

Ю.Г. Гришин¹, В.І. Кочкін¹, П.Г. Литовченко¹, В.Я. Опилат², В.П. Тартачник¹

До питання про природу струмових нестабільностей у світлодіодах GaP

¹Науковий центр Інститут ядерних досліджень АН України;

²НПУ імені М.П. Драгоманова, інститут ядерних досліджень НАН України, пр. Науки 47, м. Київ, 03028, Україна, -mail: opylat@ua.fm

Досліджувалась природа виникнення нестабільностей S- і N-типу на ВАХ вихідних та опромінених фосфідо-галієвих світлодіодів. Причиною виникнення ділянок від'ємного диференційного опору вважається термоемісія носіїв з мілких енергетичних рівнів, обумовлена локальним розігріванням області р-n-переходу. Нестабільності N-типу пояснюються процесом тунелювання вільних носіїв струму на рівні квантових ям.

Ключові слова: фосфід галію, світлодіод, деградація, опромінення, дефект, ВАХ, інжекція, тунелювання.

Стаття поступила до редакції 07.04.2008; прийнята до друку 15.06.2009.

Вступ

Протікання струму через неоднорідний зразок супроводжується перехідними явищами обумовленими обміном носіями заряду між зоною провідності (валентною зоною) та рівнями дефектів. Великомасштабні скупчення атомів домішки деформують краї відповідних зон і створюють умови для виникнення потенціальних ям та нагромадження в них електронної "рідини". Наявність такого флуктуаційного потенціалу забезпечує можливість прямих та зворотніх переходів між глибокими заповненими ямами та вищими – проміжними[1]. Наслідком існування просторово розділених скупчень дефектів у кристалі може бути зниження швидкості передачі інформації. Сигнал спотворюється різноманітними ефектами, на фоні яких додатково можуть виникати нестабільності, пов'язані зі зміною механізму струмоперенесення. Неадекватність поведінки зразка проявляється у формуванні областей від'ємного диференціального опору як S-, так і N-типу що, водночас, може мати і позитивні наслідки - режим ВДО з успіхом використовується в швидкодіючих пристроях (генератор Ганна, тунельний діод та ін.) [2,3].

У світлодіодних структурах на основі GaP виявлені і досліджувались обидва види нестабільностей на ВАХ - контрольовані струмом (S-типу) та контрольовані напругою (N-типу)[4-6]. Проте результати, приведені в цитованих роботах, не містять однозначних висновків про механізми виникнення ВДО.

Проведені нами дослідження спрямовані на

виявлення факторів, котрі відіграють визначальну роль у розвитку ділянки ВДО обох видів і вияснення природи явищ, відповідальних за виникнення електричних нестабільностей.

I. Експеримент

Об'єктами досліджень слугували червоні світлодіоди, леговані Te до концентрації $n = 8 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ (n-область), та Zn і O одночасно - до рівня $p = 3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$ (р-область); р-n-переходи вирощувались способом подвійної рідинної епітаксії; товщина n-області становила $d_n = 50-60 \text{мкм}$; р-області - 20-30 мкм. Підкладинкою служила пластина, вирізана у напрямі [111] із кристала, одержаного методом Чохральського. Асиметрія у рівнях легування р- та n- областей зумовлена необхідністю зниження ймовірності безвипромінювальної Оже-рекомбінації у генеруючій частині р-n-структури. Зелені світлодіоди легувалися ізоелектронною домішкою N; концентрація електронів у n-області становила $n = 10^{17} \text{см}^{-3}$; дірок у р-області $5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$.

Контрольоване введення дефектів структури забезпечувалося опроміненням швидкими нейтронами реактора ($\bar{E} = 2 \text{MeV}$), $\Phi = (5 \cdot 10^{14} \div 10^{16}) \text{см}^{-2}$ при температурі, не вищій кімнатної. Вимірювання вольт-амперних характеристик (ВАХ) виконувалось на керованій комп'ютером швидкодіючій схемі у режимах генератора струму та генератора напруги в інтервалі температур від кімнатної до азотної; C-V-

характеристики знімались при двох фіксованих температурах-77 та 300 К.

