

PACS Numbers 73.20.Hb, 72.80.Ey

## УПРАВЛІННЯ ПАРАМЕТРАМИ GaAs:Si-p-n-СТРУКТУР ПРИ ГІРАТРОННОМУ ОПРОМІНЮВАННІ

**Г.О. Сукач<sup>1</sup>, В.В. Кідалов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Національний університет біоресурсів і природокористування України,  
вул. Героїв Оборони, 15, 03041, Київ, Україна

<sup>2</sup> Бердянський державний педагогічний університет,  
вул. Шмідта, 4, 71100, Бердянськ, Україна  
E-mail: [V.V.Kidalov@mail.ru](mailto:V.V.Kidalov@mail.ru)

*Показано, що за допомогою гіратронного опромінення можливо управління станом  $p-n$  переходу у вже виготовленій світловипромінюючій структурі. Зрушення компенсованої області випромінюючої структури на основі GaAs:Si, обумовлене рухом домішок у полі термопружних напруг, що з'являються в процесі охолодження зразків після гіратронного опромінення.*

**Ключові слова:** ГІРАТРОННЕ ОПРОМІНЮВАННЯ, СВІТЛОВИПРОМІНЮЮЧІ СТРУКТУРИ, ДОМІШКИ, УПРАВЛІННЯ СТАНОМ  $p-n$ -ПЕРЕХОДУ, ТЕРМОПРУЖНІ НАПРУГИ.

*(Одержано 21.04.2011, у відредагованій формі – 25.09.2011,  
опубліковано онлайн – 30.12.2011)*

### 1. ВСТУП

Останніми роками в технології виготовлення напівпровідникових приладів, зокрема при управлінні енергетичними і геометричними параметрами  $p-n$ -переходів (особливо профілем легуючої домішки і положенням межі розділу в об'ємі матеріалу), окрім традиційних методів термічного відпалу [1] широко використовуються нетрадиційні методи опромінювання потоками нейтральних і заряджених частинок [2-5]. Досягнутий рівень розуміння фізичних процесів, що протікають при взаємодії цих корпускулярних частинок з неомогенною напівпровідниковою структурою, дозволив запропонувати технологічні методи управління положенням  $p-n$ -переходу у вже виготовленому оптоелектронному приладі.

Проте кожний з цих методів має принципові індивідуальні або загальні для всіх імпульсних методів недоліки: істотне дефектоутворення (введення точкових і складніших дефектів), нерівномірність нагріву напівпровідникової структури, виникнення не тільки подовжніх, але і поперечних градієнтів температури, виникнення термопружних напруг тощо.

У зв'язку з цим у даній роботі проаналізовано випадок управління положенням  $p-n$ -переходу у вже виготовленій світловипромінюючій структурі (СВС) за допомогою опромінювання її однорідним за площею електромагнітним СВЧ-випромінюванням міліметрового діапазону (гіратронним опромінюванням), що забезпечує швидке, кероване, відтворюване і рівномірне розігрівання всього об'єму приладу до заданої температури.

## 2. ЗРАЗКИ І МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Об'єктами досліджень були напівпровідникові *p-n*-переходи на основі сильнолегированного і компенсованого (СЛК) кремнієм арсеніду галію (GaAs:Si), отримані в одному технологічному циклі при вирощуванні СВС методом рідиннофазної епітаксії з обмеженого об'єму розплаву миш'яку і кремнію в розчині галію на підкладках *n*-GaAs(Sn), орієнтованих в площині (100). При вирощуванні *p-n*-структур масова частка кремнію складала величину  $0,2 \div 0,4 \%$ , що відповідає структурам з максимальним квантовим виходом випромінювання. При температурі вирощування ( $T_e$ ) більше  $900^\circ\text{C}$  кремній вбудовувався переважно у вузли галію (домішки заміщення  $\text{Si}_{\text{Ga}}$ ) і формував *n*-шар, а при  $T_e < 900^\circ\text{C}$  – у вузли миш'яку (домішки заміщення  $\text{Si}_{\text{As}}$ ) і формував *p*-шар. Концентрація домішок кремнію, що вводяться  $\leq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а концентрація основних носіїв заряду в *n*- і *p*-областях далеко від області об'ємного просторового заряду *p-n*-переходу (зокрема на поверхні СВС) не перевищувала величини  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а поблизу *p-n*-переходу була як мінімум на 1-2 порядки меншою, так що ступінь компенсація матеріалу (*k*) була близька до одиниці. Про величину коефіцієнта *k* судили по зміщенню довжини хвилі в максимумі смуги випромінювання *p-n*-структури.

