

ПЛАНАРНІ СЕНСОРИ ДЛЯ ДОЗИМЕТРІЇ В ЗМІШАНИХ ГАММА-ТА НЕЙТРОННИХ ПОЛЯХ

І. Є. Анохін¹, О. С. Зінець¹, А. Б. Розенфельд², М. Юделєв², В. Л. Перевертайло³¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ²Центр медичної радіаційної фізики, Університет, Волонгонг, Австралія³Інститут мікроприладів НАН України, Київ

Досліджено кругові кремнієві $p-i-n$ діоди, виготовлені за планарною технологією, які дозволяють одночасно вимірювати дози нейтронів і гамма-квантів у змішаних полях. Доза нейтронів визначається зі зсуву прямої гілки вольт-амперної характеристики діода, доза гамма-квантів – з вимірів іонізаційного струму у фотодіодному режимі. Завдяки малим розмірам сенсорів (декілька міліметрів) їх можна використовувати для вимірювань просторового розподілу поля.

Вступ

Кремнієві $p-i-n$ діоди широко використовуються для детектування електромагнітних та ядерних випромінювань [1, 2], що зумовлено високою чутливістю вольт-амперних характеристик (ВАХ) до іонізуючого та неіонізуючого опромінення. Застосування $p-i-n$ діодів як сенсорів з необхідною чутливістю та радіаційною стійкістю для конкретного виду випромінювання визначає конструктивні особливості, геометрію, вибір вихідного матеріалу, властивостей контактів, умов зчитування відгуку сенсора. Розроблені та виготовлені різні типи $p-i-n$ діодів для дозиметрії нейтронів та гамма-квантів [3]. Важливою проблемою є роздільне визначення нейтронної та гамма-компоненти в змішаних полях. $p-i-n$ діод дає можливість визначити обидві компоненти за допомогою одного сенсора.

Існуючі методи роздільного визначення нейтронної та гамма-компоненти в змішаних гамма-нейтронних полях базуються переважно на використанні газових іонізаційних камер [4]. Перспективними сенсорами для радіаційної медицини та радіаційного захисту є планарні структури на основі кремнію, які мають такі переваги: малі розміри, висока просторова роздільна здатність та чутливість, зручне зчитування, планарна технологія.

У роботі показано можливість використання планарних кремнієвих $p-i-n$ діодів для роздільного визначення нейтронної та гамма-компонент у змішаних полях. Доза нейтронного опромінення визначається за зсувом прямої гілки ВАХ, доза гамма-опромінення – із вимірювань струму іонізації, зумовленої гамма-квантами. Малі розміри структур дають змогу досліджувати просторовий розподіл радіаційного поля.

1. Визначення нейтронної компоненти

Опромінення нейтронами $p-i-n$ діодів призводить до зсуву прямої гілки ВАХ $p-i-n$ діодів. Причиною цього зсуву є утворення радіаційних дефектів,

які ведуть до зміни часу життя носіїв τ і зміни питомого опору матеріалу детектора ρ .

У роботі [5] розглянуто ВАХ $p-i-n$ діодів у випадку, коли домінує модуляція провідності бази внаслідок залежності часу життя носіїв заряду від дози опромінення нейтронами. У роботах [6, 7] отримано вирази для чутливості довгих $p-i-n$ діодів під дією швидких нейтронів в умовах, коли домінує залежність питомого опору бази від дози опромінення. У роботах [8, 9] запропоновано для дозиметрії використовувати планарні кремнієві $p-i-n$ діоди прямокутної та кругової геометрії, які дозволяють оптимізувати вибір чутливості та умови зчитування відгуку для різних видів опромінення.

У представленій роботі для визначення дози нейтронів було використано кругові (циліндричні) структури двох типів (рис. 1).

Структури було виготовлено за планарною технологією на високоомних кремнієвих пластинах товщиною 350 мкм та опромінено швидкими нейтронами на імпульсному реакторі SPR-III в національній лабораторії Сандіа США (SNL) до доз порядку 10 Гр ($2 \cdot 10^{11}$ н/см²) – структура С1, та до доз порядку 20 Гр ($4 \cdot 10^{11}$ н/см²) – структура С2. Інтенсивність пучка нейтронів – $5 \cdot 10^{11}$ н/см² · с (1 МеВ - Si) [8].

