

ДЕГРАДАЦІЙНІ ТА ВІДНОВНІ ПРОЦЕСИ У ЗВОРОТНЬОЗМІЩЕНИХ ФОСФІДО-ГАЛІЄВИХ ДІОДАХ, СПРИЧИНЕНІ ШВИДКИМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

****Н.В. Друзенко, *В.І. Куц, ***О.В. Мосолаб, ***Л.В. Ушата, *Ю.Г. Гришин,*
В.П. Тартачник, *Л.І. Чирко, **В.Я. Опилат, **С.Б. Смирнов,*
**В.Ф. Ластовецький, *П.Г. Литовченко*

**Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна,
E-mail: interdep@kinr.kiev.ua, факс +38(044)525-44-63, тел. +38(044)265-36-39;*

***Національний педагогічний університет ім. Драгоманова, Київ, Україна,
E-mail: pri@ukr.net, тел. +38(044)221-99-33;*

****Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут», Київ, Україна,
E-mail: post@ntu-kpi.kiev.ua, тел. +38(044)236-79-89;*

*****Севастопольський національний університет ядерної енергії та промисловості,
Севастополь, Україна, тел. +38(0692)71-00-69*

Вивчались пробійні процеси у фосфідо-галієвих світлодіодах. Проведені оцінки величини коефіцієнта ударної іонізації у вихідних зразках. Показано, що опромінення нейтронами спричиняє збільшення зворотнього струму, обумовленого існуванням потенціального бар'єра. Значна кількість мікроплазм свідчить про суттєву неоднорідність досліджуваних р-n-переходів.

Пробій діодних напівпровідникових структур, коли не говорити про окремі випадки його застосування у лавинних діодах, стабілітронах, транзисторах та ін., є небажаним явищем: при перевищенні деякої критичної межі струму він стає незворотнім.

Світлодіодні джерела світла, входячи до складу різноманітних перетворювачів електричних сигналів, можуть використовуватись як у колах змінного струму, так і працювати в імпульсному режимі, що обумовлює можливість зворотнього перевантаження, а відтак і виникнення пробою. Проникаюча радіація, створюючи додаткову кількість дефектів структури у перехідних областях, провокує розвиток локальних лавинних процесів – мікроплазм, які передують формуванню суцільного шнура струму. Такі мікропробіи виникають переважно в областях, збагачених точковими дефектами. Стохастичний характер мікроплазмового свічення є причиною зростання рівня як електричних, так і оптичних шумів.

Прогнозування надійності елементів мікроелектронної техніки, особливо приладів, що функціонують у екстремальних умовах, ґрунтується на уявленнях про механізми утворення пробійних ділянок ВАХ. Тому метою проведених досліджень було визначення характеристичних параметрів пробою промислових фосфідо-галієвих світлодіодів і дослідження впливу проникаючої радіації на пробійні процеси зворотньоозміщеного приладу.

Одержані результати можуть бути корисні при розробці методів підвищення радіаційної стійкості засобів зв'язку та спостереження, які працюють в зонах із підвищеними рівнями дозових навантажень.

ЕКСПЕРИМЕНТ

У поданій роботі досліджувались фосфідо-галієві світлодіоди, виготовлені методом подвійної рідинної епітаксії на підкладинці, вирощеній способом Чохральського. Плівки n- та р-типу легувались відповідно Te до концентрації $n=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та Zn $p=8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Вимірювання ВАХ проводились в інтервалі температур 77...300 К. Опромінення швидкими нейтронами ($E = 1 \text{ MeV}$) здійснювалось на реакторі IP-100 у межах інтегральних потоків $10^{13} \dots 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Згідно з означенням коефіцієнт ударної іонізації визначається числом пар носіїв струму, згенерованих одним носієм на одиниці довжини шляху:

$$\alpha = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (1)$$

Величину α для наших зразків спробуємо оцінити, скориставшись запропонованим у роботі [1] способом.

Якщо швидкість електрона до і після удару v_i та v_f відповідно, то закони збереження імпульсу та енергії часток для одновимірного випадку матимуть вигляд:

$$m_n v_i = m_n v_f + m_n v_n + m_p v_p, \quad (2)$$

$$\frac{m_n v_i^2}{2} = Eg + \frac{m_n v_f^2}{2} + \frac{m_n v_n^2}{2} + \frac{m_p v_p^2}{2}, \quad (3)$$

де v_n - та v_p - швидкості електрона та дірки утвореної пари.