Зразки опромінювалися монохроматичним когерентним НВЧ-випромінюванням гіротрону з довжиною хвилі  $\lambda \approx 3 \text{ мм}$  ( $f = 10^{11} \text{ Гц}$ ). Поверхнева густина потоку НВЧ-випромінювання варіювалася в межах  $P = 1 \div 10 \text{ кВт/см}^2$ , часу опромінювання –  $t = 1 \div 10 \text{ с}$ . Коефіцієнт поглинання цього випромінювання матеріалом структури GaAs не перевищував  $0,3 \text{ мм}^{-1}$ , так що мало місце практично рівномірне проникнення випромінювання, що слабо поглиналося, по всій товщині випромінюючої *p-n*-структури. Для забезпечення рівномірності опромінювання зразка по поверхні застосовувалися металеві відбивачі.

Гіратронне опромінювання GaAs:Si-структур здійснювалося в дві стадії.

1) Попередній прогрів протягом  $t = 2 \div 3 \text{ с}$  при  $T = 300^\circ\text{C}$ .

2) Основне опромінювання протягом  $t = 1 \div 10 \text{ с}$  при  $T = 850 \div 1200^\circ\text{C}$  (температура плавлення GaAs  $T_{\text{пл}} = 1238^\circ\text{C}$ ). При цьому дія НВЧ-випромінювання на досліджувані структури проявлялася в двох аспектах: термічному (у вигляді нагріву) і електромагнітному (у вигляді вихрового електромагнітного поля).

Всі електрофізичні, кінетичні і випромінювальні характеристики зразків вимірювалися при кімнатній температурі.

Про вимірювання профілю домінуючою в активній області *p-n*-переходу домішки ( $N_A - N_D$ ) і про положення самого *p-n*-переходу в об'ємі приладової структури судили по вимірювання  $dC/dV$ -характеристик [6]. Крім того, досліджувалися ефективний час життя неосновних носіїв заряду по методиці перемикання *p-n*-переходу з прямого напрямку на зворотний [7], а також інтегральні і спектральні характеристики електролюмінесценції ЕЛ [8, 9].

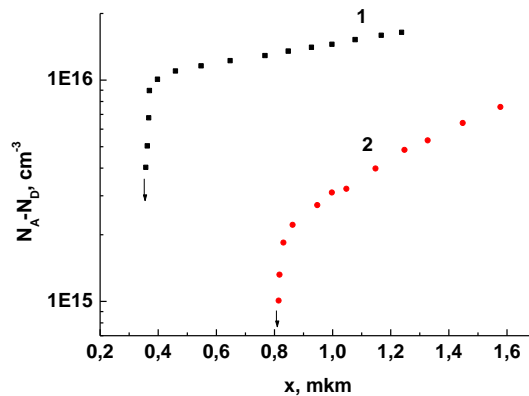
### 3. РЕЗУЛЬТАТИ І ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

#### 3.1 Зміщення р-п-переходу

На рис. 1 представлені профілі домінуючою в активній області  $p$ - $n$ -переходу домішки ( $N_A - N_D$ ), що задає концентрацію власних носіїв заряду в активній  $p$ -області випромінюючої GaAs:Si-структури ( $p_0 = N_A - N_D$ ), до і після гіратронного опромінювання (ГО) ( $\lambda \approx 3$  мм,  $P = 5$  кВт/см<sup>2</sup>,  $t = 6$  с).

Відлік відстані проводився від металургійної межі розділу  $p$ - і  $n$ -областей углиб СВС. За фізичну межу  $p$ - $n$ -переходу бралася площина, в якій мав місце найбільший електричний опір СВС. Потім спостерігався перехід від сильно компенсованої області (КО), в якій мав місце різкий спад профілю домішки, який переходив в обрив (на рис. 1 відмічено вертикальними стрілками), що забезпечує найбільш високий опір цій області, до області об'ємного просторового заряду, в якій концентрація домінуючою в активній області  $p$ - $n$ -переходу домішки ( $N_A - N_D$ ) співпадала з концентрацією власних носіїв заряду в активній  $p$ -області.

При дії потужного НВЧ опромінювання процес розігрівання і, особливо, подальшого охолодження СВС може супроводжуватися виникненням значних градієнтів температур (див. нижче) і пружної механічної напруги, що змінюють домішковий-дефектний склад локальних центрів рекомбінації.



**Рис. 1** – Профілі домінуючою в активній  $p$ -області GaAs:Si-структури домішки до (1) і після (2) потужного гіратронного опромінювання ( $f = 10^{11}$  Гц,  $P = 5$  кВт/см<sup>2</sup>,  $t = 6$  с)

З Рис. 1 видно, що після ГО  $p$ - $n$ -перехід переміщується углиб зразка на відстань  $\Delta w \approx 0,45$  мкм. Крім того, після ГО спостерігалось хоч і незначне ( $\sim y 1,25 \pm 0,05$  разів), але збільшення градієнта концентрації домішки і істотне зменшення абсолютної величини концентрації основних носіїв заряду (наприклад, на глибині 1 мкм від початкової фізичної межі  $p$ - $n$ -переходу – більше, ніж на порядок) в області об'ємного просторового заряду активної  $p$ -області приладової структури. При цьому мало місце безперервне зростання  $p_0$  в області об'ємного просторового заряду як для вихідних, так і опромінених зразків. Якщо припустити, що лінійне зростання концентрації основних носіїв заряду продовжується аж до поверхні зразка, то її величини як в вихідному, так і в

опромінену зразку вийде на  $(2 \div 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  на товщині  $30 \div 40 \text{ мкм}$ , що близько до реальної товщини активного  $p$ -шару.

