

## ДІЯ ПРОНИКАЮЧОЇ РАДІАЦІЇ НА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВІТЛОВИПРОМІНЮЮЧИХ ДІОДІВ GaP

\**О.В. Конорєва, \*П.Г. Литовченко, \*\*В.Я. Опилат, \*І.В. Петренко, \*М.Б. Пінковська,  
\*В.П. Тартачник*

*\*Інститут ядерних досліджень НАН України, пр. Науки 47, м. Київ;  
тел. 38 (044) 265-36-39;*

*\*\*Національний педагогічний університет ім. Драгоманова; вул. Пирогова, 9,  
м. Київ, Україна*

Досліджувалась природа ділянок від'ємного диференційного опору (ВДО) S- та N-типу на вольт-амперних характеристиках (ВАХ) фосфідогалієвих світлодіодів. Існування S-подібних ділянок пов'язується з процесами захоплення та емісії неосновних носіїв пастками. Виникнення ВДО N-типу обумовлюється тунелюванням вільних носіїв струму на рівні квантових ям. Уведення радіаційних дефектів у досліджувані структури приводить до зростання тунельної складової струму на прямих і зворотних ділянках ВАХ.

Відомо, що в основі роботи численних напівпровідникових приладів лежить ефект інжекції неосновних носіїв струму, обумовлений існуванням у кристалі або на його межі неоднорідної області. Нею може бути як р-n-перехід, чи спеціально виготовлена випрямляюча частина поверхні – структура металл-діелектрик-напівпровідник, так і звичайний точковий металевий контакт. Коли одна з протилежних поверхонь кристала здатна інжектувати носії іншого знаку, встановлюється режим подвійної інжекції, в результаті чого при виконанні умови  $\tau_{\text{максвел}} > \tau_{\text{прольоту}}$  у зразку формується електронно-діркова плазма. Цей своєрідний стан суттєво змінює ВАХ приладу: на характеристиці виникають ділянки нестійкості у вигляді ВДО та області стрімкого зростання струму при незначних приростах  $\Delta U$ , обумовлені заповненням окремої групи моноенергетичних рівнів. Зразок, у якому високоомна область перебуває у стані подвійної інжекції носіїв, може бути джерелом інформації про концентрацію локальних центрів, їхнє положення у забороненій зоні, переріз захвату носіїв та інше [1].

У поданій роботі розглядаються механізми протікання струму на різних ділянках ВАХ серійних GaP світлодіодів двох видів – червоних, р-область яких легована Zn та O, і зелених, легованих азотом.

Введення глибоких рівнів у заборонену зону напівпровідника здійснювалося опроміненням швидкими нейтронами реактора ( $\bar{E}=2$  МеВ) та  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$ . Вимірювання ВАХ в інтервалі 77...300K проводилось пристроєм, роботою якого керував комп'ютер; C-V-характеристики знімались при кімнатній та азотних температурах.

### РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Падіння напруги на діоді складається з падіння на р-n-переході та опорі бази  $R_b$ .

При великих струмах залежність  $I(U)$  з експоненційної перетворюється на лінійну  $U=U_0+IR_b$ , де  $U_0$  відповідає частині напруги  $U$ , яка

компенсує контактну різницю потенціалів. Отже, екстраполюючи залежність  $I(U)$  із області великих струмів, де має місце лінійний зв'язок  $I$  з  $U$  до перетину з віссю напруг, можна одержати величину контактної різниці потенціалів  $U_0$ ; похідна  $du/dI$  дає можливість визначити величину послідовного опору бази  $R_b$  [2]. Цей параметр для досліджуваних зразків коливався в межах 7...15 Ом, причому при опроміненні нейтронами значення  $R_b$  різко зростало. Наприклад, вихідний червоний діод до опромінення характеризовався значенням  $R_b=7,8$  Ом; після опромінення нейтронами ( $\Phi=10^{16}\text{см}^{-2}$ ) його послідовний опір став рівним 14,6 Ом. Відпал при 600 °C зумовив зменшення  $R_b$  до 12,8 Ом.