ВАХ структур С1 та С2 можна апроксимувати формулами, що відповідають послідовному з'єднанню $p-n$ переходу та області бази діода.

$$\text{Діод С1: } V = \alpha \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) + C_2 \sqrt{I}, \quad (1)$$

$$\text{діод С2: } V = \alpha \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) + IR, \quad (2)$$

де α – параметр якості діода; k – стала Больцмана; T – температура; e – заряд електрона; I_0 – струм насичення; R – опір бази (I_0 та R , у свою чергу, є функціями дози опромінення).

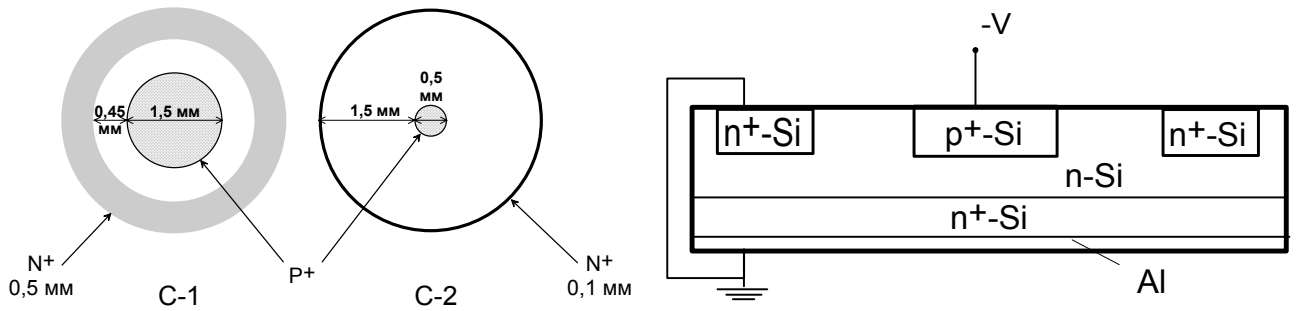
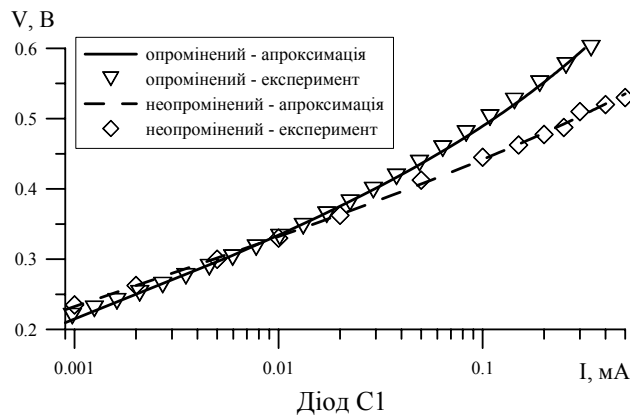


Рис. 1. Кремнієві планарні циліндричні *p-i-n* діоди.

Отже, для структури С1 маємо випадок великого рівня інжекції, коли домінує залежність часу життя від дози нейтронного опромінення D_n (аналогічно розглянутому в [5]). Для структури С2 маємо випадок, що відповідає меншому рівню інжекції, коли домінує залежність питомого опору від дози опромінення.

ВАХ до та після опромінення були апроксимовані такими виразами:

для діода С1: $V_0 = 0.515 + 0.069\sqrt{I} + 0.0412\ln(I)$,



$$V_{D_n} = 0.516 + 0.241\sqrt{I} + 0.0447\ln(I); \quad (3)$$

для діода С2: $V_0 = 0.585 + 0.632I + 0.0453\ln(I)$,

$$V_{D_n} = 0.633 + 2.852I + 0.0508\ln(I), \quad (4)$$

де падіння напруги вимірюється у вольтах, а струм в міліамперах.

На рис. 2 наведено порівняння експериментальних даних та результатів апроксимації ВАХ структур.