Отже, ГО, мабуть, не змінює концентрацію основних носіїв заряду на поверхні СВС. Така ситуація свідчить про виникнення максимальної температури перегріву в КО СВС (на товщині порядку, як мінімум  $1\text{-}2 \text{ мкм}$  в області фізичної межі приладу), відразу після припинення опромінювання. Це забезпечує максимальний градієнт температури саме у напрямі до тепловідводу (див. нижче).

Відомо, що короточасні потужні імпульсні електромагнітні опромінювання матеріалів і приладів електронної техніки мають наступні переваги.

1) Рівномірна обробка структур великих площ.

2) Висока керованість і відтворюваність параметрів гіратронного опромінювання, що забезпечує точне дозування енергії, яка підводиться до зразка. Крім того, вплив НВЧ-випромінювання на електричну активність і домішково-дефектний склад матеріалу обумовлює дифузію домішок під дією пластичної деформації і термічної сили [10, 11].

При потоках гіратронного опромінювання, що використовувались у даній роботі максимальна температура перегріву  $p$ - $n$ -переходу перевищувала температуру навколишнього середовища, як мінімум, на  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  (див. нижче). Виникаючі при цьому градієнти температур приводять до появи сили, що переводить атоми домішок з гарячих областей в холодні. Вираз для термічної сили ( $F_T$ ), що діє на атоми домішки в полі градієнта температури має вигляд [10, 11]

$$F_T = -\frac{1}{3} \Omega_o C \langle \sigma_o / \sigma_i \rangle \nabla T \quad (1)$$

де  $\Omega_o$  – елементарний об'єм атома основної речовини,  $C$  – теплоємність кристала  $\langle \sigma_o / \sigma_i \rangle$  – усереднене відношення перетинів розсіяння атомами кристала і домішки,  $\nabla$  – оператор Пуассона.

Температурні градієнти приводять до дифузії домішок, швидкість яких ( $u$ ) пропорційно  $F_T$ , що відповідно до рівняння (1) задає співвідношення  $u \sim \text{grad } T$ .

Виникнення і специфічний характер деформаційної напруги в кристалічній структурі сприяє аномально різкому прискоренню процесів дифузії домішок. При збільшенні термопружних напруг в процесі і у момент виключення ГО коефіцієнти дифузії домішок значно перевершують такі не тільки для стаціонарного випадку, але й для випадку дифузії цих домішок в розплаві [12]. В результаті повинно мати місце переміщення межі  $p$ - $n$ -переходу, в нашому випадку, в структурі GaAs:Si.

Рух атомів домішки в полі термопружних напруг, згідно [9], здійснюється під дією сили

$$F_G = \frac{4}{3} \frac{1 - \nu^2}{(1 - 2\nu)^2} G(\Omega_i - \Omega_o) \nabla(\beta T) \quad (2)$$

де  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона,  $G$  – модуль зсуву,  $\Omega_i$  – елементарний об'єм атома домішки,  $\beta$  – коефіцієнт лінійного термічного розширення кристала GaAs:Si.

Тут необхідно відзначити, що сили,  $F$  які діють на домішкові атоми як в термодинамічних, так і в деформаційних полях [порівняй вирази (1) і (2)], обумовлені одним і тим же чинником – градієнтом температури, тобто з фізичної точки зору вони ідентичні. Відмінності вносять механічні і теплові

властивості матеріалу матриці і, найголовніше, відмінність геометричних параметрів атомів основної речовини і домішки, а також процеси їх взаємодії з тепловими фононами, що генеруються протягом дії і післядії ГО.

Підсумовуючи сили (1) та (2) з використанням співвідношення Ейнштейна для рухливості носіїв заряду можна записати вираз для швидкості дрейфу домішкових атомів в полях градієнтів температури і термопружних механічних напруг

$$u = \mu(F_T + F_G)/q, \quad (3)$$

де  $\mu$  – рухливість домішок,  $q$  – заряд домішки.

