and Solar Cells 41/42-1996- -P. 195-204
6. Keevers M.J., Saris F.W., Zhang G.C., Zhao J., Green M. A. Screening of optical dopants in silicon solar cell for improved infrared response // Proc. 13th European Photovoltaic Solar Energy Conf.-Nice-1995-P.1215-1218
7. Kasai H., Sato T., Matsumura H. Study for impurity photovoltaic effect to improve the efficiency of silicon solar cells // Proc. 14th European Photovoltaic Solar Energy Conf.-Barcelona.-1887-P.161-163
8. Kuznicki Z.T., Wu L., Grob J. J., Ventura L. Infrared absorption of a new very high efficiency Si solar cell // Proc. 12th European Photovoltaic Solar Energy Conf.-Amsterdam-1994-P.1056-1059.
9. Kuznicki Z.T., Ley M. A near-IR improvement obtained by Si structural modifications // Proc. 17th European Photovoltaic Solar Energy Conf.-Munich.-2001-P.331-334

Надійшла до редколегії 29.07.13