

ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНІЄВИХ ФОТОЧУТЛИВИХ СТРУКТУР З НЕОМІЧНИМИ ТИЛОВИМИ КОНТАКТАМИ

А.П. ГОРБАНЬ, В.П. КОСТИЛЬОВ, А.В. САЧЕНКО, В.В. ЧЕРНЕНКО

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України

(Проп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail:

apg38@svitonline.com, kost@isp.kiev.ua, sach@isp.kiev.ua)

УДК 621.315.592
© 2009

Проведено детальні дослідження залежностей напруги розімкненого кола від рівня енергетичної освітленості $V_{OC}(P_L)$, спектральних залежностей струму короткого замикання $I_{SC}(\lambda)$ і напруги розімкненого кола $V_{OC}(\lambda)$ зразків кремнієвих фоточутливих структур з немонотонною (з максимумом) залежністю $V_{OC}(P_L)$. Встановлено, що особливості залежностей від рівня енергетичної освітленості зумовлені неомічністю тилового контакту досліджених структур. Запропоновано модельні уявлення про механізми впливу характеристик тилового контакту на процеси генерації, рекомбінації і збирання носіїв заряду в фоточутливих структурах. Показано, що в межах запропонованої моделі має місце кількісне узгодження теоретичних і експериментальних залежностей $V_{OC}(P_L)$ в широкому діапазоні зміни енергетичної освітленості поверхні кремнієвих фоточутливих структур. Показано, що вимірювання залежностей $V_{OC}(P_L)$ і $I_{SC}(P_L)$ необхідно використовувати як додатковий метод характеристики фоточутливих структур, який дозволяє отримати важливу додаткову інформацію про властивості їхніх тилових контактів.

єю, рекомбінацією і збиранням носіїв заряду в фоточутливих структурах, що необхідно враховувати при характеризуванні СЕ. З метою уточнення модельних уявлень стосовно механізмів впливу параметрів неомічного тилового контакту на формування напруги розімкненого кола та струму короткого замикання в роботі проведено комплексні дослідження люксвольтових залежностей $V_{OC}(P_L)$ і спектральних характеристик струму короткого замикання $I_{SC}(\lambda)$ та напруги розімкненого кола $V_{OC}(\lambda)$. Теоретично проаналізовано закономірності формування малосигнальної фото-ерс за наявності шару виснаження на основні носії заряду під металевим електродом на тильній поверхні, проведено зіставлення результатів теоретичного аналізу з експериментальними результатами.

1. Вступ

У роботах [1, 2] було встановлено, що залежності напруги розімкненого кола V_{OC} від енергетичної освітленості поверхні P_L кремнієвих сонячних елементів дифузійно-польового типу (СЕ) в деяких випадках виявляються немонотонними, тобто зі збільшенням P_L напруга V_{OC} спочатку зростає, переходить через максимум, а потім починає зменшуватись. Це пов'язувалось з неомічністю тилового контакту, тобто з існуванням в приконтактній області потенціального бар'єра для основних носіїв заряду.

Дослідження показали, що такі фоточутливі структури з неомічними тиловими контактами мають меншу ефективність фотоперетворення, ніж СЕ з омичними контактами, внаслідок чого їх недоцільно використовувати як СЕ. З іншого боку, неомічність тилового контакту істотно змінює характер протікання нерівноважних процесів, пов'язаних з генерацією,

2. Методика експериментів

Дослідження проведено на кремнієвих фоточутливих структурах із базою p - та n -типу провідності і геометричними розмірами 5×5 мм². Емітерні області створювались за допомогою термічної дифузії легуючих домішок, а фронтальний і тильовий контакти – шляхом магнетронного напилення алюмінію. Контакт до тилової (неосвітленої) поверхні був суцільним, а фронтальний електрод являв собою сукупність вузьких довгих “пальців”, які замикалися на більш широку центральну шину. На фронтальну поверхню було нанесено двошарове антивідбиваюче покриття $\text{Si}_3\text{N}_4 + \text{SiO}_2$. Для порівняння в роботі досліджували також фототехнічні характеристики кремнієвих СЕ зі структурою $p^+ - n - n^+$ або $n^+ - p - p^+$, які мали омичні тильові контакти.

На структурах з омичним або неомічним тиловими контактами досліджувались залежності напруги розімкненого кола від величини енергетичної освітленості в спектральних умовах АМ1,5 при зміні останньої в

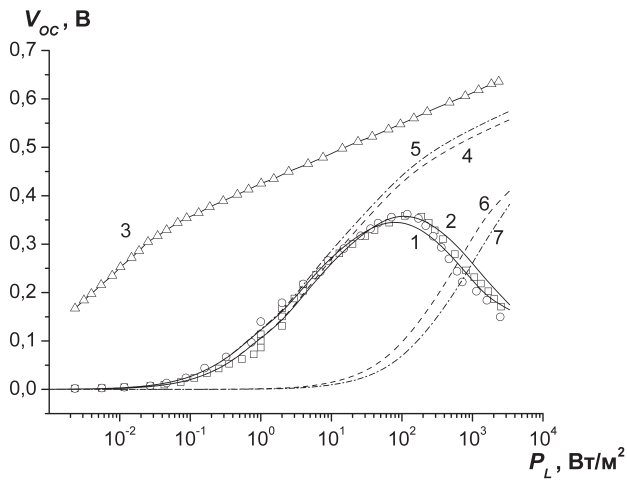


Рис. 1. Залежності напруги розімкненого кола від енергетичної освітленості для зразків кремнієвих фоточутливих структур, виготовлених на основі матеріалу *p*-типу провідності з неомічним (криві 1, 2) і омичним (крива 3) тильовими контактами. Точки – експериментальні дані, лінії для кривих 1 і 2 – результати теоретичного моделювання. Криві 5 та 6 – розраховані значення фото-ерс для освітленої та тильової поверхні зразка 1, а криві 4 та 7 – те саме для зразка 2