Мінімальна енергія електрона, тобто енергія іонізації, може бути одержана із законів збереження (2, 3) та при умові $v_f = v_n = v_p = v$. Визначимо із рівняння (2) величину v :

$$v = \frac{m_n v_i}{2m_n + m_p} \quad (4)$$

Підставляючи вираз v у рівняння (3), одержимо

$$m_n v_i^2 = 2Eg + (2m_n + m_p)v^2 = 2Eg + \frac{m_n^2 v_i^2}{(2m_n + m_p)^2}; \quad (5)$$

$$m_n v_i^2 \left\{ 1 - \frac{m_n}{2m_n + m_p} \right\} = 2Eg; \quad (6)$$

$$\varepsilon_i = \frac{m_n v_i^2}{2} = \frac{2m_n + m_p}{m_n + m_p} Eg. \quad (7)$$

Число носіїв із енергією, вищою енергії іонізації ($\mathcal{E} > \varepsilon_i$), для невідродженого електронного газу з температурою T_e пропорційне

$$e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT_e}} \quad (8)$$

З іншого боку

$$eE v_d = \frac{3}{2} \frac{k(T_e - T)}{\tau_e} \approx \frac{k}{\tau_e} T_e, \quad (9)$$

де v_d - дрейфова швидкість електрона; T - температура зразка; τ_e - час релаксації.

В області сильних полів, коли температура електронного газу перевищує температуру гратки принаймні вдвічі, дрейфова швидкість перестав залежати від поля і стає рівною [2]

$$v_d = \sqrt{\frac{8Ep}{3\pi m^*}}, \quad (10)$$

Ep - енергія оптичного фонуна. Для GaP $Ep = 0.0469$ eV. Тоді $v_d^{GaP} = 5.59 \cdot 10^5$ м/с.

Якщо час релаксації τ_e вважати постійним, то добуток $v_d \cdot \tau_e$ рівний середній довжині вільного пробігу l . Згідно з (8)

$$\alpha \approx \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{eEl_0}\right). \quad (11)$$

У випадку, коли l_0 пропорційна напруженості поля E , одержуємо [2]:

$$\alpha \approx A \exp\left[-\left(\frac{b}{E}\right)^2\right]. \quad (12)$$

Результати експерименту свідчать, що для GaP залежність коефіцієнта іонізації від поля найкраще задовольняється співвідношенням (12), де $A = 0.4 \cdot 10^8$ м⁻¹, $b = 1.18 \cdot 10^8$ В/м. Напруженість поля в збідненій області р-п-переходу можна оцінити, вважаючи, що її ширина визначається як

$$d = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_d} (Uk - U) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

де U_k - контактна різниця потенціалів.

Для наших зразків концентрація донорів слабологованої області становила $n = 10^{17}$ см⁻³. Результати проведених розрахунків подані на рис. 1. Видно, що в інтервалі напруженостей полів $(3.5 \dots 7) \cdot 10^7$ В/м коефіцієнт іонізації різко збільшується від 10^3 до $2.3 \cdot 10^6$ м⁻¹. Відмітимо, що залежність $\alpha(E)$, одержана нами (див. рис. 1), добре узгоджується з результатом, приведеним у роботі [2].

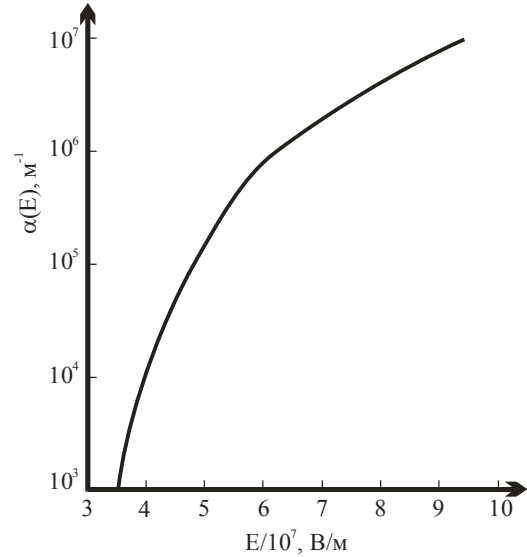


Рис. 1. Залежність коефіцієнта іонізації від напруженості електричного поля у GaP

Довжина вільного пробігу носія лімітується розсіянням на іонізованих домішках, на акустичних та оптичних фонах. В разі значної концентрації вільних носіїв слід брати до уваги також електронне розсіяння, при якому енергія електрона хаотично розподіляється між електронами провідності. При $n = 10^{17}$ см⁻³ останній фактор є несуттєвим.