II. Результати та обговорення

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) досліджуваних діодів в області малих струмів та напруг $I < 10^{-6}$ А, $U < 1$ В описувались класичним виразом Шоклі [7]

$$I = I_s (e^{\frac{eU}{nkT}} - 1); I_s = \frac{gD_p p_n}{L_p} + \frac{gD_n n_p}{L_n}; n=1 \div 2.$$

При переважанні дифузійного струму $n = 1$; $n = 2$ – коли превалює рекомбінаційна компонента. Зростання I та U понад приведені величини змінювало експоненційну гілку ВАХ на степеневу $I \sim U^m$; $m > 1$.

Описані закономірності стосуються температур, які не надто відрізняються від кімнатної; але вже при охолодженні зразка до ~ 170 К на ВАХ, знятих у режимі генератора струму, виникає S-подібна ділянка ВДО, яка розширюється вміру подальшого зниження

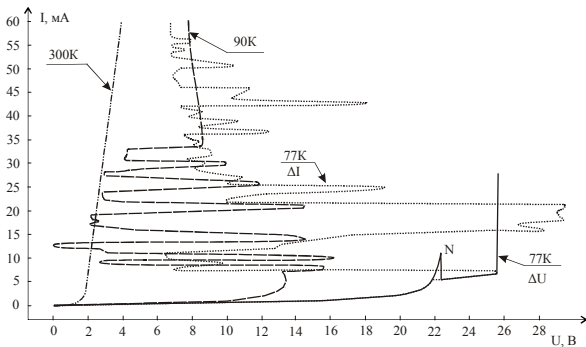


Рис. 1. ВАХ зеленого GaP:N світлодіода, легованого азотом, зняті при різних температурах (крива, що містить N-подібну ділянку, знята у режимі генератора напруги з кроком $\Delta U = 0,1$ В, всі інші зняті в режимі генератора струму з кроком $\Delta I = 1$ мА): 77 К, 90 К, 300 К.

температури (рис. 1). Проведення низькотемпературних досліджень у режимі генератора напруги дозволяє виявити на ВАХ N-подібну ділянку. При цьому замість S-ділянки спостерігається характерне для цього режиму різке зростання струму.

Зменшення ступеня дискретності величини струму (приросту ΔI 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 (рис. 1).

Як видно, виявлений ефект – явно нетиповий. Його відтворюваність 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 Бріллюена в т. X_1 ; у центрі зони Бріллюена, в т. Γ_1 локалізований мінімум з більшою енергією. Відстань між ними складає 0,538 eV[8].

Кривизна мінімуму X_1 менша кривизни мінімуму Γ_1 тому ефективна маса носіїв у першому мінімумі більша, ніж у другому. При наявності значного поля у зразку "розігріті" електрони, полишаючи нижню долину, переходять у верхню, де вони стають "легкими", що і створює умови для формування домена сильного поля. На відміну від арсеніду галію, він буде "швидким", оскільки носії у Γ -мінімумі-легші і слід очікувати зростання їхньої рухливості; завдяки цьому область ВДО може набувати S-подібного вигляду.

Значення максимального поля у p-n-переході при прямому зміщенні можна оцінити, екстраполювавши залежність бар'єрної ємності в область прямих зміщень [9].

Якщо в центрі переходу одиничної площі

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

де $V_k = 2,24$ eV для GaP при 300⁰К, то оскільки

$$C(V) = \frac{K}{\sqrt{V+V_k}}, \quad (2)$$

K і n -константи; одержуємо

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

що для епітаксійної структури з різким розподілом домішок $n = 2$ дає

$$E(V, 0) = \frac{2(V+V_k)}{\epsilon \epsilon_0} C(V)$$

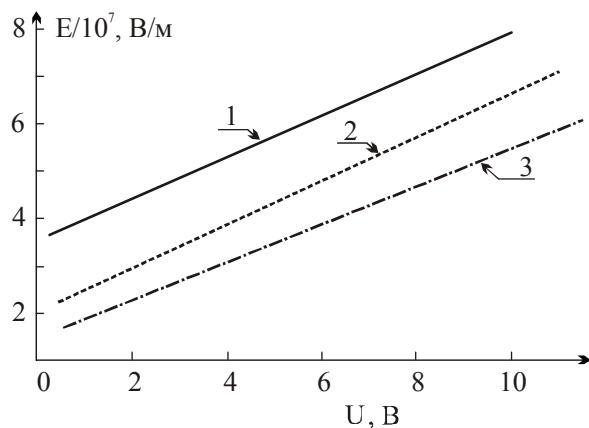


Рис. 2. Залежність величини максимальної напруженості електричного поля у p-n-переході, для вихідного зразка GaP (1) та опроміненого електронами з $E = 1$ MeV $\Phi_1 = 2 \cdot 10^{16}$ e/cm² (2), $\Phi_2 = 2 \cdot 10^{17}$ e/cm² (3).