широких межах, а також спектральні залежності малосигнальної фото-ерс та фотоструму короткого замикання в діапазоні довжин хвиль 400–1200 нм. Під час проведення спектральних досліджень автоматично підтримувався фіксований рівень енергетичної освітленості поверхні зразка, а спектральні залежності струму і напруги перераховувались на фіксовану густину потоку квантів світла, падаючих на поверхню структури. В процесі фототехнічних і спектральних вимірів використовували атестоване органами Держспоживстандарту України контрольно-вимірювальне устаткування Центру випробувань фотоперетворювачів та батарей фотоелектричних ІФН ім. В.Є. Лашкарьова НАН України.

3. Експериментальні результати

Експериментальні дослідження показали, що в кремнієвих фоточутливих структурах з неомічним тильовим контактом залежності напруги розімкненого кола V_{OC} від величини енергетичної освітленості P_L мають форму кривих з максимумом, рис.1, 2 (кола і квадрати). Така форма характерна для структур, виготовлених на кремнієвих пластинах як *p*-типу провідності (рис.1), так і *n*-типу (рис.2). Для порівняння на кожному з рисунків наведено також залежності $V_{OC}(P_L)$, отримані на зразках СЕ з омичним

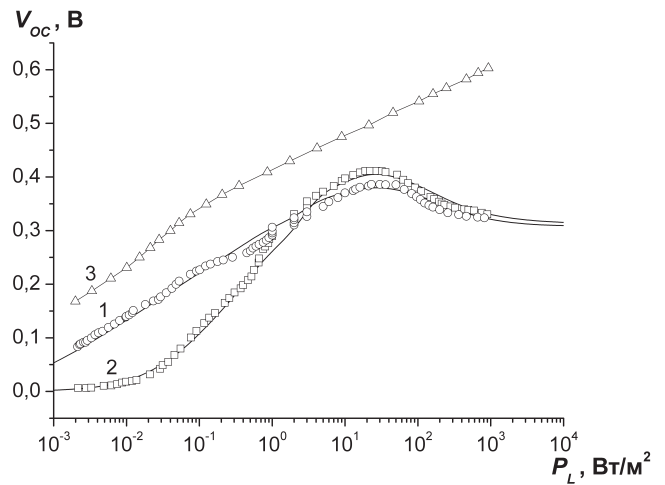


Рис. 2. Залежності напруги розімкненого кола від енергетичної освітленості для зразків кремнієвих фоточутливих структур, виготовлених на основі матеріалу *n*-типу провідності з неомічним (криві 1, 2) і омичним (крива 3) тильовими контактами. Точки – експериментальні дані, лінії для кривих 1 і 2 – результати теоретичного моделювання

ним тильовим контактом (трикутники). Для останніх характерна лінійна залежність напруги розімкненого кола від логарифма енергетичної освітленості з двома нахилами, що узгоджується з відомими теоретичними і експериментальними результатами.

З наведених на рис.1, 2 експериментальних даних видно, що при збільшенні величини енергетичної освітленості P_L напруга розімкненого кола в структурах з неомічним тильовим контактом спочатку монотонно зростає, досягаючи максимальних значень в межах 350–420 мВ при $P_L \sim 10^1$ – 10^2 Вт/м², а потім починає монотонно спадати. Аналогічні залежності спостерігались і на інших структурах з неомічним тильовим контактом, причому максимальні значення V_{OC} лежали в межах від 260 до 420 мВ і спостерігались при таких же рівнях енергетичної освітленості, як і на рис. 1 і 2.

Аналіз нормованих на величину в максимумі та густину падаючих квантів спектральних залежностей струму короткого замикання I_{SC} і напруги розімкненого кола V_{OC} показав, що у випадку структур з базою *n*-типу ці залежності практично збігаються між собою при всіх довжинах хвиль (рис. 3, криві 1, 2). Для таких зразків характерна більш низька як короткохвильова, так і довгохвильова чутливість, порівняно з СЕ з омичним тильовим контактом (рис. 3, крива 3). З іншого боку, у випадку стру-

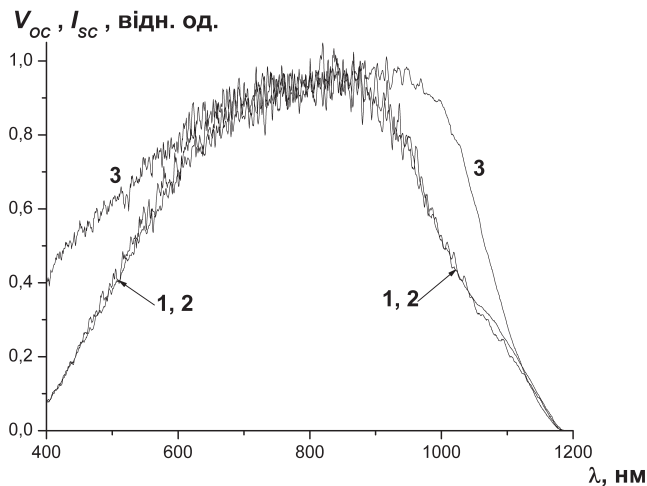


Рис. 3. Нормовані на величину в максимумі і постійну густину потоку падаючих квантів спектральні залежності напруги розімкненого кола (крива 1) і струму короткого замикання (криві 2, 3) для зразків СЕ з неомічним (криві 1, 2) і омичним (крива 3) тильовими контактами, виготовлених на основі кремнію n -типу провідності

