

ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ

OPTICAL AND OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

УДК 621.315.592

ПРО ПОРОГОВУ ФОТОЧУТЛИВІСТЬ КРЕМНІЄВИХ МДН ФОТОСЕНСОРІВ З НЕРІВНОВАЖНИМ ВИСНАЖЕННЯМ

А. П. Горбань, В. П. Костильов, А. В. Саченко, О. А. Серба, В. В. Черненко

Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України
03028 Київ, пр. Науки, 41
Тел. /факс 265-5788, e-mail: apg38@svitonline.com

Анотація

ПРО ПОРОГОВУ ФОТОЧУТЛИВІСТЬ КРЕМНІЄВИХ МДН ФОТОСЕНСОРІВ З НЕРІВНОВАЖНИМ ВИСНАЖЕННЯМ

А. П. Горбань, В. П. Костильов, А. В. Саченко, О. А. Серба, В. В. Черненко

Проаналізовані колекторні характеристики кремнієвих МДН фотосенсорів з нерівноважним виснаженням. Теоретично і експериментально показано, що такі фотосенсори мають більш високу порогову фоточутливість, ніж фотосенсори з “металургійними” р-п-переходами. Зроблений висновок про можливість використання кремнієвих МДН структур з нерівноважним виснаженням в якості порогових фотосенсорів, а також в якості порогових детекторів ядерних випромінювань.

Ключові слова: структура МДН, фотосенсор, нерівноважне виснаження, порогова фоточутливість.

The summary

ABOUT THRESHOLD SENSITIVITY OF SILICON MIS PHOTSENSITIVE SENSORS WITH A NON-EQUILIBRIUM EXHAUSTION

A. P. Gorban, V. P. Kostilyov, A. V. Sachenko, O. A. Serba, V. V. Chernenko

The collector efficiency of silicon MIS photosensitive sensors with a non-equilibrium exhaustion is analyzed. Theoretically and experimentally is shown that such photosensitive sensors have higher threshold sensitivity than photodiodes based on “metallurgical” p-n-junctions. The conclusion about possibility of application silicon MIS structure with a non-equilibrium exhaustion both as threshold photosensitive sensor and as threshold detector of nuclear radiation is made.

Keywords: MIS structure, photosensitive sensor, non-equilibrium exhaustion, threshold photosensitivity.

Аннотация

О ГРАНИЧНОЙ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ МДП ФОТОСЕНСОРОВ С НЕРАВНОВЕСНЫМ ИСТОЩЕНИЕМ

А. П. Горбань, В. П. Костылев, А. В. Саченко, А. А. Серб, В. В. Черненко

Проанализированы коллекторные характеристики кремниевых МДП фотосенсоров с неравновесным истощением. Теоретически и экспериментально показано, что такие фотосенсоры имеют более высокую пороговую фоточувствительность, чем фотосенсоры с “металлургическими” р-п-переходами. Сделан вывод о возможности использования кремниевых МДП структур с неравновесным истощением в качестве пороговых фотосенсоров, а также в качестве пороговых детекторов ядерных излучений.

Ключевые слова: структура МДП, фотосенсор, неравновесное истощение, пороговая фоточувствительность.

1. Вступ

Як відомо, в напівпровідникових фотосенсорах і детекторах ядерних випромінювань традиційних типів реєстрація генерованих іонізуючим випромінюванням нерівноважних електронно-діркових пар відбувається шляхом реєстрації імпульсів надлишкового струму в зовнішньому колі зміщених у зворотному напрямку діодних структур. Для формування стаціонарного шару виснаження в таких структурах “металургійними” засобами створюються області з різними типами провідності (р-п-переходи, гетеропереходи, переходи типу метал-напівпровідник і ін.). Оскільки концентрація генераційно-рекомбінаційних центрів в приповерхневих областях напівпровідника при цьому суттєво зростає, це спричинює збільшення темного зворотного струму і, як наслідок, обмеження порогової фоточутливості зазначених структур. З іншого боку, відносно велика (> 100 пФ/см²) питома ємність фотосенсорів і детекторів з “металургійними” переходами обмежує їх роздільну енергетичну здатність в штатних режимах роботи. Кращі зразки дифузійних кремнієвих фотодіодів і детекторів ядерного випромінювання мають густину зворотного темного струму $2-5 \times 10^{-9}$ А/см² при робочій напрузі до 50 В, питома ємність 60-100 пФ/см² і швидкодію 2-3 нс. Такі параметри вже максимально наближені до гранично можливих, і традиційними засобами покращити їх дуже складно.