Точки перетину екстрапольованої лінійної ділянки ВАХ із віссю абсцис були близько до ~2,2 В із незначними відхиленнями в обидва боки для різних діодів.

В області малих значень струмів ( $10^{-6}\text{А} < I < 10^{-4}\text{А}$ ) залежність  $I(V)$  мала класичний вигляд і підкорялась закону Шоклі:

$$I = I_s (e^{\frac{eU}{nkT}} - 1), \quad n=1-2, \quad (1)$$

але вже при  $I < 10^{-6}\text{А}$  в багатьох діодах починала превалювати тунельна складова, величина якої, згідно [3,4] для бар'єра з параболічним ходом пропорційна

$$I = A \frac{e^3 \sqrt{2meV} (\phi_0 - eV)^{\frac{1}{2}} N_a}{2\pi \phi_0^{\frac{1}{2}} (2\epsilon \epsilon_0 \phi_0)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{m_e \epsilon \epsilon_0}}{\sqrt{\phi_0 - eV}}\right), \quad (2)$$

де  $\phi_0$  – контактна різниця потенціалів, решта позначень – загальноприйняті.

На рис. 1 показана залежність  $-\ln \frac{I}{V\sqrt{\phi_0 - eV}}$  від

$\frac{1}{\sqrt{\phi_0 - eV}}$  для червоного діода GaP, опроміненого  $\gamma$ -квантами  $Co^{60}$  ( $10^7$  рад). У межах струмів  $10^{-4} \dots 10^{-9}$  А умова (2) виконується задовільно, що свідчить про ефективне тунелювання носіїв через бар'єр параболічної форми в опроміненому зразку.

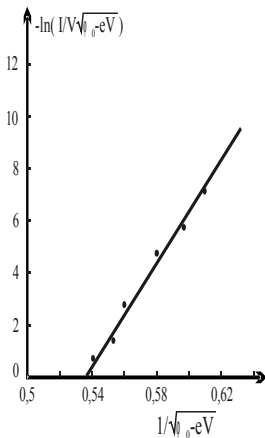


Рис. 1. Залежність від для опроміненого  $\gamma$ -квантами червоного діода GaP

При великих зміщеннях ( $U > 10 \dots 15$  В, 77 К) степенева залежність  $I(V)$  переходить у область нестійкості – ВДО, детально описану в роботі [5] (рис. 2).

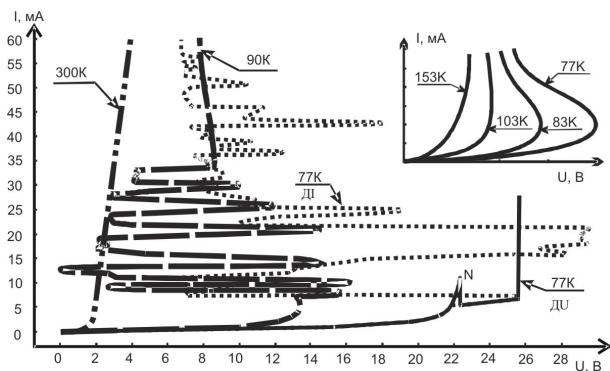


Рис. 2. ВАХ зеленого діода, зняті в режимі генератора струму  $\Delta I$  та напруги  $\Delta U$ , на вкладинці – дані з роботи [5]

Між експоненційною областю струмів та ділянкою ВДО існує перехідна область, де залежність величини струму від прикладеної до діода напруги – квадратова,  $I \sim U^2$ , що, як показано у роботі [6], відповідає подвійній інжекції носіїв у високоомну і-ділянку р-п-переходу.