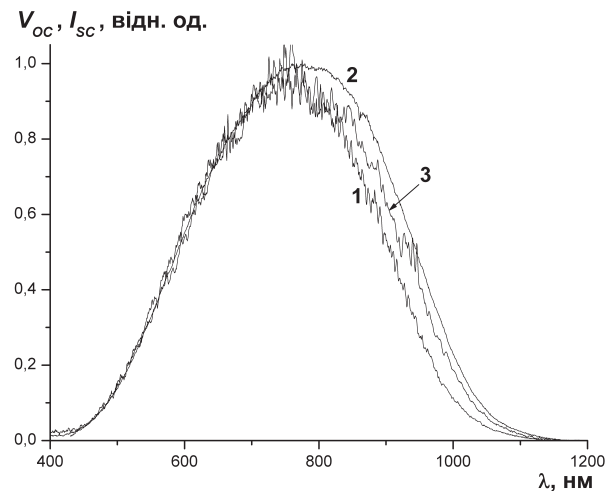


Рис. 4. Нормовані на величину в максимумі і постійну густину потоку падаючих квантів спектральні залежності напруги розімкненого кола при $V_{\max} \sim 0,3$ мВ (крива 1), $V_{\max} \sim 3,5$ мВ (крива 2), а також струму короткого замикання (крива 3) для СЕ з неомічним тильовим контактом, виготовленого на основі кремнію p -типу провідності

ктур з базою p -типу спектральні залежності напруги розімкненого кола і струму короткого замикання збігаються лише в короткохвильовій області спектра (рис. 4, криві 1–3). В довгохвильовій же області форма спектральної залежності напруги розімкненого кола виявляється дещо іншою, ніж струму короткого замикання, причому на неї впливає також рівень енергетичної освітленості (рис. 4, криві 1, 2). Зокрема, при збільшенні величини P_L і напруги розімкненого кола в максимумі від 0,3 до 3,5 мВ короткохвильова чутливість СЕ практично не змінювалась, у той час як довгохвильова помітно зростала (рис. 4). Для таких структур характерною була також більш низька короткохвильова і довгохвильова чутливість, ніж у випадку структур з базою n -типу.

Істотна зміна спектральної залежності фоточутливості СЕ з неомічним тильовим контактом у довгохвильовій області (її зміщення в короткохвильову область) унеможливорює коректне визначення довжини дифузії неосновних носіїв L зі спектральних залежностей малосигнальної фото-ерс або фотоструму, зокрема, методом [3]. Визначені цим методом величини L будуть суттєво занижені, причому величина похибки буде залежати складним чином від параметрів тилового бар'єра, зокрема його висоти.

4. Теоретична модель кремнієвих структур з неомічним тильовим контактом

Під час теоретичного моделювання напруги розімкненого кола в кремнієвих фоточутливих структурах використовують два підходи. Один із них ґрунтується на обчисленні надлишкової концентрації електронно-діркових пар на межі області просторового заряду (ОПЗ) та квазінейтрального об'єму напівпровідника Δn з врахуванням усіх механізмів рекомбінації, зокрема, рекомбінації Шоклі-Ріда-Холла в об'ємі напівпровідника, рекомбінації в приповерхневій ОПЗ та поверхневої рекомбінації. Подібний розрахунок, зазвичай, виконується в умовах порівняно невеликого рівня ін'єкції, коли величина Δn менша за рівноважну концентрацію основних носіїв заряду в базі n_0 . При цьому швидкість об'ємної рекомбінації $V_d = D_p/L_d$ (D_p – коефіцієнт дифузії неосновних носіїв заряду; L_d – їх довжина дифузії) не залежить від рівня ін'єкції, а ефективна швидкість рекомбінації в ОПЗ $V_{SC} = V_{SC}^0 \sqrt{p_0/\Delta n}$ (p_0 – рівноважна концентрація неосновних носіїв заряду в базі) зменшується зі зростанням рівня ін'єкції. Тому її внесок може домінувати лише за достатньо малих рівнів ін'єкції. В останньому випадку напруга розімкненого кола буде зростати вдвічі швидше зі збільшенням рівня ін'єкції, ніж при домінуванні об'ємної чи поверхневої реком-

бінації ($V_{OC} = (2kT/q) \ln(I/p_0 V_{SC}^0)$, де I – темп оптичної генерації електронно-діркових пар).

У випадку великого рівня ін'єкції, коли $\Delta n > n_0$, в рекомбінації крім об'ємної рекомбінації Шоклі-Ріда-Хола та поверхневої рекомбінації можуть брати участь також механізми рекомбінації вищих порядків, зокрема, квадратична та кубічна рекомбінації. Маючи аналітичні залежності темпів квадратичної та кубічної рекомбінації від величини Δn , можна розрахувати залежність величини V_{OC} від рівня ін'єкції і в цьому випадку (див., наприклад, [4]). Перевагою такого підходу є те, що він дозволяє шляхом розв'язування рівняння дифузії надлишкових електронно-діркових пар з відповідними граничними умовами окремо розрахувати внески від освітленої та тилової поверхні в напругу розімкненого кола V_{OC} та отримати її спектральні залежності. Проте в певних умовах, зокрема, при низьких температурах та при малих рівнях ін'єкції рекомбінаційні струми можуть мати тунельну природу. Їх домінування приводить, як правило, до того, що коефіцієнт неідеальності світлових вольт-амперних характеристик (ВАХ) фоточутливої структури стає більшим за двійку. У більшості випадків вдається теоретично розрахувати величину V_{OC} , вважаючи, що світлова ВАХ може бути описана двома складовими частинами струму, одна з яких характеризується коефіцієнтом неідеальності, близьким до 1, а друга – коефіцієнтом неідеальності, рівним A . Напругу розімкненого кола за достатньо високих значень шунтуючого опору тоді можна визначити з рівняння

$$J_{1s} \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}}{kT} \right) - 1 \right) + J_{2s} \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}}{AkT} \right) - 1 \right) = J_{SC}, \quad (1)$$