Відповідний потік домішки  $J = N \cdot u$ , де  $N$  – концентрація атомів домішки, залежно від співвідношень сил  $F_T$  і  $F_G$  та знаку різниці  $\Omega_i - \Omega_0$  направлений або у напрямку градієнта температури, або проти нього. У нашому випадку має місце практично рівномірний нагрів всього об'єму кристала гіратронним опромінюванням, і градієнт температури задається тільки процесами охолодження після закінчення гіратронного опромінювання зразка. Цей градієнт хоч і істотний, але все таки не настільки великий, щоб забезпечити співвідношення  $F_T > F_G$ . Таким чином, сила пружної деформації [див. вираз (2)] перевищує термічну силу [вираз (1)], тобто виконується співвідношення  $F_G > F_T$ . У цей випадку напрям потоку атомів домішки залежить від знаку різниці  $\Omega_i - \Omega_0$ . Якщо  $\Omega_i$  – елементарний об'єм атома домішки більше елементарного об'єму атома основної речовини  $\Omega_i > \Omega_0$ , то напрям потоку домішки і градієнта температури співпадають і домішка переноситься з холодних областей в гарячі. Якщо виконується протилежне співвідношення між елементарними об'ємами атомів, то домішка дифундує з гарячих місць в холодні.

Враховуючи, що іонний ковалентний радіус негативно зарядженого іону  $\text{Si}_{\text{As}}^-$  (2,71 нм) перевищує іонні радіуси і миш'яку (1,21 нм) і галію (1,25 нм), то й напрям потоку домішки зворотній напрямку градієнта температур і домішка дифундує з більш нагрітої області в більш холодну, тобто від межі  $p$ - $n$ -переходу. Про конкретний напрям руху атомів домішки (до поверхні чи до тепловідводу) буде сказано нижче.

Рухаються, в основному, домішки кремнію у вузлах миш'яку ( $\text{Si}_{\text{As}}$ ) оскільки їх в  $p$ -області набагато більше, ніж домішок  $\text{Si}_{\text{Ga}}$ . Рух здійснюється як по вже існуючих в структурі вакансіях миш'яку ( $V_{\text{As}}$ ), висока рухливість яких зберігається до температур  $\sim 150$  °С і по менш рухливих вакансіях галію ( $V_{\text{Ga}}$ ), зайнятим кремнієм, так і по тільки-що створених вакансіях миш'яку, що генерується ГО, яких в матеріалі генерується на рівні  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, що декілька розмиває профіль  $dN/dx$ , особливо, в повністю компенсованій області поблизу металургійного переходу, де профіль стає більш плавним. У роботі [13] показано, що короткочасний постімплантаційний відпал кремнію на відміну від високотемпературного термічного відпалу (1100 К) не спотворює профіль упровадженої домішки. Відмінність наших результатів полягає в тому, що зразки сильно леговані і, головне, сильно компенсовані. Це приводить до широких можливостей переміщення домішки кремнію в GaAs, що і обумовлює деяке незначне розмиття її профілю. Переважний рух домішок кремнію здійснюється по  $V_{\text{As}}$  оскільки їх в зразках GaAs:Si не менше ніж на порядок більше, чим  $V_{\text{Ga}}$ .

### 3.2 Градієнт температури

Джерело теплоти (гіратронне опромінювання) вважається однорідним по всьому об'єму СВС, оскільки коефіцієнт його поглинання дуже малий. Для спрощеного розрахунку градієнта температури розміри джерела випромінювання приймалися рівними площі  $p$ - $n$ -переходу, оскільки після припинення опромінювання теплота, що виділилася в АО СВС, (максимальна температура розігрівання СВС мала місце в області  $p$ - $n$ -переходу із-за його високої дефектності) розповсюджувалася до нижнього контакту (тепловідводу) не минаючи жодного з шарів, розташованих в проміжку між  $p$ - $n$ -переходом і тепловідводом. Така ситуація обумовлена тим, що масивний мідний тепловідвід після припинення опромінювання практично миттєво (дуже швидко) охолоджувався до температури навколишнього середовища. При цьому у напрямку до тепловідводу створювався дуже великий градієнт температури, сприяючій дифузії домішок у напрямку до нього. Відзначимо, що у міру охолодження зразка градієнт температури (по абсолютній величині) збільшується. Причому, його максимум зміщується в напрямку в тепловідводу. Це приводить, з одного боку, до того, що швидкість руху в області максимального градієнта залишається максимальною, а, з іншого боку – до збільшення градієнта профілю домішки, що домінує в АО СВС. Причому, оскільки кремній рухається і по вакансіях миш'яку і по вакансіях галію, то порівняно з початковим зразком  $p_0$  зменшується в області ОПЗ.

Якщо користуватися оцінками температури перегріву зразків GaAs, проведеними в роботі [14], в якій при інтенсивності гіратронного опромінювання  $1 \text{ кВт/см}^2$  і часі  $\sim 3 \text{ с}$  склала величину  $600 \text{ }^\circ\text{C}$ , то максимальна температура при наших параметрах опромінювання ( $P = 5 \text{ кВт/см}^2$ ,  $t = 6 \text{ с}$ ) досягала величини  $1050\text{-}1150 \text{ }^\circ\text{C}$ . Знаючи, що відстань між  $p$ - $n$ -переходом і тепловідводом складає величину  $\sim 250 \text{ мкм}$  ( $200 \text{ мкм}$  – товщина підкладка і  $50 \text{ мкм}$  – товщина  $n$ -області СВС), градієнт температури у напрямі тепловідводу був не менше  $4 \cdot 10^6 \text{ К/м}$ .