Напруга зриву

$$V_B = \frac{L^3 N \sigma_n V}{l_0 \mu_n} \left( \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

(де  $l_0 = \sqrt{D\tau_0}$ ;  $L$  – товщина високоомної області) при переході у стан ВДО пов'язана з величиною напруги, при якій підтримується майже вертикальне зростання струму, рівністю

$$V_S = \frac{b}{1+b} V_B, \quad (4)$$

$$\text{де } b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \text{ або } b = \frac{V_S}{V_B - V_S},$$

котра може служити критерієм коректності вибраної моделі.

У фосфіді галію середні значення рухливості електронів  $\mu_{cp,n} = 120 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , а середні значення рухливості дірок  $\mu_{cp,p} = 80 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Для наших зразків коефіцієнт “b” повинен бути рівним 0,4.

Оцінки, проведені на значній кількості діодів показують, що значення “b” вміщується в інтервал 0,5...1,5. Ця величина мало змінюється внаслідок опромінення: для окремого вихідного зразка вона становить 0,66; значення параметра для зразка, опроміненого нейтронами дозою  $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $b = 0,73$ .

Останній факт повинен свідчити на користь пропорційності зменшення рухливості як електронів, так і дірок в результаті введення опроміненням радіаційних дефектів.

Подвійна інжекція супроводжується захоптом носіїв пастками. Про існування подвійної інжекції у досліджуваних зразках свідчать вимірювання дифузійної ємності  $C$  р-п-переходу. Дійсно, оскільки [6]

$$\tau_n = \frac{\kappa T C \cdot d}{e I} \quad (5)$$

і при додатному зміщенні в межах 0...4 В струм зростає щонайменше на порядок, величина  $C \cdot d$  – лише на 2,6%, очевидним є факт різкого зменшення часу життя  $\tau$  неосновних носіїв (коли через діод протікає прямий струм  $I = 4$  мА, час життя сягає  $2,9 \cdot 10^{-11}$  с; при цьому товщина високоомного шару становить 5,1 мкм).

Коли ж число інжекттованих носіїв зрівнюється з числом пасток, час життя неосновних носіїв починає зростати, що тягне за собою зростання концентрації електронів та дірок і відповідне різке зменшення опору високоомного шару. Виникає позитивний зворотній зв'язок за струмом, який і обумовлює існування на ВАХ ділянки ВДО з усіма її особливостями.

При охолодженні діодів до температур  $\sim 170$  К на ВАХ виникає S-подібна ділянка ВДО, яка розширюється вміру подальшого зниження температури (вимірювання в режимі генератора струму). Коли застосувати режим генератора напруги, то до початку виникнення ділянки ВДО S-типу можна виявити N-подібну ділянку. При цьому

S-ділянка перетворюється на різке зростання струму - характерний для такого режиму вимірювання I-зрив (див. рис. 2).

Зменшення ступеня дискретності величини струму-приросту  $\Delta I$  при переході до вимірювання наступної точки ВАХ перетворює плавну ділянку нестабільності S-типу в область суцільних осциляцій, які лише при достатньо великих струмах переходять у вертикальну гілку ВАХ, де величина струму через діод практично обмежується лише незначним внутрішнім опором генератора.

Як видно, виявлений ефект явно нетиповий. Його відтвореність від зразка до зразка, а також у часі не викликає сумнівів у експериментальній достовірності. Подібні йому аналоги в літературі не описані, актуальність досліджень, пов'язана зі стабільністю роботи приладу, – безперечна, тому розгляд такої нетривіальної поведінки діода повинен бути проведений з урахуванням всіх можливих механізмів формування осциляційного процесу.

Першим із них може бути польовий механізм міждолинного перенесення електронів і формування у зразку домена високого поля.

Така можливість забезпечується структурою зони провідності непрямозонного GaP: абсолютний мінімум  $E_C$  розташований на краю зони Брилюена в точці  $X_1$ ; в центрі зони Брилюена, в точці  $\Gamma_1$  локалізований мінімум з більшою енергією. Відстань між ними складає 0,538 еВ.