де J_{1s} та J_{2s} – густини складових частин струму насичення, а J_{SC} – густина струму короткого замикання. Випадок, коли $A=2$ і внесок від другої складової струму в (1) переважає, фактично зводиться до розглянутого вище випадку домінування швидкості рекомбінації в ОПЗ.

Перевагою другого підходу є те, що вводячи коефіцієнт неідеальності A , можна змоделювати величину напруги розімкненого кола і для випадків, коли рекомбінаційний струм має тунельний характер, а не доліком – неможливість отримати спектральні залежності V_{OC} . Відзначимо, що в межах другого підходу можна узагальнити результати першого підходу

на випадок, коли рекомбінаційний струм визначається тунельним механізмом. Справа в тому, що тунельні струми протікають лише в ОПЗ. Тому можна ввести узагальнені ефективні швидкості поверхневої рекомбінації, які враховують як звичайний механізм поверхневої рекомбінації, так і тунельний рекомбінаційний механізм. У випадку довільного рівня ін'єкції для освітленої та тилової поверхні фоточутливої структури можна відповідно записати

$$S_0^* = S_0 + \frac{J_{1s}^0}{q} \left(\left(\frac{\Delta n_0}{p_0} + 1 \right)^{1/A_0} - 1 \right) \Delta n_0^{-1}, \quad (2)$$

$$S_d^* = S_d + \frac{J_{1s}^d}{q} \left(\left(\frac{\Delta n_d}{p_0} + 1 \right)^{1/A_d} - 1 \right) \Delta n_d^{-1}, \quad (3)$$

де індекси 0 та d означають, що відповідні значення ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації S , струмів насичення J_{1s} , надлишкових концентрацій електронно-діркових пар Δn та чинників неідеальності A стосуються, відповідно, освітленої та тилової поверхонь.

Можна переконатись, що коли другі складові в (2) та в (3) домінують у струмі рекомбінації, то напруга розімкненого кола, записана як $V_{OC} = kT/q(\ln(\Delta n/p_0) + 1)$, буде співпадати з виразом $V_{OC} = AkT/q(\ln(J_{SC}/J_{1s}) + 1)$. З іншого боку, при збільшенні величин $A_{0(d)}$ роль других складових в (2) та (3) зі зростанням рівня ін'єкції буде зменшуватись.

5. Результати теоретичного моделювання та їх обговорення

Розглянутий вище підхід дозволяє, в принципі, отримати спектральні та люкс-амперні залежності надлишкової концентрації електронно-діркових пар у кремнієвих фоточутливих структурах та розрахувати напругу розімкненого кола при врахуванні тунельних струмів. Проте, в даному підході кількість параметрів достатньо велика, щоб сподіватися на однозначний розв'язок оберненої задачі. Тому для порівняння теоретичних люкс-вольтових залежностей з експериментальними використаємо таку систему рівнянь:

$$V_{OC} = V_{OC}^0 - V_{OC}^d, \quad (4)$$

$$J_{1s}^0 \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}^0}{kT} \right) - 1 \right) + J_{2s}^0 \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}^0}{A_0 kT} \right) - 1 \right) = J_{SC}, \quad (5)$$

$$J_{1s}^d \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}^d}{kT} \right) - 1 \right) + J_{2s}^d \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}^d}{A_d kT} \right) - 1 \right) = mJ_{SC}, \quad (6)$$

де $m \ll 1$.

Слід відзначити, що використання виразів (4)–(6) при розрахунках V_{OC} можливе в припущенні, що значення J_{1s}^d , J_{2s}^d та m задовольняють умови $J_{1s}^d/m = B_1$ та $J_{2s}^d/m = B_2$, де B_1 та B_2 – фіксовані величини. Тому величину m , яка має фізичний зміст відношення надлишкової концентрації електронно-діркових пар поблизу тилової поверхні Δn_d до надлишкової концентрації електронно-діркових пар поблизу освітленої поверхні Δn_0 , потрібно визначати незалежно. Це можна зробити, якщо відомі товщина структури, значення рекомбінаційних параметрів та спектральний склад світла. Для зразків з базою n -типу під час проведення розрахунків використовували значення $m \approx 4,7 \cdot 10^{-4}$, а для зразків з базою p -типу – $2,3 \cdot 10^{-4}$. Детальніше про умови їх визначення буде сказано нижче.

Значення параметрів теоретичної моделі, за яких було досягнуто узгодження показаних на рис. 1 та 2 експериментальних залежностей $V_{OC}(P_L)$ з теоретичними (криві 1 і 2), наведено в таблиці. Це струми насичення J_{1s}^0, J_{2s}^0 та J_{1s}^d, J_{2s}^d для освітленої та тилової поверхонь першого та другого зразка, а також відповідні чинники неідеальності. На рис. 1 з використанням вказаних параметрів також побудовано теоретичні залежності фото-ерс від величини P_L , які виникають на освітленій та тилій поверхнях для першого та другого зразка (див. криві 4 – 7). Як видно з рисунка, фото-ерс на тилій поверхні (криві 6, 7) починає проявлятися в області максимуму $V_{OC}(P_L)$ та зростає із збільшенням P_L швидше, ніж фото-ерс на освітленій поверхні (криві 4, 5), що й приводить до появи максимуму.