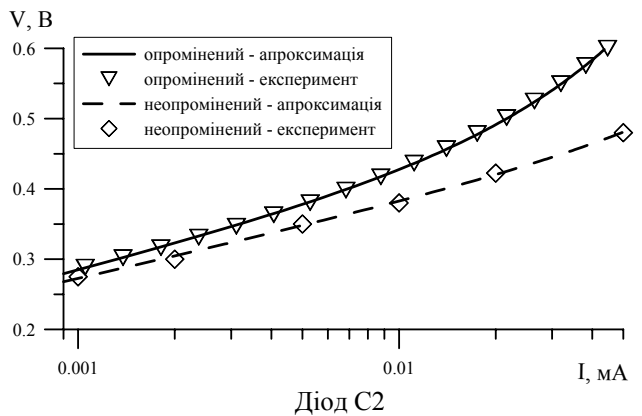


Рис. 2. Вольт-амперні характеристики до та після нейтронного опромінення для двох типів діодів, виготовлених із кремнію з питомим опором $\rho = 1$ кОм · см.

Для параметра якості $\alpha \left(\alpha = \beta \frac{e}{kT} \right)$, де β – коефіцієнт при $\ln(I)$ у виразах (3) та (4), отримаємо $\alpha = [1.6 \div 2]$. Для ефективного струму насичення $I_0 = \exp\left(-\frac{C_0}{\beta}\right)$, де C_0 – стала у виразах (3) та (4), отримаємо $I_0 = [2.5 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}]$ мА. З отриманих даних можна зробити висновок, що, використовуючи діоди з більш довгою базою і більшим вимірювальним струмом, отримаємо вищу чутливість для нейтронів. Для чутливості $S = \frac{\Delta V}{D_n}$ структури С1 маємо 3 мВ/Гр, а для структури С2 – 6 мВ/Гр при вимірювальному струмі

0,03 мА. Це узгоджується з раніш отриманими результатами для прямокутної геометрії [8].

2. Визначення потужності дози гамма-опромінення

Планарні структури також можна використовувати для вимірювань гамма-компоненти в змішаних гамма-нейтронних полях. Опромінення діода гамма-квантами призводить до утворення електронно-діркових пар, і вимірювання струму іонізації $I_\gamma(V)$ в обернено зміщеному діоді дозволяє визначити потужність дози гамма-опромінення \dot{D}_γ . У змішаному гамма-нейтронному полі струм іонізації $I_\gamma(D_\gamma, D_n)$ є функцією як потужності гамма-опромінення, так і дози нейтронного опромінення.

2.1. Іонізаційний струм, викликаний гамма-опроміненням

У фотодіодному режимі при повному збиранні з області збіднення та дифузійної області густина струму іонізації

$$I_{\gamma} = e\alpha_{\gamma}\eta\Phi_{\gamma}(w + L_p) = e\dot{D}_{\gamma}\frac{1}{E_n}(w + L_p), \quad (5)$$

де Φ_{γ} – густина потоку гамма-квантів; $\dot{D}_{\gamma} = \Phi_{\gamma}\alpha E_{\gamma}$ – потужність дози опромінення; α_{γ} – коефіцієнт поглинання гамма-квантів; $\eta = E_{\gamma}/E_n$ – кількість пар на один квант; w – розмір області просторового заряду; $L_p = \sqrt{D_p\tau}$ – довжина дифузії неосновних носіїв (дірок); D_p – коефіцієнт дифузії дірок.

Іонізаційний струм, спричинений гамма-опромінюванням, залежить від об'єму збідненої області та дифузійної довжини носіїв. При умові, коли довжина дифузії менша, ніж лінійні розміри діода, вища чутливість буде у випадку повністю збідненого діода і фотострум буде

$$I_{\gamma} = \frac{q\dot{D}_{\gamma}}{E_n}\pi r^2 d, \quad (6)$$

де d – товщина; r – радіус детектора.

У випадку, коли довжина дифузії більша, ніж лінійні розміри діода, увесь індукований заряд збирається завдяки дифузії зі всього об'єму діода. У цьому випадку також можна використувати вираз (6) для іонізаційного струму.

У випадку неповністю збідненого діода і при довжині дифузії більшій, ніж довжина збіднення, але меншій за лінійні розміри діода, заряди збираються головним чином з дифузійного об'єму. Тоді для струму маємо

$$I_{\gamma} = \frac{q\dot{D}_{\gamma}}{E_n}L_p S_{\text{диф}}, \quad (7)$$

де $S_{\text{диф}}$ – ефективна площа збирання носіїв.