Залежність довжини вільного пробігу l від температури для наших зразків можна розрахувати, скориставшись одним із параметрів модифікованої теорії Барраффа [3,4]:

$$l = l_0 \operatorname{th} \left(\frac{Ep}{2kT} \right), \quad (14)$$

де $l_0 = \operatorname{const}$, E_p - енергія оптичного фонуна.

Константу l_0 можна одержати, знаючи величину вільного пробігу l електрона при кімнатній температурі, яка становить $l_{300K} = (36 \pm 3) \text{ \AA}$ [2].

Згідно з нашими оцінками $l_0^{GaP} = 50.28 \text{ \AA}$.

Результати зроблених розрахунків подані на рис. 2. Знаючи залежність $l(T)$, можна, скориставшись співвідношенням [2]

$$Ep = eEl, \quad (15)$$

одержати також температурну залежність величини поля E , при якому дрейфова швидкість електрона виходить на насичення.

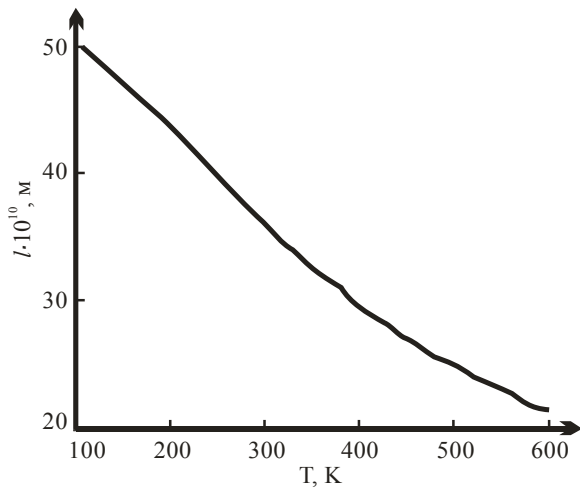


Рис. 2. Залежність довжини вільного пробігу електрона від температури зразка

З рис. 2 видно, що в широкому інтервалі температур $E(T)$ є лінійною функцією температури $E = AT + B$, де $A=3 \cdot 10^4$ В/(м·град); $B=4 \cdot 10^6$ В/м.

У германієвих та кремнієвих діодах при напругах пробою, більших $6Eg/q$, переважає лавинний механізм пробою [3]. Застосування цього критерію для GaP дає значення пробійної напруги 13.3 В.

Якщо ж скористатися наближеною універсальною формулою для більшості використовуваних напівпровідників

$$V_{np} = 60 \left(\frac{E_g}{1.1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{N}{10^{16}} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (16)$$

(E_g , eВ; N , см^{-3}), одержимо $V_{np} = 31$ В.

На рис. 3 показані зворотні гілки ВАХ вихідного та опроміненого ($\Phi=5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) червоного GaP-діода, зняті при $T=300$ К. Видно, що пробій вихідних зразків розпочинається при $U_{np} \approx 13$ В, що свідчить про його лавинну природу. Опромінення нейтронами ($\Phi=5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) зсовує зворотні ВАХ в область вищих напруг (майже на 5 В), причому як у вихідних, так і в опроміненних діодах їхня температурна залежність – немонотонна: зниження температури до 96 К зменшує величину напруги пробою, але вже при $T=77$ К вона різко зростає. Зменшення величини пробійної напруги при зниженні температури очевидно слід пов'язувати зі зростанням довжини вільного пробігу носія струму. Дійсно, як видно з рис. 2 в інтервалі температури від 300 до 100 К l збільшується майже вдвічі завдяки зменшенню концентрації оптичних фонових у кристалі. Зростання напруги пробою, починаючи з температури 96 К, обумовлене кількісно переважаючим ефектом розширення збідненої області р-п-переходу і відповідним зменшенням напруженості електричного поля.