Враховуючи, що тепловий опір  $R_T$  тієї або іншої області всередині СВС пропорційний товщині області  $d$  і обернено пропорційний до площі металевого контакту  $S$ , тобто  $R_T \sim d \cdot S$  і знаючи оціночно площі верхнього контакту ( $2,5 \cdot 10^3 \text{ мкм}^2$ ) і нижнього тепловідводу ( $2,5 \cdot 10^5 \text{ мкм}^2$ ) [15], можна припустити, що співвідношення теплових опорів областей, що знаходяться між  $p$ - $n$ -переходом і тепловідводом, а також  $p$ - $n$ -переходом і верхнім омичним контактом відрізняється практично в  $20 \div 30$  разів. Таким чином, тепловий потік до нижнього омичного контакту (тепловідводу) приблизно в ті ж  $20 \div 30$  разів перевищує тепловий потік до верхнього контакту. Оскільки, при цьому, градієнт температури у напрямку підкладки (і корпусу) значно перевищує такий у напрямку вільної  $p$ -поверхні, то в розрахунках враховується тільки перший з названих градієнтів, тобто враховувалася дифузія домішки від межі  $p$ - $n$ -переходу углиб зразка (до корпусу). Отже, розповсюдженням теплового потоку і пов'язаним з ним процесами термопружних переміщень домішок у напрямку до поверхні СВС, можна знехтувати.

### 3.3 Аналіз часів життя і випромінювальних процесів

Перш за все відзначимо, що до ГО в зразках випромінювалася одна широка смуга випромінювання з енергією  $h\nu_{\max} = 1,30$  еВ і півшириною  $\Delta E_{1/2} = 80$  меВ з дещо зтягнутим короткохвильовим фронтом [8]. Велика величина  $\Delta E_{1/2}$  пов'язана з сильною компенсацією матеріалу, обумовленою концентраційним звуженням ширини забороненої зони СЛК матеріалу GaAs:Si за рахунок взаємодії електронів і дірок, розташованих в хвостах густини станів.

ГО сприяло незначному зсуву  $h\nu_{\max}$  у бік більших енергій (приблизно на 0,01 еВ) і зменшенню величина  $\Delta E_{1/2}$  на  $5 \div 10$  меВ (зокрема, за рахунок зменшення зтягування короткохвильового фронту спектральної кривої), пов'язаних із зменшенням після ГО концентрації  $p_0$  у всій активній області СВС.

На Рис. 2 представлені експериментальні результати по впливу потужного ГО ( $f = 10^{11}$  Гц,  $P = 5$  кВт/см<sup>2</sup>,  $t = 6$  с) на час життя носіїв заряду, виміряний по методиці перемикування  $p$ - $n$ -переходу з прямого напрямку на зворотній.

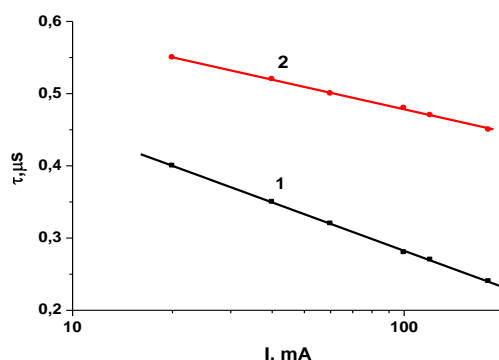
Відомо, що в сильнолегованих і компенсованих напівпровідниках мають місце різноманітні випромінювальні переходи: зона-зона, зона-домішка, зона-«хвіст локалізованих станів», «хвіст»-«хвіст», «хвіст»-домішка тощо [16]. Причому при порівняно невисоких температурах і рівнях збудження, як правило, реалізуються всі типи переходів, особливо для матеріалів з проміжним ступенем легування  $10^{16} \div 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, тобто в принципі, рекомбінація не може бути моноекспоненціальною. Отож, при опромінюванні може виникнути ситуація, при якій матиме місце посилення одних і ослаблення інших механізмів рекомбінації, пов'язане із зміною глибини і конфігурації потенціальних ям в СЛК напівпровідниках.

Відзначимо, що в СЛК напівпровідникових матеріалах, в принципі, спостерігається широкий набір часів релаксації [16, 8]. У випромінювальних процесах найефективніше працюють дрібні потенціальні ями (високоенергетичне випромінювання), що мовляють переходи з найбільш короткими часом релаксації. Участь у випромінювальних процесах електронів і дірок, захоплених до глибших потенціальних ям, приводить до збільшення часу життя носіїв заряду. Неекспоненціальний характер релаксації електролюмінесценції проявляється також в залежності виду кінетики від амплітуди імпульсного струму [8].