На рис. 2 приведені залежності величини максимального поля у р-n-переході, для вихідного зразка GaP та опроміненого електронами з $E=1$ MeV ($\Phi_1=2\cdot 10^{16}$ e/cm², $\Phi_2=2\cdot 10^{17}$ e/cm²). Видно, що при $V > V_k$ напруженість поля в центрі переходу сягає $(5 \div 8) \cdot 10^7$ 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 [10].

Якщо порівняти відстані між двома долинами а арсеніди галію ($\Delta E_{GaAs}=0,36$ eV) та GaP ($\Delta E_{GaP}=0,538$ eV), то цілком реально сподіватися, що у фосфіді галію в межах тонкого збідненого шару

$$(h \cong \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{C} \approx 4 \div 5 \mu\text{к}) \text{ також може реалізуватися}$$

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 приводить до виділення кількості тепла, достатньої для іонізації неглибоких донорних рівнів. Позитивний зв'язок за концентрацією носіїв викликає зменшення напруги на збідненому шарі діода, що також зменшує величину розсіяваної потужності, температура зразка падає, електрони знову захвачуються донорними рівнями і т.д.

У випадку реалізації першого механізму частота коливальних 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 (рис. 3). Звичайно,

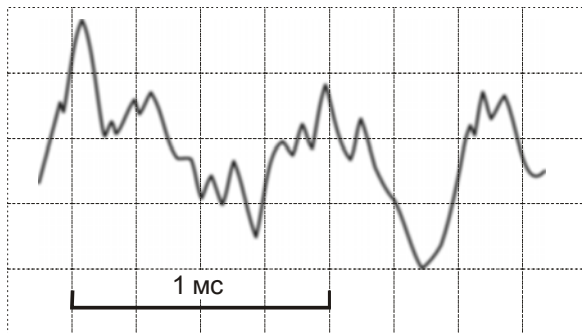


Рис. 3. Осцилографічна крива, що відображає коливання струму у діоді в області ВДО ($\nu \approx 10^3$ с).

наявність низькочастотних коливальних не виключає можливості їхнього існування також у ЗВЧ-області; проте для виявлення останніх потрібні спеціальні 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.

Але, як видно з рис. 4, охолодження зразка, спричиняє падіння ємності р-n структури, що тягне за собою, відповідно до виразу (3), зниження

електричного поля в області переходу, і приводить до зменшення імовірності польового механізму порівняно з тепловим.

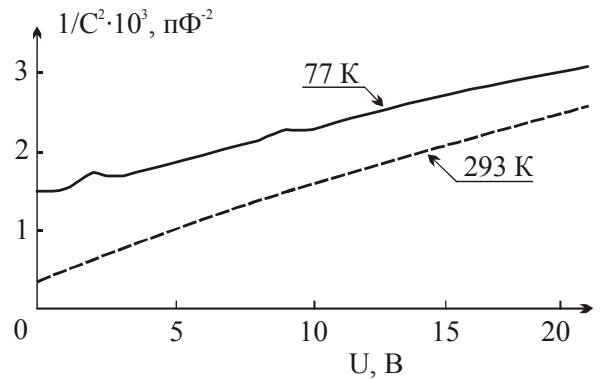


Рис. 4. Залежність $1/C^2$ від прикладеної до світлодіода GaP напруги.

Тому, підсумовуючи, доводиться схилитися до висновку, що теплове походження виявлених осциляцій імовірніше, аніж польове.