Кривизна мінімуму  $X_1$  менша кривизни мінімуму  $\Gamma_1$ , тому ефективна маса носіїв у першому мінімумі більша, ніж у другому. При наявності значного поля у зразку розігріті електрони, залишаючи нижню долину, переходять у верхню, де вони стають “легкими”, що і створює умови формування домена сильного поля. На відміну від арсеніду галію він буде “швидким”, оскільки носії у  $\Gamma$ -мінімумі – легші і слід очікувати зростання їхньої рухливості; завдяки цьому область ВДО набуває S-подібного вигляду.

Значення максимального поля у p-n-переході при прямому зміщенні можна оцінити, екстраполювавши залежність бар'єрної ємності в області прямих зміщень.

Якщо в центрі переходу одиничної площі

$$E(V,0) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^{V+V_k} C(V) dV, \quad (6)$$

(де  $V_k=2,24$  еВ для GaP при 300 К), то для епітаксійної структури з різким розподілом домішок ( $n=2$ )

$$C(V) = \frac{K}{\sqrt[n]{V+V_k}}$$

( $K$  і  $n$  – константи); одержуємо

$$E(V,0) = \frac{kn(V+V_k)^{\frac{n-1}{n}}}{\epsilon \epsilon_0 (n-1)} = \frac{n(V+V_k)}{\epsilon \epsilon_0} C, \quad (7)$$

$$\text{або } E(V,0) = \frac{2(V+V_k)}{\epsilon \epsilon_0} C. \quad (8)$$

На рис. 3 приведені залежності величини максимального поля у p-n-переході від прикладеної напруги для вихідного зразка GaP та опроміненого електронами з  $E=1$  MeV ( $\Phi_1=2 \cdot 10^{16}$  електр./см<sup>2</sup>,  $\Phi_2=2 \cdot 10^{17}$  електр./см<sup>2</sup>).

Видно, що при  $V > V_k$  напруженість поля в центрі переходу сягає  $5 \dots 8 \cdot 10^7$  В/м, перевищуючи критичне значення  $E_{кр}=3,8 \cdot 10^5$  В/м, при якому спостерігаються інтенсивні переходи електронів у верхню долину в GaAs. Опромінення діода приводить до зменшення напруженості поля в середині переходу в результаті його розширення. Зростання ефективної ширини збідненої області, в свою чергу, є наслідком компенсації електропровідності p- та +n-області діода радіаційними дефектами.

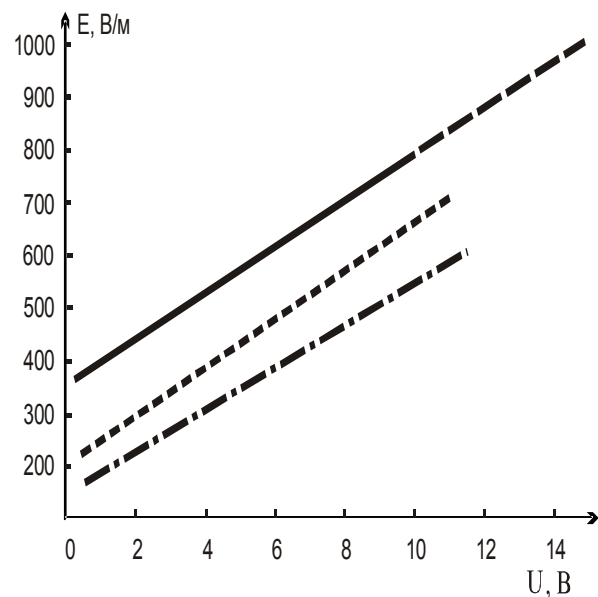


Рис. 3. Залежність величини максимальної напруженості електричного поля у p-n-переході червоного світлодіода: суцільна пряма – неопромінений; пунктирна – опромінений 1 MeV електронами дозою  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>, штрихпунктирна – дозою  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>

Якщо порівняти відстані між двома долинами арсеніду галію ( $\Delta E_{GaAs}=0,36$  еВ) ( $\Delta E_{GaP}=0,538$  еВ), то цілком реально сподіватися, що у GaP в межах тонкого збідненого шару ( $h \approx \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{C} \approx 4 \dots 5$  мкм) також може реалізуватися механізм генерації коливальних, аналогічний міждолинному перенесенню електронів у GaAs.