В запропонованих в роботах [1,2] кремнієвих фотосенсорах і детекторах ядерних випромінювань на основі структур МДН з нерівноважним виснаженням приповерхневі сильно леговані області не створюються, а форму-

вання нерівноважного приповерхневого шару виснаження відбувається бездифузійним польовим способом шляхом прикладання зовнішньої напруги відповідної полярності між металевим польовим електродом і напівпровідником, розділеними діелектричним прошарком. Оскільки проходження стаціонарного темного струму при цьому практично повністю блокується діелектричним шаром, то струм у зовнішньому колі формується лише завдяки протіканню струму зміщення через МДН-конденсатор. Величина цього струму визначається інтенсивністю нерівноважних генераційних процесів (темнових і спричинених дією іонізуючого випромінювання) в кремнієвій пластині. При цьому величина поверхневого генераційного струму може бути мінімізована до надзвичайно низького рівня шляхом формування високоякісної межі поділу ДН під польовим електродом завдяки тому, що при малій концентрації поверхневих генераційно-рекомбінаційних центрів поверхнева компонента генераційного струму виявляється суттєво нижчою, ніж обумовлена існуванням легованих приповерхневих областей в дифузійних аналогах. З іншого боку, реєстрація надлишкового струму в МДН-детекторах з нерівноважним виснаженням (спричинених дією радіації або світла) здійснюється таким же чином, як і в дифузійних аналогах.

Зазначимо, що наявність діелектричного прошарку між металевим електродом і напівпровідником обумовлює принципову функціональну відмінність МДН-фотосенсорів від дифузійних аналогів. Ця відмінність полягає в тому, що сформований польовим способом нерівноважний шар виснаження в структу-

рах МДН може існувати лише в нестационарному стані, тобто його глибина поступово зменшується з часом завдяки генерації нерівноважних електронно-діркових пар. Оскільки існує однозначна аналітична залежність між глибиною нерівноважного шару виснаження (яку можна визначити, наприклад, шляхом вимірювання ємності структури МДН) і кількістю створених в кремнійовій базі за певний проміжок часу нерівноважних електронно-діркових пар, то запропоновані МДН-фотосенсори можуть використовуватись і в якості вимірювачів інтегральної дози поглинутого в базовій області іонізуючого випромінювання, тобто твердотільних дозиметрів.

2. Основні співвідношення

Реєструвати струми фотогенерації та дози поглинутого іонізуючого випромінювання за допомогою МДН-детекторів з нерівноважним виснаженням зручно, вимірюючи їх ємність. Зокрема, у випадку, коли до польового електроду МДН-структури прикладений імпульс виснажуючої напруги, а темпом теплових генераційних процесів можна знехтувати, то в довільний момент часу t густину струму фотогенерації в розрахунку на одиницю поверхні можна визначити з рівняння [1]

$$J(t) = \frac{q\varepsilon_0\varepsilon_{Si}n_0C_d}{C(t)^3} \frac{dC}{dt}, \quad (1)$$

де $C(t) = (1/C_w(t) + 1/C_d)^{-1}$,

$$\begin{aligned} C_w(t) &= \varepsilon_0\varepsilon_{Si} / w(t), \\ C_d(t) &= \varepsilon_0\varepsilon_d / d, \end{aligned} \quad (2)$$

ε_{Si} і ε_d — діелектричні сталі кремнію та двоокису кремнію, $w(t)$ та d — товщини нерівноважної області просторового заряду (ОПЗ) в кремнії і плівки двоокису кремнію, q — заряд електрона, n_0 — рівноважна концентрація основних носіїв заряду (для визначеності, електронів) в кремнії.

Поверхневу густину заряду, створеного іонізуючим випромінюванням, можна визначити з виразу [1]

$$Q(t) = \frac{q\varepsilon_0\varepsilon_{Si}n_0}{2C_d} \left[\left(\frac{C_d}{C(0)} \right)^2 - \left(\frac{C_d}{C(t)} \right)^2 \right] - C_d V, \quad (3)$$

де $C(0)$ — питома ємність МДН-структури в перший момент після прикладення імпульсу напруги, який створює нерівноважну ОПЗ, а V — амплітуда цього імпульсу.