Другий вид електричних нестабільностей у діодах GaP – це ділянки ВДО N-типу, присутні на прямих, і на зворотніх гілках ВАХ. Така область є основною на ВАХ, тунельного діода; її існування забезпечується підбар'єрним тунельним просочуванням носіїв. Густина тунельного струму визначається згідно[11] виразом

$$I_t = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 E V}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3qE\hbar}\right) \quad (4)$$

де E – напруженість поля в переході; E_g – ширина забороненої зони; V – прикладена напруга; m^* – ефективна маса носія. Величина I_t експоненційно зростає при збільшенні поля і, як видно з приведеного співвідношення, не залежить від температури (якщо не враховувати слабку температурну залежність ширини забороненої зони напівпровідника).

Виявлення ділянок ВАХ, де переважають тунельні струми, найпростіше здійснюється на фоні малих зворотніх струмів.

У роботі [12] показано, що оскільки тунельна прозорість бар'єру експоненційно мала, вона повинна різко залежати від флуктуації його параметрів. Коли на окремих ділянках р-n-переходу різниця $N_d - N_a$ перевищує $N_0 = \tilde{N}_d - \tilde{N}_a$ – різницю середніх концентрацій донорів та акцепторів, бар'єр у цих областях звужується і виникають його "проколи"[12,13]. Інтервал змінь, у якому флуктуаційні ефекти проявляються найвиразніше

$$V_{cp} \gg V \gg E_g, \quad (5)$$

де V_{cp} – характерне зміщення

$$V_{cp} = 4 \frac{N_{cp,d} + N_{cp,a}}{N_d - N_a} \sqrt{E_g E_B}, \quad (6)$$

$$E_B = \frac{me^4}{2\hbar^2} \text{ – енергія Ридберга}$$

Для GaP $V_{cp} = 4,46$ eV – (червоні діоди) та $V_{cp} = 3,31$ eV – (зелені діоди).

Згідно з моделлю [12] в залежності від величини прикладеної напруги V , показник експоненти густини тунельного струму-якісно різний: якщо $V > V_{cp.}$, нахил експоненти залежить від напруги то при зміщеннях, менших $V_{cp.}$ він перестає залежати від неї.

На рис. 5 подані залежності $\ln I$ від зворотної

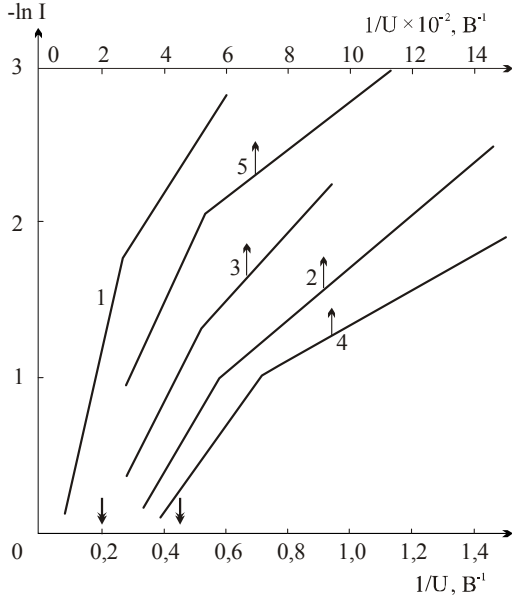


Рис. 5. Залежність логарифма зворотнього струму через р-n-перехід від оберненої величини зовнішньої напруги для зразка 1) опроміненого нейтронами $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2$; 2) опроміненого і відпаленого при $T_{в.} = 290^\circ\text{C}$; 3) "- $T_{в.} = 320^\circ\text{C}$; 4) "- $T_{в.} = 350^\circ\text{C}$; 5) "- $T_{в.} = 390^\circ\text{C}$.