Другою причиною, завдяки якій можуть виникати коливання в області нестабільності ВАХ, може бути тепловий ефект. Справді, проходження струму критичної величини через діод призводить до виділення кількості тепла, достатньої для іонізації неглибоких донорних рівнів. Позитивний зв'язок за концентрацією носіїв викликає падіння напруги на збідненому шарі діода, що також зменшує величину розсіюваної потужності, температура зразка падає, електрони знову захвачуються донорними рівнями і т.д.

У випадку реалізації першого механізму частота коливань у досліджуваних зразках GaP, враховуючи їхню більшу швидкість поширення та малу товщину активної області, повинна бути вищою, ніж у GaAs. Проте осцилографічний контроль зміни напруги на діоді, коли зразок перебував у зоні нестабільності S-ділянки показав, що частота генерації знаходиться в межах кілогерцового діапазону. Водночас не підлягає ніякому сумніву можливість одночасного існування коливань також у НВЧ-області, для виявлення яких потрібні окремі дослідження.

Другим аргументом, який змушує віддати перевагу тепловому механізму перед польовим, є факт, що як S-ділянка ВДО, так і область осциляцій на ній виникають лише при низьких температурах.

Охолодження зразка спричиняє падіння ємності р-п-структури, що тягне за собою відповідно до виразу (8) зменшення електричного поля в області переходу.

Тому, підсумовуючи, доводиться схилитися до висновку, що теплове походження виявлених осциляцій більш імовірно, чим польове.

Збільшення напруженості електричного поля в р-п-переході спричиняє виникнення ділянки N-типу на прямій і на зворотній гілках ВАХ (див. рис. 2, 4).

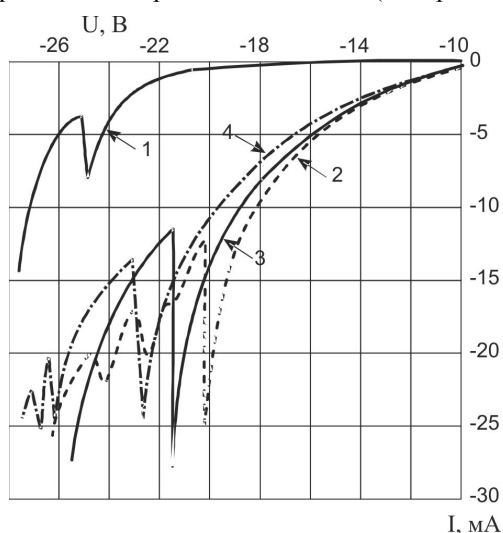


Рис. 4. Зворотні гілки ВАХ світлодіода GaP : Zn;O, зняті при різних температурах відпалу:  
1 – вихідний; 2 – T відпалу 80 °C;  
3 – T відпалу 110 °C; 4 – T відпалу 130 °C

Такі осциляції можуть бути доволі складної форми, причому опромінення зразка чи обробка ультразвуком ( $v=1$  МГц,  $P=10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>) приводить до

зростання їхньої амплітуди та ускладнення структури.

Цьому типу коливань властиве падіння струму при зростанні прикладеної до зразка напруги. Імовірною причиною їхнього виникнення може бути також тунельний ефект, але зважаючи на вузький інтервал напруг, в якому спостерігається аномалія, слід говорити про їхнє тунелювання із зони вільних носіїв на дефект у вигляді квантової ями, утвореної близько розташованими рівнями. Такий механізм починає впливати на провідність діода тоді, коли зовнішнє зміщення зрівнює квазірівень зони вільних носіїв із рівнями у квантовій ямі. Число осциляційних піків визначається кількістю енергетично розділених груп рівнів дефектів у ямі. Зміна вигляду N-подібних осциляцій після радіаційної чи акустичної обробки свідчить про радіаційно-стимульовану перебудову структури дефектів, що входять до її складу.