Якщо початковий поверхневий вигин зон в МДН-конденсаторі лежить в областях виснаження або інверсії, то величину $C(0)$ можна визначити за формулою [2]

$$C(0) = \frac{C_0}{\sqrt{1 + 2C_0^2 V / qn_0\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}}, \quad (4)$$

де C_0 — рівноважне значення питомої ємності МДН-структури до прикладення виснажуючого імпульсу напруги.

Як видно з наведених співвідношень, на основі результатів вимірів рівноважної та нерівноважної ємностей МДН-структури можна визначити як густину струму генерації, пов'язаного з іонізуючим випромінюванням, так і інтегральну дозу поглинутого в базовій області МДН-структури іонізуючого випромінювання.

3. Теоретичне моделювання фізичних процесів в порогових кремнієвих детекторах

Розглянемо залежності струму генерації в області просторового заряду кремнію від прикладеної напруги та рівня легування. Будемо вважати, що за генерацію відповідальний один глибокий дискретний рівень. Тоді для рекомбінаційного часу життя τ_R в напівпровіднику n -типу при малих рівнях збудження та для часу генерації τ_G в ОПЗ кремнію справедливі такі вирази

$$\tau_R = \left(\frac{C_p C_n N_i n_0}{C_n (n_0 + n_i \exp(E_i / kT)) + C_p (p_0 + n_i \exp(-E_i / kT))} \right)^{-1}, \quad (5)$$

$$\tau_G = \left(\frac{C_p C_n N_i}{C_n (1 + \exp(E_i / kT)) + C_p (1 + \exp(-E_i / kT))} \right)^{-1}, \quad (6)$$

де C_p та C_n — коефіцієнти захоплення дірок та електронів глибоким рівнем, N_t — його концентрація, p_0 — рівноважна концентрація дірок в кремнії, E_t — енергетичне положення рівня відносно середини забороненої зони.

Як видно з виразів (5), (6), в домішковому кремнії n-типу при $E_t \cong 0$ практично завжди $\tau_R \cong (C_p N_t)^{-1}$, а величина τ_G близька чи співпадає з величиною τ_R лише за умови $C_p < C_n$. Коли ж має місце обернена нерівність, то величина τ_G виявляється більшою за τ_R . Як відомо, для рекомбінаційних рівнів в кремнії, які знаходяться поблизу середини забороненої зони, звичайно виконується нерівність $C_p \gg C_n$, тобто $\tau_G \gg \tau_R$.

Густина струму генерації в ОПЗ в довільний момент часу t $J_G(t)$ та густина генераційно-рекомбінаційного струму в квазінейтральному об'ємі кремнію J_D , відповідно, рівні

$$J_G(t) = \frac{qn_i w(t)}{\tau_G}, \quad J_D = qp_0 \sqrt{\frac{D_p}{\tau_R}}, \quad (7)$$

де n_i — концентрація носіїв заряду у власному кремнії, D_p — коефіцієнт дифузії дірок в кремнії.

Як показують оцінки, струмом поверхневої генерації в кремнієвих МДН-структурах з високоякісною межею розділу Si-SiO₂, коли концентрація поверхневих станів не перевищує (10⁸-10⁹) см⁻², можна знехтувати порівняно з струмом генерації в ОПЗ чи в квазінейтральному об'ємі.

Якщо зарядом поверхневих станів можна знехтувати у порівнянні з зарядом ОПЗ, а початковий вигин зон в кремнії лежить в областях виснаження або інверсії, то для початкового моменту релаксації нерівноважного виснаження при $C_d \gg C_w$ можна записати

$$J_G(0) = \frac{qn_i}{\tau_G} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} kT (-y_{s0} + qV/kT)}{q^2 n_0}}, \quad (8)$$

де y_{s0} — рівноважний безрозмірний вигин зон до прикладення імпульсу виснажуючої напруги V .

На рис. 1 наведені теоретичні залежності від V густини струму генерації в ОПЗ $J_G(t=0)$ і густини дифузійного струму при кімнатній температурі в перший момент після виникнення нерівноважного шару виснаження, побудовані для високочистого кремнію з $\tau_R = 10^{-3}$ с при концентраціях мілких легуючих домішок 10¹² та 10¹⁶ см⁻³. Параметром кривих є відношення C_p/C_n . Видно, що значення $J_G(0)$ зменшується при збільшенні відношення C_p/C_n . При цьому струм генерації в ОПЗ зменшується зі збільшенням n_0 , як $n_0^{-1/2}$, в той час як дифузійний струм зменшується пропорційно n_0^{-1} . При $n_0 = 10^{12}$ см⁻³ величини струмів генерації в ОПЗ та дифузійного струму виявляються співрозмірними між собою, в той час як при $n_0 = 10^{16}$ см⁻³ генераційна складова струму виявляється істотно більшою, ніж дифузійна.