З рис. 1, 2 видно, що експериментальні та теоретичні залежності $V_{OC}(P_L)$ добре узгоджуються між собою в широкому діапазоні зміни величини енергетичної освітленості.

Зупинимось далі на розрахунках спектральних залежностей малосигнальної напруги розімкненого ко-

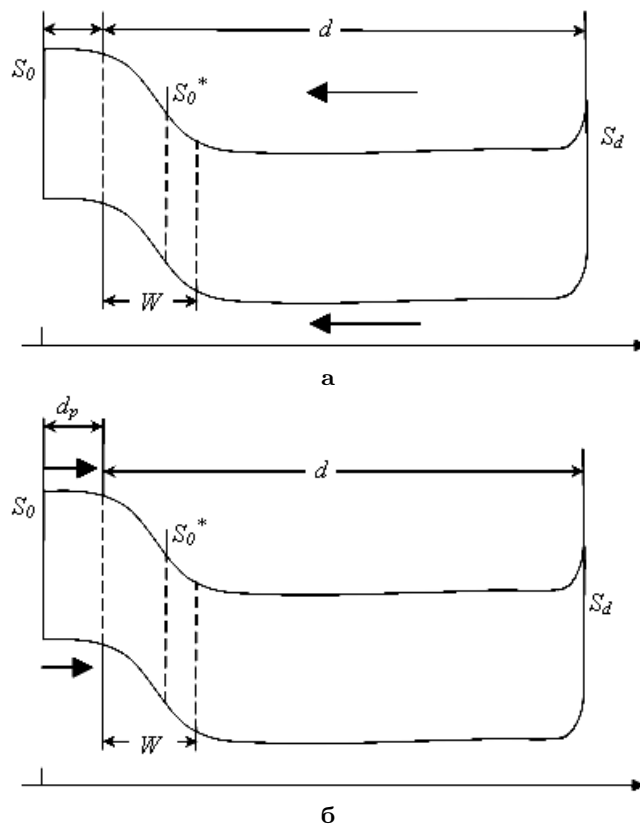


Рис. 5. Схематичний вигляд енергетичних діаграм для фото-чутливої структури з базою n -типу та площин, в яких відбувається поверхнева рекомбінація та рекомбінація в ОПЗ для випадків домінування об'ємної (а) ($\alpha(d_p + w) \ll 1$) і поверхневої (б) ($\alpha d_p \gg 1$) оптичної генерації

ла в структурах з базою n -типу і з неомічним тилітим контактом. На рис. 5 схематично зображено енергетичні діаграми таких структур та показано площини, в яких враховуються поверхнева рекомбінація і рекомбінація в ОПЗ. Розрахунки виконаємо при деяких спрощеннях. Так, спочатку будемо вважати, що вплив фронтальної поверхні та сильно легованої n^+ -чи p^+ -області поблизу освітленого контакту на надлишкову концентрацію електронно-діркових пар може бути описаний ефективною швидкістю поверхневої рекомбінації S_0^* . Взагалі-то, це можна робити, якщо виконано дві умови: 1) квазірівень Фермі для неосновних носіїв заряду в приповерхневій області просторового заряду постійний; 2) генерація електронно-діркових пар відбувається поза межами сильно легованої приповерхневої області, тобто виконано критерій $\alpha d_p < 1$, де α – коефіцієнт поглинання світла; d_p – товщина сильно легованого шару (рис. 5, а).

J_{s1}^0 , А/см ²	J_{s2}^0 , А/см ²	J_{s1}^d , А/см ²	J_{s2}^d , А/см ²	A^0	A^d
$4 \cdot 10^{-11}$	10^{-5}	10^{-12}	$8,7 \cdot 10^{-7}$	3	4,6
10^{-11}	$7 \cdot 10^{-6}$	10^{-12}	$5,6 \cdot 10^{-7}$	2,9	4,7
10^{-11}	10^{-8}	$8 \cdot 10^{-10}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	1,5	2,7
10^{-11}	10^{-8}	$8 \cdot 10^{-10}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	3	3

Отримаємо при вказаних спрощеннях теоретичні спектральні залежності для надлишкових концентрацій електронно-діркових пар на внутрішніх границях ОПЗ, локалізованих поблизу освітленої і тилової поверхонь Δn_0 та Δn_d , у випадку монохроматичного освітлення і реалізації режиму розімкненого кола. Для цієї мети використаємо розв'язок стандартного рівняння дифузії та визначимо константи інтегрування з граничних умов для потоків на освітленій і тилівій поверхнях. При цьому одержимо