напруги $1/V$ для зеленого діода, опроміненого нейтронами ($\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2$) та відпаленого при різних температурах. Стрілками на осі абсцис показана область напруг, яка відповідає виконанню критерію (5,6). Видно, що на всіх кривих існує точка переходу від крутішої залежності $\ln I(1/V)$ до пологішої, яка при малих величинах струмів та напруг повинна переходити в горизонтальну. Точка зламу попадає в інтервал (5) лише для опроміненого зразка (крива 1); її положення при подальшому відпалі визначається концентрацією радіаційних дефектів у зразку. Область протікання тунельних струмів, де виникнення проколів не впливає на ВАХ, обмежується набагато ширшим інтервалом напруг. З метою виразнішого виявлення їхнього внеску досліджувався зразок, доза опромінення якого перевищувала дозу, одержану попереднім діодом, на порядок ($\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2$). З рис. 6 можна переконатися що в межах 16-20 В зворотніх напруг та 106К-296 К нахил кривих $I(V)$ практично- незмінний, що свідчить про переважання тунельного вкладу у величину зворотнього струму. На рис. 7 подана залежність $\ln I(1/V)$ для кривої (6), знятої при температурі 127К, яка додатково засвідчує існування тунельної складової на виділеній ділянці зворотної ВАХ. На фоні монотонного зростання тунельного струму при збільшенні напруженості електричного поля в р-n-переході виникають також N-подібні ділянки ділянки ВДО на прямій і на зворотній гілках ВАХ (рис. 8). Такі осциляції можуть бути доволі

складної форми, причому опромінення зразка, чи обробка ультразвуком ($\nu = 1 \text{ МГц}$, $P = 10^{-4} \text{ Вт/см}^2$)

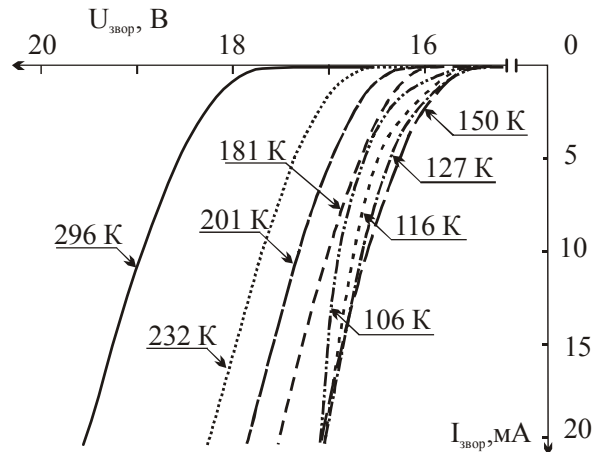


Рис. 6. Температурні залежності зворотніх гілок ВАХ червоного світлодіода GaP.

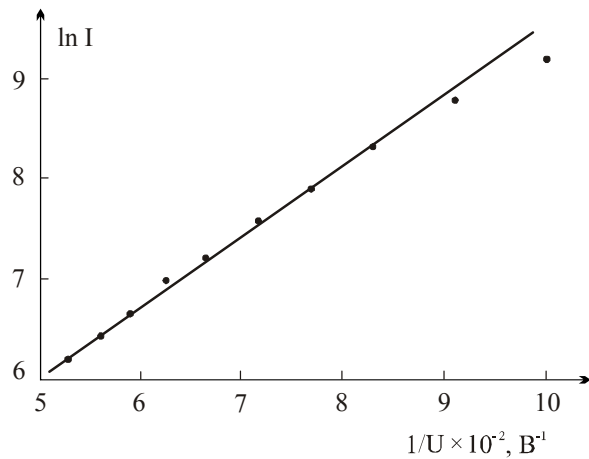


Рис. 7. Залежність $\ln I(1/V)$ для кривої, знятої при температурі 127 К.