2.2. Вплив радіаційних пошкоджень на іонізаційний струм

При наявності нейтронного опромінення іонізаційний струм залежить від дози нейтронного опромінення внаслідок залежності часу життя носіїв заряду від дози нейтронів [5]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + kD_n, \quad (8)$$

де k – коефіцієнт радіаційної деградації часу життя; τ_0 – початковий час життя; D_n – доза нейтронного опромінення.

З формул (7) та (8) маємо

$$\frac{I_s(0)}{I_s(D_n)} = \sqrt{1 + kD_n\tau_0}, \quad I_s = e\Phi_{\gamma}\alpha_{\gamma}\eta\frac{L_p(0)}{\sqrt{1 + kD_n\tau_0}}, \quad (9)$$

де $I_s(0)$ та $I_s(D_n)$ – струми короткого замикання, обумовлені гамма-опроміненням до та після опромінення швидкими нейтронами. Вираз (9) дозволяє визначити коефіцієнт радіаційного пошкодження k .

Фотострум при опроміненні структур С1 та С2 гамма-джерелом ^{137}Cs був вимірюваний для потужності дози ~ 37.9 мГр/год при різних ступенях пошкодження матеріалу. Радіаційні дефекти вводилися за рахунок опромінення джерелом ^{60}Co до доз $D = 0.9$ Мрад. У цьому випадку можна записати

$$\frac{I_s(0)}{I_s(D)} = \sqrt{1 + \beta D}, \quad (10)$$

де β – коефіцієнт деградації під дією опромінення ^{60}Co . На рис. 3 наведено експериментальні дані та теоретичну криву, розраховану за формулою (9).

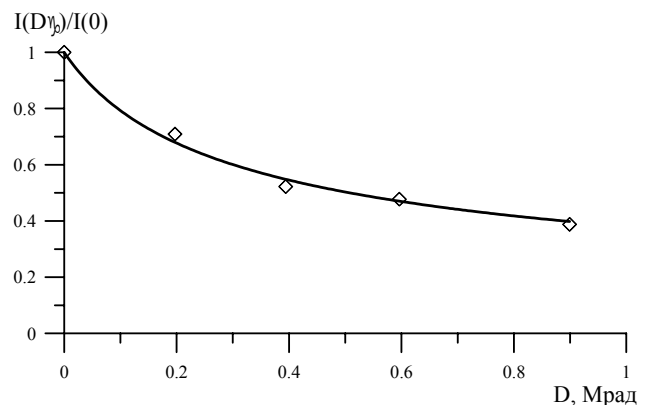


Рис. 3. Залежність відносного фотоструму під дією гамма-опромінення ^{137}Cs від дози радіаційного пошкодження матеріалу D . Коефіцієнт радіаційної деградації $\beta = 5.9$ Мрад $^{-1}$.

Отримана залежність струму іонізації від потужності гамма-дози та дози нейтронів, разом з вимірами зсуву ВАХ $V_f(\Phi_n)$ поза полем опромінення, дозволяє роздільно визначати дози компонент поля, струм іонізації визначається у змішаному полі.

3. Роздільне визначення дози нейтронів та потужності дози гамма-квантів

У змішаному гамма-нейтронному полі зсув прямої гілки ВАХ ΔV_f , нехтуючи утворенням дефектів під дією гамма-квантів, для лінійного по дозах відгуку можна записати як

$$\Delta V_f = C_{vn} D_n \quad (11)$$

У режимі току короткого замикання іонізаційний струм залежить також від дози нейтронів, що впливають на час життя носіїв, і для відгуку в режимі току короткого замикання маємо

$$I_s = C_{I\gamma} \dot{D}_\gamma + C_{In} \dot{D}_n \quad (12)$$

або в режимі збирання заряду

$$Q_s = C_{I\gamma} D_\gamma + C_{In} D_n, \quad (13)$$

де C_{kl} – коефіцієнти чутливості до відповідних компонент.