$$\begin{aligned} \Delta n_0 = & \frac{\alpha L I (1 - R_0)}{1 - (\alpha L)^2} \left\{ \left[(S_d + V_d) e^{d/L} \times \right. \right. \\ & \times \left[\frac{S_0^*}{V_d} (1 + R_d e^{-2\alpha d}) + \alpha L (1 - R_d e^{-2\alpha d}) \right] - \\ & - (S_0^* - V_d) \left[\frac{S_d}{V_d} (1 + R_d) - \alpha L (1 - R_d) \right] \times \\ & \times e^{-\alpha d} + (V_d + S_0^*) \left[\frac{S_d}{V_d} (1 + R_d) - \alpha L (1 - R_d) \right] \times \\ & \times e^{-\alpha d} - (S_d - V_d) e^{-d/L} \left[\frac{S_0^*}{V_d} (1 + R_d) + \right. \\ & + \alpha L (1 - R_d) \left. \right] e^{-2\alpha d} \left. \right] \left[(S_0^* - V_d) (S_d - V_d) e^{-d/L} - \right. \\ & - (S_0^* + V_d) (S_d + V_d) e^{d/L} \left. \right]^{-1} + \\ & + \frac{1 + R_d e^{-2\alpha d} + \alpha L (1 - R_d) e^{-d/L - \alpha d}}{V_d} \left. \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Delta n_d = & \frac{\alpha L I (1 - R_0)}{1 - (\alpha L)^2} \left\{ \left[(S_d + V_d) e^{d/L} \times \right. \right. \\ & \times \left[\frac{S_0^*}{V_d} (1 + R_d e^{-2\alpha d}) + \alpha L (1 - R_d e^{-2\alpha d}) \right] - \\ & - (S_0^* - V_d) \left[\frac{S_d}{V_d} (1 + R_d) - \alpha L (1 - R_d) e^{-\alpha d} \right] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times e^{-d/L} + \left[(V_d + S_0^*) \left[\frac{S_d}{V_d} (1 + R_d) - \alpha L (1 - R_d) \right] \times \right. \\ & \times e^{-\alpha d} - (S_d - V_d) e^{-d/L} \left[\frac{S_0^*}{V_d} (1 + R_d) + \right. \\ & + \alpha L (1 - R_d) \left. \right] e^{-2\alpha d} \left. \right] e^{d/L} \left. \right] \left[(S_0^* - V_d) (S_d - V_d) \times \right. \\ & \times e^{-d/L} - (S_0^* + V_d) (S_d + V_d) e^{d/L} \left. \right]^{-1} + \\ & + \frac{(1 + R_d + \alpha L (1 - R_d)) e^{-\alpha d}}{V_d} \left. \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

де L – довжина дифузії електронно-діркових пар; d – товщина бази, V_d – дифузійна швидкість; I – темп оптичної генерації; S_0^* та S_d – ефективні швидкості поверхневої рекомбінації на освітленій та тилівій поверхнях; R_0 і R_d – коефіцієнти відбиття світла від освітленої і тилової поверхні.

Спектральні залежності величин Δn_0 і Δn_d визначаються значеннями добутків αd та αL . За умови $\alpha d > 1$ освітлення практично повністю поглинається в напівпровіднику, а за умови $\alpha L > 1$ реалізується випадок сильного поглинання світла, за якого дифузія поставляє нерівноважні носії до освітленої та тилової поверхонь. Інтерес для аналізу становить випадок, коли $d \geq L$. Якщо ж виконана сильна нерівність $d \gg L$, то за умови $\alpha d > 1$ реалізується граничний випадок, коли $\Delta n_0 = \alpha L I / (1 + \alpha L) S_0^*$, а $\Delta n_d \approx 0$. В цьому випадку залежність $V_{OC}(P_L)$ буде монотонною, і на неї практично не буде впливати знак та величина вигину зон на тилівій поверхні. При цьому значення довжини дифузії L можуть бути знайдені зі спектральних залежностей струму короткого замикання чи малосигнальної фото-ерс стандартним методом, описаним у роботі [3].

Повну величину малосигнальної напруги розімкненого кола в структурі з неомічним тилівим контактом у випадку монохроматичного освітлення можна визначити з виразу

$$V_{OC} = kT/q (\Delta y_0 - \Delta y_d), \quad (9)$$

де Δy_0 , Δy_d – зміни безрозмірних поверхневих вигинів зон на фронтальній і тилівій поверхнях при освітленні.

У випадку інверсійних вигинів зон на освітленій поверхні безрозмірна величина напруги розімкненого кола визначається із співвідношення

$$\Delta y_0 = -\frac{\Delta n_0}{n_0}. \quad (10)$$

У той же час для визначення величини і спектральної залежності Δy_d за наявності поблизу тилової поверхні шарів виснаження або інверсії необхідно використати рівняння інтегральної нейтральності, в якому повинні бути враховані не тільки перерозподіл зарядів в ОПЗ при освітленні, але і перезарядка поверхневих станів, які знаходяться на межі поділу напівпровідник-діелектрик. Якщо перезарядкою поверхневих станів знехтувати, то справедливим стане рівняння

$$\Delta y_d = -\frac{\Delta n_d(\exp(y_{0d}) - 1)}{n_0 \exp(y_{0d}) + p_0}, \quad (11)$$

де p_0 і n_0 – рівноважні концентрації дірок та електронів у базі, а y_{0d} – безрозмірний рівноважний вигин зон на тильовій поверхні до освітлення.

В умовах АМО, коли спектр випромінювання Сонця апроксимується випромінюванням абсолютно чорного тіла з температурою 5800 К, величина малосигнальної напруги розімкненого кола V_{OC} для кремнієвих структур з неомічним тильовим контактом за відсутності перезарядки поверхневих станів при освітленні може бути визначена з виразу

$$V_{OC} = kT/q \frac{3,024 \cdot 10^{18}}{In_0} \times \int_0^1 \frac{[\Delta n_0(z) - \Delta n_d(z) \frac{(\exp(y_{0d})-1)}{n_0 \exp(y_{0d})+p_0}] dz}{z^4 \left(e^{\frac{2,261}{z}} - 1 \right)}, \quad (12)$$

де $z = \lambda/\lambda_x$, λ – довжина хвилі світла, $\lambda_x \approx 1,13$ мкм – червона межа фотоефекту в кремнії при кімнатній температурі, а величини Δn_0 і Δn_d підставляються в рівняння (12) з виразів (7) і (8).