Повний час релаксації нерівноважного виснаження в даному випадку визначається наступним виразом

$$t_d = \frac{\tau_G n_0}{n_i} \ln \left(\frac{\sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} kT (-y_{s0} + qV/kT)}{q^2 n_0}} - \sqrt{\frac{-2\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} kT y_{s0}}{q^2 n_0}} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_R} \frac{p_0}{n_i} \tau_G}}{\sqrt{\frac{D_p}{\tau_R} \frac{p_0}{n_i} \tau_G}} \right). \quad (9)$$

На рис. 2 наведені побудовані при кімнатній температурі теоретичні залежності повного часу релаксації нерівноважного виснаження від рівня легування кремнію для різних значень відношення C_p/C_n . Як видно з рисунку, зі збільшенням рівня легування час релаксації зростає від значень порядку 0,1 с до 10⁵ с. При зменшенні рекомбінаційного часу життя струм генерації в ОПЗ зростає як 10⁻³/τ_R, що супроводжується зменшенням по-

вного часу релаксації нерівноважного виснаження. На рис. 3 наведені теоретичні залежності питомої ємності МДН-структури від амплітудного значення прикладеної напруги, побудовані для першого моменту часу після виникнення нерівноважного шару виснаження при різних значеннях концентрації мілких легуючих домішок в базовій області МДН-структури.

На перший погляд поріг детектування іоні-

заційних випромінювань буде тим нижчим, чим сильніше буде легований кремній. Проте такий висновок буде справедливим лише для іонізуючого випромінювання, характерна довжина поглинання якого в кремнії достатньо мала (порядку мікрметрів). Для тих же видів випромінювань, які слабо поглинаються в напівпровіднику, рівень легування не повинен

бути занадто високим, оскільки його збільшення приводить до зменшення товщини нерівноважного шару виснаження і величини струму фотогенерації. Так, наприклад, при $V = 100$ В початкова товщина шару нерівноважного виснаження в кремнії дорівнює 360 мкм при $n_0 = 10^{12}$ см $^{-3}$ і близько 3,6 мкм при $n_0 = 10^{16}$ см $^{-3}$.