Зменшення часу життя, виміряного по методиці перемикування з прямого напрямку на зворотній, із зростанням струму відповідає тунельній випромінювальній рекомбінації локалізованих в гауссівських хвостах густини станів нерівноважних носіїв заряду з локалізованими за рахунок сильної компенсації основних носіїв заряду (дірками) в  $p$ -області СВС [17, 8]. Таке просторове розділення носіїв заряду сприяє тунелюванню електронів над бар'єром заданої висоти, створеним середньоквадратичною флуктуацією концентрації з розміром  $R$  [16], яка пов'язана з глибиною потенціальної ями  $g(R)$  і оцінюється таким чином

$$\frac{\gamma(R)}{e} = \frac{e(NR^3)^{1/2}}{\varepsilon R},$$

де  $\varepsilon$  – діелектрична проникність.



**Рис. 2** – Залежність часів життя носіїв заряду, виміряних по методиці перемикування р-п-переходу з прямого напрямку на зворотній, від протікаючого струму для неопромінених (1) і опромінених (2) НВЧ-випромінюванням гіротрону зразків

Отже, флуктуація заряджених домішок масштабу  $R$  здатна в середньому знизити енергію електрона на величину  $g(R)$ . Тому вказаний ефект зменшення ефективного часу життя може бути пов'язаний з фактом зменшення глибини потенціальної ями, пов'язаним із протікаючим струмом, тобто з фактом польового згладжування потенціального рельєфу. Підкреслимо ще раз, що для електронів і дірок, розташованих в глибших потенціальних ямах і тому більш далеко віддалених один від одного відповідають більші часи рекомбінації [18].

З Рис. 2 видно, що величини  $\tau$ , виміряного по методиці перемикування, на вихідних зразках із зростанням струму зменшувалася від 0,4 до 0,25 нс (при зміні струму від 20 до 180 мА). Гіратронне опромінювання приводило до збільшення  $\tau$  у всьому діапазоні струмів приблизно в 1,4 ÷ 1,8 разів. Причому, спадаючий характер його залишався незмінним, лише спостережалося незначне уповільнення.

Близький до паралельного зсув залежності  $\tau(I)$  свідчить про те, що процеси випромінювальної рекомбінації розігруються не в КО і навіть не в області ОПЗ, а в квазінейтральній області СВС. Уповільненню струмової залежності ефективного часу життя в СВС, підданих ГО, мабуть, сприяє також ефект кореляції в розподілі заряджених частинок [19]. ГО приводить до посилення нерівності  $N \gg p_0$  завдяки зменшенню величини  $p_0$ , що зменшує флуктуацію потенціалу і радіусу екранування. Крім того, ефект кореляції сприяє збільшенню ефективного часу життя у всьому діапазоні струмів.

Оскільки одним з основних механізмів дисипації енергії при ГО є розігрівання, то воно, природно, істотно впливає на структурно чутливі характеристики досліджуваних достатньо однорідних структур. Після ГО має місце підвищення ступеня компенсації зразків і, отже, зменшення концентрації основних носіїв заряду в активній області СВС. Така ситуація сприяє збільшенню часів життя носіїв заряду, що пов'язане з міграцією рекомбінаційно-ефективних центрів на стоки. Оскільки в нашому випадку мала місце висока початкова компенсація зразків і її ще більше зростання при ГО, що обумовлене дробленням глибоких потенціальних ям.

Характерний розмір крупномасштабної флуктуації задається виразом [16]:



$$r_s = N^{1/3} \cdot p_0^{-2/3},$$

Відзначимо, що зменшення  $p_0$  після ГО приводить до дроблення крупномасштабних флуктуацій і зменшення числа електронів в краплі, оскільки концентрація заряджених домішок  $N$  при цьому змінюється незначно. Це приводить також до незначного зрушення максимуму смуги випромінювання у бік великих енергій.

Таким чином, до ГО у випромінювальних переходах найефективніше працюють дрібні потенційні ями, а після ГО – їх ефективність ще більш зростає.

Що стосується швидкості радіаційного збільшення  $\tau$ , то вона виявилася незначною. У цьому ж напрямі діє висока початкова однорідність і досконалість зразків.

Спостережувані особливості зміни електрофізичних і кінетичних характеристик СВС можуть бути наслідком стимулюючої дифузії рекомбінаційно-активних домішок і дефектів на енергетичні стійкі стабільні дефекти і стоки, тобто ГО обумовлює гетеруючу дію, яка стимулює анігіляцію вихідних структурних дефектів на стоках. Така ситуація приводить до зменшення концентрації рекомбінаційно-активних центрів, що сприяє деякому зростанню  $\tau$  після ГО.