Описаний вище підхід дозволяє отримати спектральні залежності малосигнальної напруги розімкненого кола для структур з неомічним контактом у довгохвильовій області, коли виконано критерій $\alpha d_p < 1$. Основним тут є врахування внеску в V_{OC} тилової поверхні, який має протилежний знак по відношенню до освітленої поверхні, що приводить до більш швидкого спаду напруги розімкненого кола в довгохвильовій області. Використання в таких умовах спектральної залежності V_{OC} у довгохвильовій області

для визначення довжини дифузії дає дуже малі значення, які не відповідають дійсності.

Слід відзначити, що простий розрахунок, який не враховує перезарядки поверхневих станів, тобто ефекту поверхневого прилипання неосновних носіїв заряду [5, 6], приводить лише до якісного узгодження між теорією та експериментом. Щоб досягти кількісного узгодження, необхідно врахувати вказаний ефект. При розрахунках малосигнальної напруги розімкненого кола це можна зробити досить просто, ввівши більший за одиницю безрозмірний параметр поверхневого прилипання [5]. Використання інших параметрів (рівня легування, довжини дифузії, ефективної швидкості поверхневої рекомбінації, товщини бази SE), визначених незалежно, дозволяє узгодити в довгохвильовій області розрахункові спектральні залежності малосигнальної напруги розімкненого кола з експериментальними та знайти коефіцієнт m , який враховує наявність градієнта концентрації нерівноважних неосновних носіїв у базовій області структури. Саме так і було визначено значення $m \approx 4,7 \cdot 10^{-4}$ для зразків з базою n -типу та $2,3 \cdot 10^{-4}$ для зразків із базою p -типу, які використовувались при узгодженні експериментальних та теоретичних залежностей $V_{OC}(P_L)$.

Як було сказано вище, у спрощеному підході під час розрахунків спектральних залежностей V_{OC} використовується наближення постійного квазірівня Фермі для неосновних носіїв заряду. Однак в загальному випадку це наближення може не виконуватись. З таблиці видно, що коефіцієнти неідеальності ВАХ можуть досягати значень ≥ 3 , а густини струмів насичення – 10^{-6} – 10^{-5} А/см². Якщо зробити перерахунок цих даних на значення ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації (ШПР) поблизу освітленої поверхні з врахуванням виразу (2), то виявляється, що величина S_0^* за малих рівнів ін'єкції досягає величини 10^7 см/с. При таких великих значеннях величина ШПР буде обмежуватись швидкістю підведення генерованих неосновних носіїв заряду до місця рекомбінації. Тоді в достатньо простому наближенні, подібно тому, як це було зроблено в [5], можна записати

$$S_0^* = \left(S_0^{*-1} + \left(\frac{D_p}{e^{-\alpha d_p} \int_0^w e^{-ax+y(x)} dx} \right)^{-1} \right)^{-1}, \quad (13)$$

де S_0^{*-1} – гранично можливе значення ефективної швидкості рекомбінації в приповерхневій ОПЗ; w – товщина ОПЗ; $y(x)$ – безрозмірний потенціал в ОПЗ

$p-n$ -переходу. Вираз (13) можна використовувати лише у випадку, коли електронно-діркові пари генеруються справа від площини рекомбінації (див. рис. 5,а). Тобто, при цьому повинні бути виконані критерії $\alpha d_p < 1$ та $\alpha(d_p + w) > 1$. Типові значення d_p та w в досліджених структурах становлять близько 1 мкм, тому одночасно виконати ці обидва критерії досить складно. Якщо ж виконується критерій $\alpha d_p \gg 1$ (див. рис. 5,б), тобто практично всі електронно-діркові пари генеруються зліва від площини рекомбінації, то ситуація змінюється, і при великих значеннях S_0^{**} спектральна залежність малосигнальної напруги розімкненого кола практично повинна збігатися зі спектральною залежністю струму короткого замикання. В цьому легко переконатися, розглядаючи граничні умови для розрахунку спектральних залежностей струму короткого замикання та малосигнальної V_{OC} . Так, у випадку струму короткого замикання маємо

$$j(x=0) = -S_0 \Delta n(x=0), \quad (14)$$

$$\Delta n(x=d_p) = 0. \quad (15)$$

Під час розрахунків малосигнальної V_{OC} також використовується гранична умова (14), а другою умовою є рівняння, яке можна записати в такому вигляді:

$$\Delta n(x=d_p) = \frac{j(x=d_p)}{S_0^{**}}. \quad (16)$$

Тут $j(x)$ – потік нерівноважних електронів у сильно легованій p^+ -області, а $\Delta n(x)$ – їх надлишкова концентрація.

Якщо виконано критерій $S_0 \ll S_0^{**}$, то тоді буде домінувати потік електронів, направлений від фронтальної поверхні до $p-n$ -переходу. Оскільки значення S_0^{**} може досягати 10^7 см/с, а величини S_0 , зазвичай, не перевищують 10^5 см/с, то використання (15) чи (16) даватиме практично один і той же результат. На практиці це означає, що спектральні залежності малосигнальної напруги розімкненого кола та струму короткого замикання в короткохвильовій області поглинання можуть збігатися. З рис. 3 та 4 видно, що в короткохвильовій області спектральні залежності V_{OC} та струму короткого замикання в структурах з базою як p -, так і n -типу дійсно збігаються, що підтверджує реалізацію наведеного вище критерію. З іншого боку, зміщення спектральних залежностей напруги розімкненого кола в довгохвильову область при збільшенні величини енергетичної освітленості поверхні (крива 2, на рис. 4) може бути спричинене зменшенням ефективної швидкості рекомбінації S_0^d в нелінійних умовах згідно з (3).