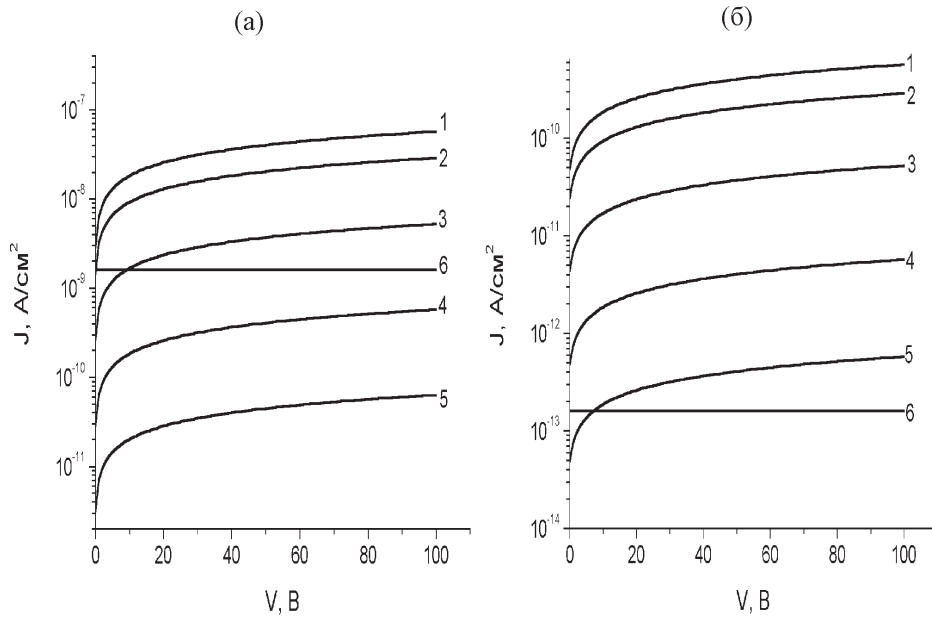


Рис. 1. Теоретичні залежності густини струму генерації в ОПЗ від прикладеної напруги та значення густини дифузійного струму: а) $n_0=10^{12}$ см $^{-3}$, б) $n_0=10^{16}$ см $^{-3}$. Параметром кривих являється відношення C_p/C_n : 1 – 10^{-2} ; 2 – 1; 3 – 10^1 ; 4 – 10^2 ; 5 – 10^3 .

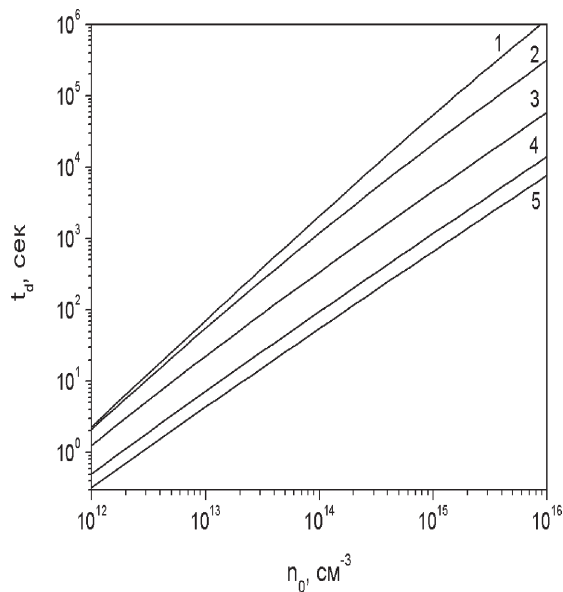


Рис. 2. Теоретичні залежності повного часу релаксації нерівноважного виснаження від рівня легування. При побудові рисунку прийнято: $-y_{s0} = \ln(n_0/p_0)$, $V = 50$ В. Параметром кривих є відношення C_p/C_n : 1 – 10^{-2} ; 2 – 1; 3 – 10^1 ; 4 – 10^2 ; 5 – 10^3 .

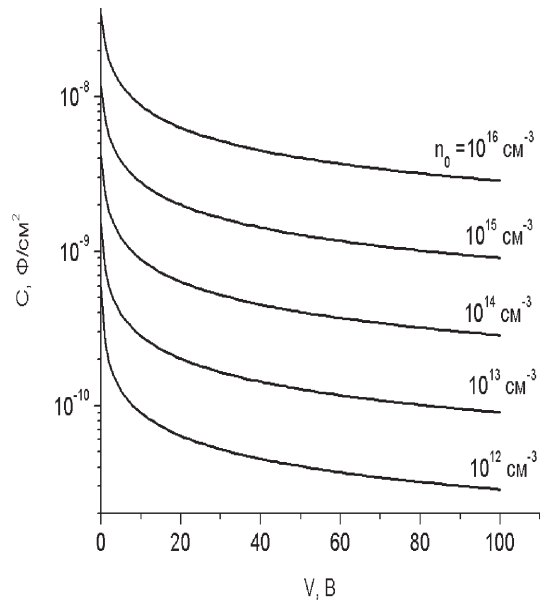


Рис. 3. Теоретичні залежності нерівноважної ємності МДН-структури від прикладеної напруги. Параметром кривих являється рівень легування n_0 , см $^{-3}$: 1 – 10^{16} ; 2 – 10^{15} ; 3 – 10^{14} ; 4 – 10^{13} ; 5 – 10^{12} .

4. Експериментальні дослідження фізичних процесів в кремнієвих фотосенсорах з нерівноважним виснаженням

Як показали експериментальні дослідження, сумарна густина струму теплової генерації в ОПЗ та дифузійного струму в кремнієвих МДН-структурах виявляється нижчою у порівнянні з відповідними величинами для кремнієвих дифузійних р-п-переходів. На рис. 4 наведені експериментальні залежності сумарної густини струму теплової генерації в ОПЗ та дифузійного струму для кремнієвої МДН — структури з рівнем легування $2,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ та товщиною шару SiO_2 120 нм від товщини ОПЗ, отримані при кімнатній температурі. Як видно з рисунку, експериментальні значення визначеної методом високочастотної нерівноважної ємності сумарної густини генераційного струму змінювались в межах (0,5 — 5) нА/см^2 , що не перевищує значення густини темного зворотного струму в кращих зразках кремнієвих детекторів на основі дифузійних р-п-переходів.