На Рис. 3 представлена експериментально виміряна на імпульсному струмі до і після ГО люкс-амперна характеристика СВС. Спостерігається лінійний зв'язок між амплітудою струму і інтенсивністю випромінювання (нахил залежності  $\beta = 1,1 \pm 0,1$ ). При  $I > 100$  мА має місце відхилення від лінійності, що, в першу чергу, обумовлено струмовим перегрівом структури не дивлячись на те, що шпаруватість імпульсів вибиралася в діапазоні  $Q = 100 \div 200$ .

Інтегральна інтенсивність випромінювання СВС і нахил люкс-амперної характеристики після ГО залишалися практично незмінними (нахил  $\beta = 1,1 \pm 0,1$ ), що свідчить про незмінність механізму рекомбінації після ГО; механізм рекомбінаційного випромінювання (переважно «хвіст»-«хвіст») залишається таким, що практично превалює і незмінним.

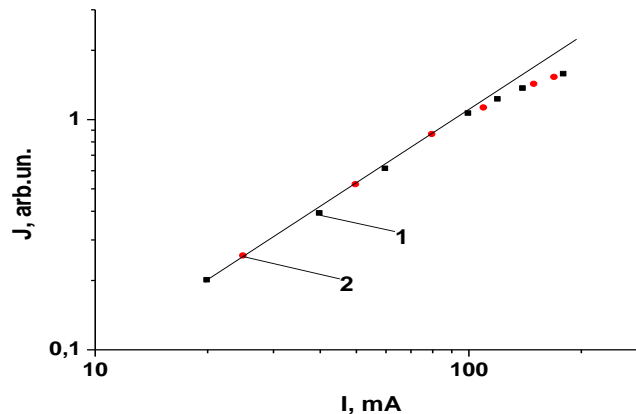


Рис. 3 – Залежність інтегральної інтенсивності СВС від амплітуди імпульсного струму до (1) і після (2) ГО

Незмінність нахилу АЯХ і самої амплітуди випромінювання при збільшенні ефективного часу життя носіїв заряду після ГО обумовлені тим, що в СЛК внутрішній квантовий вихід випромінювання, як мінімум, перевищує 50 %. При цьому, згідно [8]

$$\tau \sim (C \cdot p_0 + C_{Nr} \cdot N_r)^{-1},$$

де  $C \cdot p_0$  – імовірність випромінювальної зона-зонної рекомбінації,  $C_{Nr}$  – коефіцієнт захоплення відповідного носія заряду на домішковий рівень або до потенціальної ями,  $N_r$  – концентрація відповідних центрів в зразках не СЛК (або потенціальних ям в СЛК напівпровідниках).

Оскільки інтенсивність різних випромінювальних переходів  $J$  в СЛК напівпровідниках пропорційна добутку  $\tau$  і амплітуди струму, що протікає через структуру, тобто

$$J \sim (C \cdot p_0 + C_{Nr} \cdot N_r) \cdot \tau I^\beta,$$

де  $\tau = 1,1 \pm 0,1$  – нахил АЯХ, а сума  $(C \cdot p_0 + C_{Nr} \cdot N_r)$  фігурує у виразах для  $\tau$  і інтенсивності  $J$  з протилежними показниками ступеня, то інтенсивність випромінювальних переходів  $J$  в СЛК напівпровідниках (незалежно від переважання першого чи другого доданку) не залежить від  $(C \cdot p_0 + C_{Nr} \cdot N_r)$  і залежить тільки від амплітуди протікаючого струму  $I$ .

Отже, зростання величини  $\tau$  залишає інтенсивність випромінювальної рекомбінації в СЛК GaAs:Si-структурах після ГО практично незмінною і залежною тільки від струму. Це стає також зрозумілим, якщо врахувати той факт, що ГО не вводить ніяких додаткових рекомбінаційних центрів, а, отож, не змінює інтенсивності випромінювання, а може тільки перерозподіляти рекомбінаційні потоки від одних випромінювальних каналів до інших.

#### 4. ВИСНОВКИ

Спостережувана зміна електрофізичних і кінетичних характеристик СВС після ГО є наслідком структурно-хімічної перебудови рекомбінаційно-активних центрів в активній області, зміни рівня нестационарної внутрішньої механічної напруги, гетеруючих дій ГО. Всі ці чинники сприяють зміні термопружних напруг, зміщенню  $p$ - $n$ -переходу і збільшенню часів життя носіїв заряду в активній області СВС. В результаті проведених досліджень.

1) Виявлено зрушення КО СВС на основі GaAs:Si, обумовлений рухом домішок в полі термопружних напруг, що з'являються в процесі охолодження зразків після ГО.

2) Встановлено зростання ефективного часу життя носіїв в активній області СВС після ГО, пов'язане із зменшенням концентрації основних носіїв заряду в активній області СВС; показано, що, не дивлячись на це зростання, інтегральна інтенсивність випромінювання залишається практично незмінною завдяки тому, що при ГО не вводяться ніякі центри рекомбінації, а має місце тільки перерозподіл вихідних.