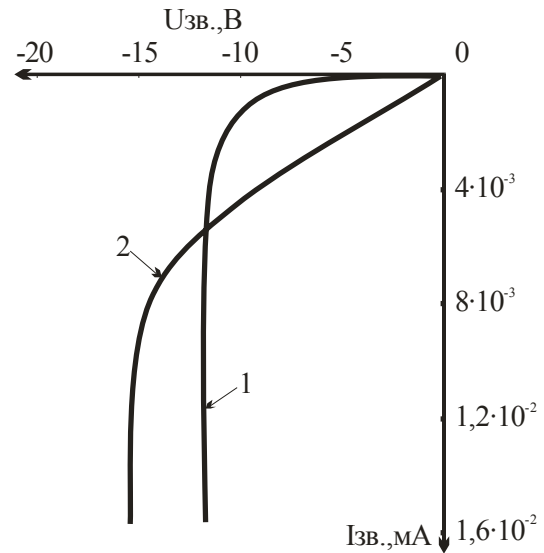


Рис. 3. Зворотні гілки ВАХ вихідного (1) та опроміненого ($\Phi=5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) (2) червоного GaP-діода, зняті при 300 К

Дію опромінення швидкими частинками на діодні структури детально проаналізовано в роботі [5], де величина зворотнього струму розглядається як сума двох компонентів – струму насичення I_s та генераційного струму I_d , джерелом якого є збіднена область р-п-переходу:

$$I_{zv} = I_s + I_d = \frac{qn_i s}{n_n} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} + \frac{qn_i s d}{\tau_p}}, \quad (17)$$

де d , s – товщина та площа р-п-переходу відповідно.

Дозова залежність концентрації вільних носіїв

$$n_n = n_0 e^{-K_n \Phi} \quad (18)$$

та часу життя τ_p визначається через відносну швидкість видалення носіїв

$$K_n = \frac{1}{n_0} \frac{dn}{d\Phi} \quad (19)$$

та коефіцієнт пошкодження часу життя K_1 :

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{\Phi_1}{K_1} = \frac{K_1 + \tau_0 \Phi}{K_1 \tau_0}, \quad (20)$$

$$\tau_p = \frac{K_1 \tau_0}{K_1 + \tau_0 \Phi}.$$

Підставивши значення n_n та τ_p в (17), одержимо:

$$I_{zv} = \frac{qn_i^2 s}{n_n} e^{K_n \Phi} \sqrt{\frac{D_p(K_1 + \tau_0 \Phi)}{\tau_0 K_1} + \frac{qn_i s d (K_1 + \tau_0 \Phi)}{\tau_0 K_1}} =$$

$$I_s(0) e^{K_n \Phi} \sqrt{\frac{K_1 + \tau_0 \Phi}{K_1}} + I_d(0) \frac{K_1 + \tau_0 \Phi}{K_1}, \quad (21)$$

де $I_s(0)$, $I_d(0)$ – струми у неопроміненому р-п-переході.

Видно, що опромінення р-п-переходу швидкими частинками приводить до зростання обох компонент зворотнього струму і до зменшення падіння напруги на р-п-переході. Вплив зміни опору бази діода

можна оцінити, вважаючи, що зміна провідності базової області головним чином визначається падінням концентрації вільних носіїв. Падіння напруги на базовій частині діода

$$U_{\delta} = IR_{\delta} = I\rho_0 \frac{l}{s} = I \frac{1}{qn\mu} \frac{l}{s} = I \frac{1}{qn_0 e^{-Kn\Phi} \mu} \frac{l}{s} = IR_0 e^{Kn\Phi} = U\delta(0) e^{Kn\Phi} \quad (22)$$

зростає в результаті захвату носіїв струму рівнями радіаційних дефектів і відповідного різкого збільшення опору бази, що обумовлює зменшення величини струму. Таким чином, падіння напруги на р-n-переході та на базі діода при опроміненні змінюються врізнобіч.

При зворотньому зміщенні значної кількості досліджуваних діодів виникають локальні пробої, які супроводжуються яскравим світінням – мікроплазми. Спектр випромінювання таких центрів – неперервний і містить кванти з енергією $h\nu > Eg$, що свідчить про лавинно-розрядну природу механізму їхнього виникнення. Середній розмір однієї мікроплазми становить $d \approx 12\mu\text{m}$. Слід відмітити також, що на відміну від кремнієвих діодів, де мікроплазмове світіння має вигляд окремих осциляцій, у фосфіді галію випромінюючі центри не змінюють свого положення на поверхні діода і їхнє світіння стабільне в часі. Лавинна природа мікроплазм у діодах GaP вперше була виявлена у роботі [8]. Відомо, що місцями їхнього зародження є неоднорідності, які приводять до звуження переходу або скупчення дислокацій, оточених атмосферами Котрелла, чи виділення другої фази.

Всі ці фактори приводять до збільшення електричного поля, або ж до зростання коефіцієнта іонізації у недосконалій частині переходу [6,7].