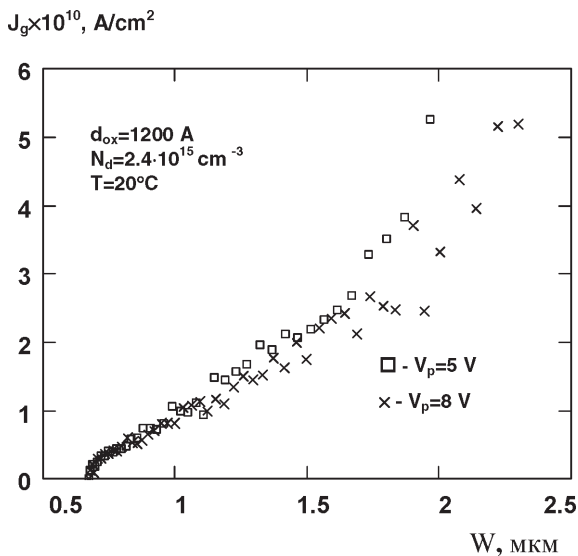


Рис. 4. Співвідношення між генераційним струмом та товщиною ОПЗ.

На рисунку 5 наведені залежності нерівноважної ємності кремнієвої МДН — структури з вказаними вище параметрами від часу релаксації при кімнатній температурі. Як видно з рисунку, повний час релаксації становить близько (2500–3000) с, що згідно з виразом (9) відповідає генераційному часу життя близько 10^{-2} с. Оскільки рекомбінаційний час життя для цих структур значно менший (порядка 10^{-4} с), то

можна зробити висновок, що за генерацію відповідає глибокий рівень з $C_p/C_n \approx 10^2$.

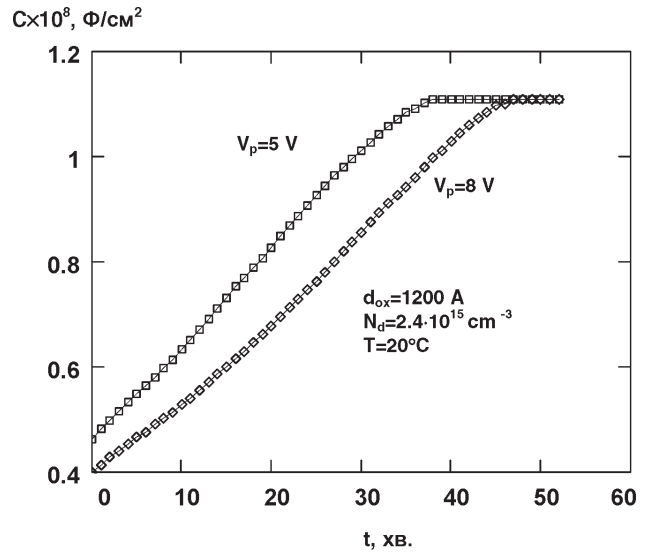


Рис. 5. Експериментальні залежності нерівноважної ємності кремнієвої МДН-структури від часу.

5. Висновки

В розроблених на основі системи Si-SiO₂ МДН-фотосенсорах з високоякісною межею поділу діелектрик-напівпровідник після прикладення до польового електроду імпульсу виснажуючої напруги амплітудою до 10 В нами спостерігались часи релаксації нерівноважного шару виснаження порядку 2500–3000 с. Такі часи релаксації відповідають темпу теплової генерації електронно-діркових пар $G = 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-2}$, що еквівалентно густині зворотного струму дифузійних аналогів близько 10^{-10} А/см^2 . Таким чином, порогова фоточутливість кремнієвих МДН детекторів і фотодіодів з нерівноважним виснаженням може бути майже на порядок вищою, ніж в існуючих дифузійних аналогах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Литовченко В. Г., Горбань А. П., Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник. — Киев: Наукова думка, 1978. — 316 с.
2. Горбань А. П., Иваницкий О. П., Костылев В. П., Нестационарные фотоэлектрические характеристики МДП-структур в условиях неравновесного истощения //ОПТ. — 1987. — Вып. 12. — С. 39 — 44.