3) Показано, що температурний градієнт, який встановлюється в процесі охолодження опроміненого ГО зразка, сприяє дифузії атомів домішок у напрямі цього градієнта (до тепловідводу СВС).

**DRIVING OF THE PARAMETERS OF GaAs:Si p-n STRUCTURES  
BY GIRATRONIC IRRADIATION**

**G.A. Sukach<sup>1</sup>, V.V. Kidalov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine,  
15, Heroyiv Oborony str., 03041 Kyiv, Ukraine  
E-mail: [V.V.Kidalov@mail.ru](mailto:V.V.Kidalov@mail.ru)

<sup>2</sup> Berdyansk State Pedagogical University,  
4, Shmidta Str., 71100 Berdyansk, Ukraine

*It is shown that by using giratronic irradiation it is possibility to control the p-n junction in an already fabricated light-emitting structure. Shift compensated field emitting structure based on GaAs:Si, due to the motion of impurities in the field of thermoelastic stresses appearing during cooling of the samples after giratronic irradiation.*

**Keywords:** GIRATRONIC IRRADIATION, LIGHT-EMITTING STRUCTURE IMPURITIES CONTROL THE p-n JUNCTION, THERMOELASTIC STRESSES.

**УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ GaAs:Si p-n-СТРУКТУР  
ПРИ ГИРАТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ**

**Г.А. Сукач<sup>1</sup>, В.В. Кидалов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Национальный университет биоресурсов и природопользования Украины  
ул. Героев Обороны, 15, 03041, Киев, Украина

<sup>2</sup> Бердянский государственный педагогический университет,  
Ул. Шмидта, 4, 71100, Бердянск, Украина  
E-mail: [V.V.Kidalov@mail.ru](mailto:V.V.Kidalov@mail.ru)

*Показано, что с помощью гиратронного облучения возможно управлением положением p-n перехода в уже изготовленной светоизлучающей структуре. Сдвиг компенсированной области излучающей структуры на основе GaAs:Si, обусловленный движением примесей в поле термоупругих напряжений, появляющихся в процессе остывания образцов после гиратронного облучения.*

**Ключевые слова:** ГИРАТРОННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ, СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ СТРУКТУРЫ, УПРАВЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЕМ УРОВНЯ p-n-ПЕРЕХОДА, ТЕРМОУПРУГИЕ НАПРЯЖЕНИЯ.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРА**

1. Э.Л. Савин, Б.И. Болтакс, *ФТП* **5**, 1331 (1971).
2. Б.И. Болтакс, С.М. Городецкий, Т.Д. Джафаров, Г.С. Куликов, Р.Ш. Малкович, *ФТП* **13**, 3420 (1971).
3. А.В. Двуречинский, Г.А. Качурин, Е.В. Нидаев, Л.С. Смирнов. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов* (М.: Наука: 1982).
4. Г.А. Сукач, *ФТП* **27**, 697 (1993).
5. Г.А. Сукач, *ФТП* **31**, 753 (1997) (G.A. Sukach, *Semiconductors* **31**, 645 (1997)).
6. И.Б. Пузин, *ПТЭ* **4**, 155 (1983).
7. Ю.Р. Носов, *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М.: Наука: 1968).
8. Г.А. Сукач, Н.И. Сышко, А.Б. Богословская, А.Е. Гафт, Е.А. Глушков, В.Д. Лисовенко, А.А. Литвин, В.А. Шевченко, *ОПТ* **26**, 64 (1993).

9. Г.А. Сукач, Г.С. Свечников, Н.И. Сыпко, *ОПТ* **27**, 50 (1994).
10. Д.Д. Эшебли, *Континуальная теория дислокаций* (М.: ИЛ: 1963).
11. В.П. Воронков, Г.А. Гурченко, *ФТП* **24**, 1831 (1990).
12. Л.Н. Лариков, В.М. Фальченко, В.Ф. Мазанко, С.М. Гуревич, Г.К. Харченко, А.И. Игнатенко, *ДАН СССР* **227**, 1073 (1976).
13. А.В. Ржанов, Н.Н. Герасименко, С.В. Васильев, В.И. Ободников, *Письма в ЖТФ* **7**, 1221 (1981).
14. В.Е. Винник, В.И. Гурочев, А.В. Прохорович, М.В. Шевелев, *ОПТ* **15**, 48 (1985).
15. Г.А. Сукач, *ОПТ* **26**, 30 (1993).
16. А.Н. Леванюк, В.В. Осипов, *УФН* **133** №3, 427 (1981) (A.P. Levanyuk, V.V. Osipov, *Sov. Phys. Usp.* **24**, 187 (1981)).
17. В.Л. Королев, В.Г. Сидоров, *ФТП* **22**, 1359 (1988).
18. Ж.И. Алферов, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, М.К. Трукан, *ФТП* **6**, 2015 (1972).
19. Л.В. Келдыш, Г.В. Прошко, *ФТТ* **5**, 3378 (1963).