6. Висновки

Встановлено, що неомічність тилового контакту в кремнієвих фотоочутливих структурах зумовлює немонотонний характер залежностей напруги розімкненого кола V_{OC} від енергетичної освітленості поверхні P_L та більш різкий її спад у довгохвильовій області порівняно з випадком омичного контакту. Запропоновано двооекспоненціальну модель кремнієвої структури з неомічним тилowym контактом, визначено параметри моделі для досліджених у роботі зразків. Показано, що в рамках двооекспоненціальної моделі має місце кількісне узгодження теоретичних і експериментальних залежностей $V_{OC}(P_L)$ в широкому діапазоні зміни величини енергетичної освітленості поверхні кремнієвих структур.

В результаті зіставлення результатів теоретичного аналізу і експериментального дослідження нормованих на максимальні значення спектральних залежностей напруги розімкненого кола і струму короткого замикання в кремнієвих структурах з неомічним тилowym контактом визначено критерії, при виконанні яких ці залежності збігаються в короткохвильовій області спектра і розходяться в довгохвильовій області, де їх форма виявляється залежною від рівня енергетичної освітленості поверхні.

Показано, що внаслідок істотної зміни спектральної залежності фотоочутливості структур з неомічним тилowym контактом у довгохвильовій області неможливе коректне визначення довжини дифузії неосновних носіїв L зі спектральних залежностей малосигнальної фото-ерс (або фотоструму), стандартним методом. Величини L будуть суттєво занижені, причому величина похибки буде складним чином залежати від параметрів тилового бар'єра.

Показано, що вимірювання люкс-амперних і люкс-вольтових залежностей дозволяє отримати важливу додаткову інформацію про властивості тилowych контактів фотоочутливих структур і їхній вплив на ефективність процесів фотоелектричного перетворення енергії в СЕ.

1. A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, T.V. Panichevskaja, A.V. Sachenko, and V.V. Chernenko, in *Nonconventional Energy Sources, Transmission Systems, and Converters* (KhAI, Kharkiv, 1997), Part 1, p. 41.
2. Т.В. Панічевська, *Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата фіз.-мат. наук* (Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ, 1997)

3. Standard test methods minority carrier diffusion length in extrinsic semiconductors by measurement of steady-state surface photovoltage, in *Annual Book of ASTM Standards* (1997), Sec. 10.05, F 391-96, p. 150.
4. А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев, А.А. Серб, И.О. Соколовский, ФТП **41**, 1231 (2007).
5. А.В. Саченко, О.В. Снитко, *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников* (Наукова думка, Киев, 1984)
6. В.Г. Литовченко, А.П. Горбань, *Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник* (Наукова думка, Киев, 1978).

Одержано 27.02.09

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР С НЕОМИЧЕСКИМИ ТЫЛОВЫМИ КОНТАКТАМИ

А.П. Горбань, В.П. Костыльов, А.В. Саченко, В.В. Черненко

Резюме

Проведены детальные исследования зависимостей напряжения холостого хода от уровня энергетической освещенности $V_{OC}(P_L)$, спектральных зависимостей тока короткого замыкания $I_{SC}(\lambda)$ и напряжения холостого хода $V_{OC}(\lambda)$ образцов кремниевых фоточувствительных структур с немоной (с максимумом) зависимостью $V_{OC}(P_L)$. Установлено, что особенности зависимостей от уровня энергетической освещенности обусловлены неомичностью тыльного контакта исследованных структур. Предложены модельные представления о механизмах влияния характеристик тыльного контакта на процессы генерации, рекомбинации и собирания носителей заряда в фоточувствительных структурах. Показано, что в рамках предложенной модели имеет место количественное согласие теоретических и экспериментальных зависимостей $V_{OC}(P_L)$ в широком диапазоне изменения энергетической освещенности

поверхности кремниевых фоточувствительных структур. Показано, что измерение зависимостей $V_{OC}(P_L)$ и $I_{SC}(P_L)$ необходимо использовать как дополнительный метод характеристики фоточувствительных структур, который позволяет получить важную дополнительную информацию про свойства их тыльных контактов.

PHOTOELECTRIC CHARACTERISTICS OF SILICON PHOTSENSITIVE STRUCTURES WITH NON-OHMIC REAR CONTACTS

А.Р. Gorban, V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko, V.V. Chernenko

V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(41, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine;
e-mail: apg38@svitonline.com, kost@isp.kiev.ua,
sach@isp.kiev.ua)

Summary

Detailed studies of the dependences of open-circuit voltage on the irradiance level, $V_{OC}(P_L)$, the spectral dependences of short-circuit current, $I_{SC}(\lambda)$, and the spectral dependences of open-circuit voltage, $V_{OC}(\lambda)$, have been carried out for silicon photosensitive structures with nonmonotonous (possessing a maximum) dependence $V_{OC}(P_L)$. The peculiarities in the P_L -dependences were found to result from non-Ohmic properties of a rear contact in the investigated structures. The proposed model of the rear contact influence on the processes of generation, recombination, and collection of charge carriers in silicon photosensitive structures provides a quantitative agreement between theoretical and experimental dependences in a wide irradiance range. It has been demonstrated that the measurements of $V_{OC}(P_L)$ and $I_{SC}(P_L)$ dependences should be used as an additional method for the characterization of photosensitive structures, which allows one to get an additional important information concerning the properties of their rear contacts.