Рис. 4. Мікроплазмове світіння зворотньозмщеного GaP-світлодіода

На рис. 4 приведено знімок зразка, одержаний при зворотньому зміщенні $U_{zv} = -20\text{ В}$. Як можна помітити, локальні спалахи світіння розташовані по поверхні діода в середньому з однаковою густиною, що свідчить про хаотичний характер розподілу макронеоднорідностей у зразку.

ВИСНОВКИ

Розраховано залежності коефіцієнта ударної іонізації від напруженості електричного поля та температурні залежності довжини вільного пробігу носіїв струму у кристалах GaP в рамках теорії Бараффа.

Досліджено вплив опромінення нейтронами на зворотні гілки ВАХ фосфідо-галієвих діодів. Встановлено, що радіаційна обробка спричиняє збільшення зворотнього струму через р-n-перехід; зростання опору бази в результаті введення радіаційних дефектів приводить до зменшення I_{zv} .

Різке падіння величини пробійного струму в інтервалі температур 96...77 К обумовлене зниженням напруженості електричного поля у збідненій області р-n-переходу внаслідок його розширення. Значне число мікроплазм у зворотньо-змщених діодах GaP свідчить про неоднорідність р-n-переходу та про велику концентрацію дислокацій у зразку.

ЛІТЕРАТУРА

1. К. Зеєгер. *Физика полупроводников*. М.: "Мир", 1977, 613 с.
2. И.В. Грехов, Ю.Н. Серезжин. *Лавинный пробой р-n-перехода в полупроводниках*. Л.: "Энергия", 1980, 150 с.
3. S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. New York: "John Wiley & Sons", 1981, 908 p.
4. T.P. Pearsall. Impact ionization Rates for Electrons and Holes in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ // *Appl. Phys. Lett.* 1980, v. 36, p. 218-224.
5. Ф.П. Коршунов. *Радиационная физика кристаллов и р-n-переходов*. Минск: "Наука и техника", 1972, 125 с.
6. Е.Ф. Венгер, М. Грендел, В. Даншика, Р.В. Конакова, И.В. Прокопенко, Ю.А. Тхорик, Л.С. Хазан. *Структурная релаксация в полупроводниковых кристаллах и приборных структурах*. 1994, 245 с.
7. Б.С. Берман, В.В. Евстропов, Б.В. Царенков. Свойства отдельных микроплазм в GaP р-n-структурах // *ФТТ*. 1971, т.5, в.1, с.134-137.
8. K. Maeda Temperature dependence of pair band luminescence in GaP // *J. Phys. Chem. Solids*. 1965, v. 26, p.595-601.

Статья поступила в редакцию 04.08.2008 г.

**ДЕГРАДАЦИОННЫЕ И ВОССТАНОВИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В ОБРАТНОСМЕЩЕННЫХ ФОСФИДО-ГАЛЛИЕВЫХ ДИОДАХ,
ВЫЗВАННЫЕ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА**

*Н.В. Друзенко, В.И. Куц, О.В. Мосолаб, Л.В. Ушата, Ю.Г. Гришин, В.П. Тартачник, Л.И. Чирко,
В.Я. Опилат, С.Б. Смирнов, В.Ф. Ластовецкий, П.Г. Литовченко*

Изучены пробойные процессы в фосфидо-галлиевых светодиодах. Проведены оценки величины коэффициента ударной ионизации в исходных образцах. Показано, что облучение нейтронами влечет за собой увеличение обратного тока, обусловленного существованием потенциального барьера. Значительное количество микроплазм свидетельствует о существенной неоднородности исследуемых p-n-переходов.

**DEGRADATION AND RECOVERY PROCESSES IN REVERSE-BIASED PHOSPHIDE-
GALLIUM DIODES INDUCED BY REACTOR FAST NEUTRONS**

*N.V. Druzenko, V.I. Kuts, O.V. Mosolab, L.V. Ushata, Ju.G. Grishin, V.P. Tartachnik, L.I. Chirko,
V.J. Opilat, S.B. Smirnov, V.F. Lastovetsky, P.G. Litovchenko*

Breakdown processes in phosphide-gallium light-emitting have been studied were studied. The coefficient of collision ionization in initial samples has been estimated. It was shown that neutron irradiation results in increase of the reverse current caused by existence of potential barrier. The significant amount of microplasmas is the manifestation of essential inhomogeneity of p-n junctions studied.