Для визначення доз треба знати коефіцієнти C_{kl} . Ці коефіцієнти можна визначити: з теоретичних розрахунків, калібрування в «чистих полях», за допомогою іонізаційних камер з відомою чутливістю. Для роздільного визначення компонент було використано метод ослаблення пучка [10] та калібрування за допомогою тканево-еквівалентної (ТЕ) іонізаційної камери. Вимірювання виконувались на установці для терапії за допомогою швидких нейтронів (FNT facility Harper Hospital, Detroit) [11] (рис. 4).

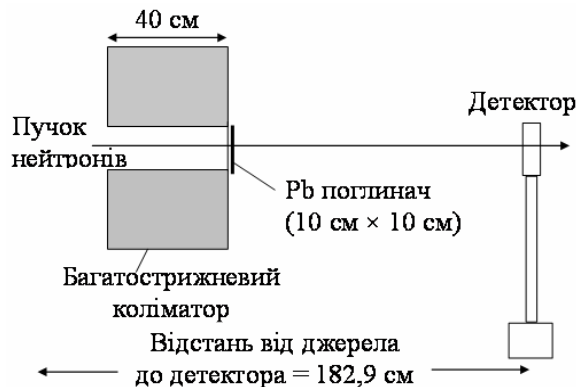


Рис. 4. Схема експерименту для калібрування методом послаблення пучка.

Використовувався нейтронний пучок, отриманий при опроміненні берилієвої мішені дейтронами з енергією 48,5 МеВ на надпровідному циклотроні [12]. Середня енергія нейтронів була

20 МеВ. Радіаційне поле формувалося за допомогою багатострижневого коліматора [13].

Метод калібрування з використанням ослаблення пучка було застосовано для визначення D_n та D_γ за допомогою структур С1 та С2. Дози нейтронної та гамма-компонент вимірювались у водяному фантомі на пучку для терапії із застосуванням швидких нейтронів. Отримані дози порівнювались із дозами, які вимірювались системою спарених детекторів, таких як ТЕ іонізаційна камера та лічильник Гейгера – Мюллера (Г-М) або ТЕ камера та магнієва іонізаційна камера (Mg) [14]. На рис. 5 наведено результати вимірювання розподілу дози нейтронів у воді, які були отримані за допомогою структури С1, порівняно з результатами, отриманими за допомогою спарених ТЕ/Г-М та ТЕ/Мg детекторів.

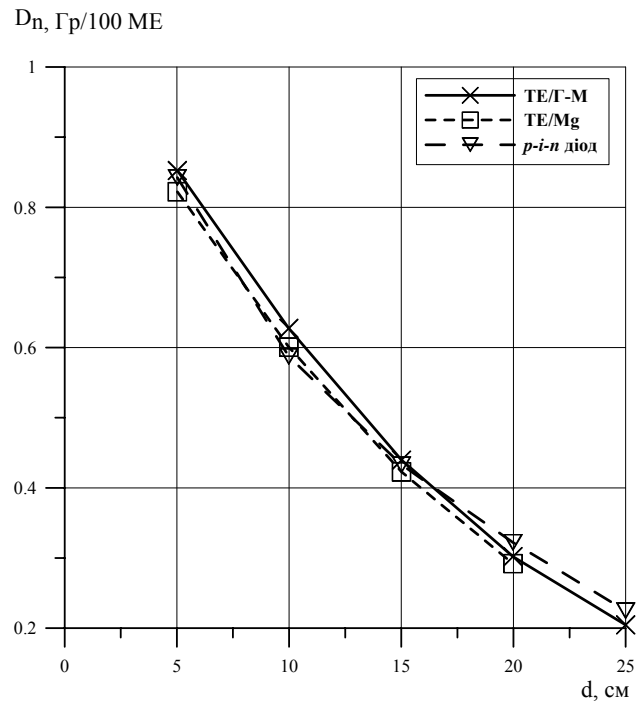


Рис. 5. Розподіл нейтронної дози у воді вздовж центральної осі пучка $10 \times 10 \text{ см}^2$.

На рис. 6 наведено результати вимірювання профілю дози нейтронів у воді на глибині 5 см, які було отримано за допомогою структури С1 у реальному часі, порівняно з результатами, отриманими за допомогою спарених ТЕ/Г-М та ТЕ/Мg детекторів.