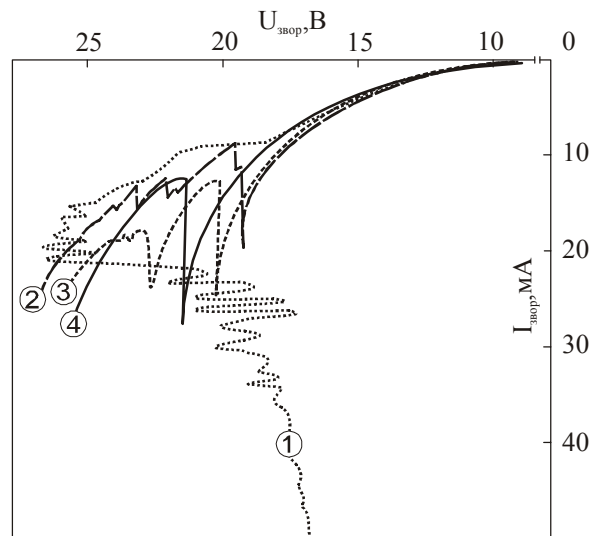


Рис. 8. Зворотні гілки ВАХ GaP:ZnO світлодіода: 1) вихідний, $T = 77 \text{ K}$, $\Delta I = 1 \text{ mA}$; 2) $T = 77 \text{ K}$, $\Delta U = 0,1 \text{ B}$; 3) відпалений, $T_{anneal} = 80^\circ \text{ C}$, $T = 77 \text{ K}$, $\Delta U = 0,1 \text{ B}$; 4) відпалений, $T_{anneal} = 110^\circ \text{ C}$, $T = 77 \text{ K}$, $\Delta U = 0,1 \text{ B}$; 5) $T = 300 \text{ K}$.

приводить до зростання їхньої амплітуди та

ускладнення структури.

Цьому типу коливань властиве зростання струму при збільшенні 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 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 відповідних дефектів.

Висновки

Встановлено, що область нестабільності S-ділянки ВДО при 77 К має дискретну структуру і складається з окремих осциляцій, частота повторень яких належить до кілогерцового діапазону. Стосовно

механізму генерування таких коливань висловлюється думка, що найімовірнішою причиною може бути тепловий ефект: спустошення існуючих у зразку пасток носіїв струму при його нагріванні струмом та наступний їхній захват-при охолодженні діода. Показано, що значний внесок у зворотній струм діодів GaP створює тунельна складова, важлива роль у формуванні якої належить "проколам"- флуктуаційним звуженням ширини бар'єру. Основною причиною виникнення ВДО N-типу очевидно є тунелювання вільних носіїв струму на рівні квантових ям. Зростання амплітуди осциляцій на N-ділянках при УЗ-обробці та опроміненні нейтронами обумовлено перебудовою складних дефектів, які формують квантові ями.

Дубовий В.К. – кандидат фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник;

Кочкін В.І. – провідний інженер;

Опилат В.Я. – кандидат фіз.-мат. наук, доцент;

Петренко І.В. – провідний інженер;

Тартачник В.П. – доктор фіз.-мат. наук, професор;

Гришин Ю.Г. – аспірант.

- [1] П.Г. Литотовченко, В.Г. Макаренко, В.Я. Опилат, В.П. Тартачник, И.И. Тычина. Релаксация проводимости облученного фосфида галлия // *УФЖ*, **33**(3), сс. 387-390 (1988).
- [2] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников*. М, Наука. 685 с. (1990).
- [3] К.Зеегер. *Физика полупроводников*. Мир, М. 615 с. (1977).
- [4] R.V. Bhardava. Negative resistance in GaP electroluminescent diodes // *Appl.Phys.Lett.*, **14**, pp. 193-197 (1969).
- [5] К.Маеда. Double injection in GaP electroluminescent diodes // *Jap.j. Appl.Phys.*, **9**(1), pp. 71-75 (1970).
- [6] В.С. Манжара, В.П. Тартачник. До природи від'ємного диференціального опору фосфід-галієвих діодів // *УФЖ.*, **46**(2) с.196-199 (2002).
- [7] W. Shockley. The Theory of p-n-junction in Semiconductors and p-n junction Transistors // *Bell. Syst.Techn. J.*, **28**, pp. 435(1949).
- [8] D. Van Nostrand. *Electrons and Holes in Semiconductors*. Princeton. N.J., 378 p. (1950).
- [9] А. Берг, П. Дин. *Светодиоды*. Мир, М., 686 с. (1979).
- [10] Л.С. Берман. Определение электрического поля в p-n-переходе из емкостных измерений // *ФТП*, **3**(4), сс. 609-611 (1970).
- [11] К.С. Ржевкин. *Физические принципы действия полупроводниковых приборов*. Изд. МГУ, М. 256 с. (1986).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. Мир, М. 455 с. (1984).
- [13] М.Э. Райх., И.М. Рузин. Флуктуационный механизм избыточных туннельных токов в обратно смещенных p-n-переходах // *ФТП*, **19**(7), сс.1217-1224 (1985).
- [14] В.Н. Гусятников, М.Э. Райх. Влияние флуктуаций концентрации на высоту и туннельную прозрачность барьера // *ФТП*, **18**(6), сс. 1077-1084 (1984).