## ВИСНОВКИ

Показано, що в області малих струмів ( $10^{-6}$  А < I <  $10^{-3}$  А) залежність I(U) має експоненційний характер, обумовлений дифузійно-рекомбінаційними процесами. При менших струмах (I <  $10^{-6}$  А) переважає тунельна складова. На ділянці ВАХ, розташованій між її експоненційною частиною та ВДО основним є струм, обумовлений подвійною інжекцією носіїв заряду у високоомну і-область р-п-переходу. Швидке заповнення пасток неосновних носіїв заряду спричиняє зростання часу життя носіїв, падіння опору і-шару та розвиток S-подібної ділянки ВДО на ВАХ, що з іншого боку можна розглядати як дію позитивного зворотнього зв'язку за струмом. Основною причиною виникнення ВДО N-типу, очевидно, є тунелювання вільних носіїв струму на рівні квантових ям. Зростання амплітуди осциляцій на N-ділянках при ультразвуковій обробці та опроміненні зумовлено перебудовою складних дефектів, які формують квантові ями. Уведення радіаційних дефектів у світлови промінюючі структури GaP спричиняє зростання тунельних струмів і може змінювати структуру дефектів, які відповідають за формування квантових ям у зразку.

## ЛІТЕРАТУРА

1. М. Ламберт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах*. М.: «Мир», 1973, с. 416.
2. К.С. Ржевкин. *Физические принципы действия полупроводниковых приборов*. М.: «МГУ», 1986, с. 254.
3. С.И. Драпак, В.А. Манассон, В.В. Нетяга, З.Д. Ковалюк. Электрические свойства изотопной гетероструктуры P+-Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-p-GaSe // *Физика и техника полупроводников. Серия "Полупроводниковые структуры, границы раздела и поверхность"* (37). 2003, №2, с. 180–186.
4. С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. М.: «Мир», 1984, т. 1, с. 455.

5. K. Maeda. Double injection in GaP electroluminescent diodes // *Jap.J.Appl.Phys.* 1970, v. 9, №71, p. 71–80.
6. И.М. Викулин, В.И. Стафеев // *Физика полупроводниковых приборов*. М.: «Советское радио», 1980, с. 296.

### **ДЕЙСТВИЕ ПРОНИКАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ GaP**

*О.В. Конорева, П.Г. Литовченко, В.Я. Опилат, И.В. Петренко, М.Б. Пинковская, В.П. Тартачник*

Исследовалась природа областей отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) S- та N-типа на вольтамперных характеристиках (ВАХ) фосфида-галлиевых светодиодов. Существование S-подобных областей связано с процессом захвата и эмиссии неосновных носителей тока ловушками. Возникновение ОДС N-типа обусловлено туннелированием свободных носителей тока на уровни квантовых ям. Введение в исследованные структуры радиационных дефектов приводит к возрастанию туннельной компоненты тока на прямых и обратных ветвях ВАХ.

### **EFFECT OF PENETRATIVE IRRADIATION ON GaP LIGHT-EMITTING DIODE ELECTRICAL CHARACTERISTICS**

*O.V. Konoreva, P.G. Litovchenko, V.Ya. Opilat, I.V. Petrenko, M.B. Pinkovska, V.P. Tartachnyk*

The origin of negative differential resistance (NDR) regions of N- and P-types in current-voltage characteristics of GaP light-emitting diodes was studied. An existence of N-type is connected with the processes of the capture and emission of minority current carriers by the traps. Appearing of the N-type NDR is caused by the free carrier tunneling on quantum well levels. Radiation induced defects lead to the increase of the tunneling current in the forward and reverse parts of current-voltage characteristics.