На рис. 7 наведено результати порівняння доз, виміряних структурою С1, та доз, виміряних стандартним методом із використанням спарених ТЕ іонізаційної камери та лічильника Г-М на різній глибині у воді. У кожній колонці наведено внесок окремо нейтронної та гамма-компоненти у змішаному радіаційному полі.

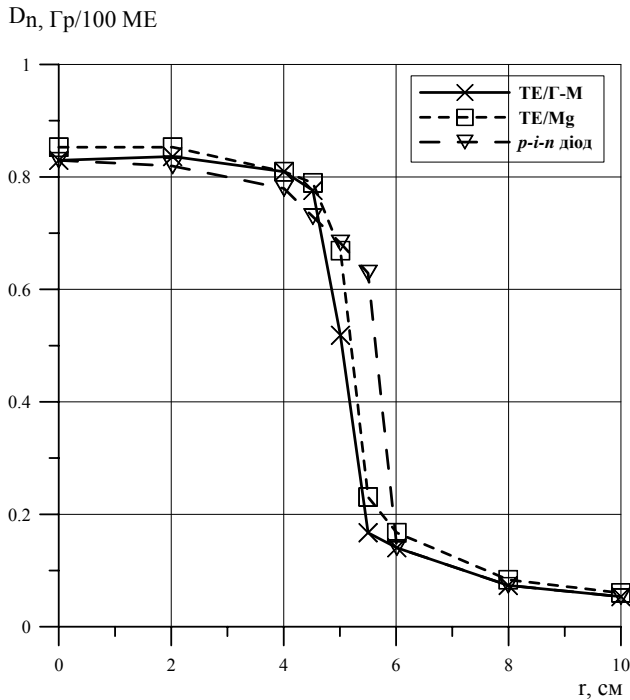


Рис. 6. Профіль нейтронної дози на глибині 5 см для пучка $10 \times 10 \text{ см}^2$. По осі X відкладено відстань від центральної осі пучка.

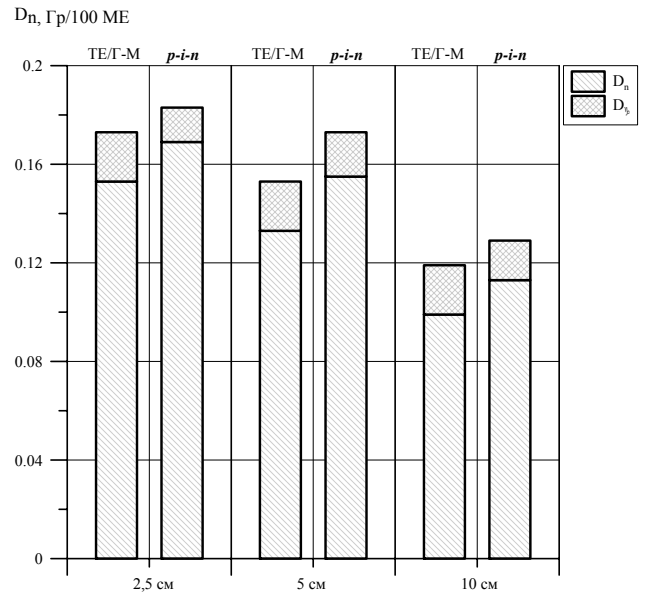


Рис. 7. Дози нейтронів (D_n) та гамма-квантів (D_g), виміряні діодом СІ та спареними іонізаційною камерою та лічильником Г-М (у воді на глибині 2,5, 5 та 10 см у полі $30 \times 30 \text{ см}^2$).

Висновки

Проаналізовано можливість використання планарних кремнієвих $p-i-n$ діодів у змішаних нейтронних та гамма-полях для одночасного визначення дози швидких нейтронів і потужності дози гамма-компоненти. Отримано вирази для струму, зумовленого іонізацією під дію гамма-квантів, у $p-i-n$ діоді. Показано, що вимірювання струмів короткого замикання дають змогу отримати характеристики радіаційного пошкодження

матеріалу детектора під дією швидких нейтронів. Завдяки малим розмірам ці структури дозволяють вимірювати профіль дози (профіль пучка).

Результати вимірювань доз нейтронів та гамма-квантів за допомогою планарних кругових структур узгоджуються з вимірюваннями стандартним методом (спареними ТЕ іонізаційною камерою та лічильником Г-М або ТЕ іонізаційною камерою та магнієвою іонізаційною камерою).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices, Wiley, N. Y., 1981.
2. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement, Wiley, N. Y., 1989.
3. Carroll & Ramsey Associates, <http://www.carroll-ramsey.com/>.
4. Голубев В.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. - М.: Атомиздат, 1971.
5. Swartz J.M., Thurston M.O. Analysis of the effect of fast-neutron bombardment on the current-voltage characteristics of a conductivity modulated p-i-n diode // J. Appl. Phys. - 1966. - Vol. 37(2). - P. 745 - 755.
6. Анохин И.Е., Зинец О.С., Литовченко П.Г. и др. Влияние облучения быстрыми нейтронами на характеристики длинных p-i-n диодов. - Киев, 1988. - 20 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-88-45).
7. Rosenfeld A., Anokhin I., Zinets O. et al. Application of P-I-N diodes and MOSFET for dosimeter in gamma and neutron fields // Rad. Prot. Dosim. - 1999. - Vol. 84. - No. 1 - 4. - P. 349 - 352.
8. Rosenfeld A.B., Anokhin I.E., Zinets O.S. et al. Neutron dosimetry with planar silicon p-i-n diodes // IEEE Trans. on Nucl. Sci. - 2003. - NS-50. - No. 6. - P. 2367 - 2372.
9. Rosenfeld A.B., Yudelev M., Alyousef K. et al. Application of semiconductors for dosimetry of fast-neutron therapy beam // Rad. Prot Dosimetry. - 2004. - Vol. 110. - P. 573 - 578.
10. Hough J. H. A Model Lead Attenuation Methods to Determine the Fast Neutron Sensitivity K_n of a Photon Dosimetry // Phys. Med. Biol. - 1979. - Vol. 24. - No. 4. - P. 734 - 747.
11. Maughan R.L., Powers W.E., Blosser H.G. A superconducting cyclotron for neutron radiation therapy // Med. Phys. - 1994. - Vol. 21. - P. 779 - 785.

12. *Maughan R. L., Yudelev M.* Physical characteristics of a clinical d(48.5)+Be neutron therapy beam produced by a superconducting cyclotron // *Med. Phys.* - 1995. - Vol. 22. - P 1459 - 1465.
13. *Maughan R.L., Blosser G.F., Blosser E.B. et al.* A multirod collimator for neutron therapy // *Int. J. Rad. Onc. Biol. Phys.* - 1996. - Vol. 34. - P. 411 - 420.
14. *Rozenfeld A. B., Yudelev M., Alyousef K. et al.* Single Sensors for Separate Neutron and Gamma Dosimetry in Mixed Radiation Fields // *Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference 2005*, report N23-1.

ПЛАНАРНЫЕ СЕНСОРЫ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИИ В СМЕШАННЫХ ГАММА-И НЕЙТРОННЫХ ПОЛЯХ

И. Е. Анохин, О. С. Зинец, А. Б. Розенфельд, М. Юделев, В. Л. Перевертайло

Исследованы круговые кремниевые *p-i-n* диоды, изготовленные по планарной технологии, которые позволяют одновременно измерять дозы нейтронов и гамма-квантов в смешанных полях. Доза нейтронов определяется по сдвигу прямой ветви вольт-амперной характеристики диода, доза гамма-квантов – из измерений ионизационного тока в фотодиодном режиме. Благодаря малым размерам сенсоров (несколько миллиметров) их можно использовать для измерений пространственного распределения поля.

PLANAR SENSORS FOR DOSIMETRY IN MIXED GAMMA - NEUTRON FIELDS

I. E. Anokhin, O. S. Zinets, A. B. Rosenfeld, M. Yudelev, V. L. Perevertailo

Circular silicon *p-i-n* diodes fabricated by planar technology have been studied. The diodes allow simultaneously measurements of neutron doses and gamma dose rates in mixed fields. The neutron dose is determined from the shift of the forward current voltage characteristic. Gamma dose is obtained from measurements of the ionization current in the photodiode mode. Small sizes of sensors (few millimeters) allow measuring the spatial distribution of radiation fields.

Надійшла до редакції 10.11.06,
після доопрацювання – 14.03.07.