

УДК 621.315.592, 548.4

О.М. Гонтарук, А.П. Кудін*, М.Б. Пінковська, Я.М. Оліх, В.Я. Опилат, В.М. Шапар, В.П. Тартачник, В.І. Хіврич,
Інститут фізики напівпровідників НАН України (м.Київ)
 *Національний педагогічний університет імені М.П.Драгоманова,
 кафедра теоретичної та експериментальної фізики

РАДІАЦІЙНО-АКУСТИЧНА ОБРОБКА ФОСФІДО-ГАЛІЄВИХ СВІТЛОДІОДІВ

© *О.М. Гонтарук, А.П. Кудін, М.Б. Пінковська, Я.М. Оліх, В.Я. Опилат, В.М. Шапар, В.П. Тартачник, В.І. Хіврич, 2000*

Наведено результати дослідження впливу радіаційно-акустичної обробки на параметри фосфідо-галієвих світлодіодів

The results of investigations of influence of radiation & acoustic processing on phosphide-gallium light diodes parameters are considered in this paper.

Використання проникаючої радіації та ультразвукових коливань – ефективний і дієвий засіб впливу на параметри напівпровідника та корекції характеристик готових приладів. Особливо це стосується виробів електронної техніки, базова область котрих містить підвищену концентрацію дефектів і неоднорідностей, позбутися яких при сучасному стані розвитку технологій за допомогою звичайних методів немає змоги. Зручність застосування пучків швидких частинок і ультразвуку – у можливості плавної зміни доз, інтенсивностей, використанні різних видів прискорених частинок, варіюванні частотами та потужностями ультразвукової хвилі.

Відомо, що області підвищеної неоднорідності у кристалі можуть проявлятися у вигляді центрів випромінювання світла - мікроплазм. Локальні електричні поля, необхідні для їхнього формування, сягають приблизно $\approx 10^6$ В/см і тому виникають мікроплазми, переважно, при зворотному зміщенні р-n- переходу [1, 2].

Важлива роль у формуванні мікроплазм належить дислокаціям, які, створюючи поля внутрішніх напруг, можуть змінювати ширину забороненої зони кристала, приводячи до виникнення в ньому нестабільностей місцевого характеру.

Але особливо великий вплив на перебіг пробійних явищ у діоді повинні створювати дислокації, здатні переміщуватися по кристалу. Відомо, що такі рухомі об'єкти служать ефективними гетерами пошкоджень структури простішого типу і тому можуть сприяти частковому очищенню зразка від дефектів [3]. Стимулювати ж рух дислокацій у напівпровіднику можна просто за допомогою ультразвукової хвилі [4].

Досліджено мікроплазмове свічення у р-n- структурах із фосфіду галію в умовах радіаційного та акустичного поля.

Для досліджень використовували р-n-структури GaP, одержані методом подвійної рідинної епітаксії на підкладці, вирощеній способом Чохральського. Електронна провідність n-шарів створювалась за допомогою легування телуromом до концентрації $n \approx 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³; р-шар легувався цинком та киснем одночасно; концентрація вільних дірок становила близько $8 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Опромінення γ -квантами ^{60}Co здійснювали у межах доз $10^2 \div 10^7$ Гр при 300 К; електронами з $E = 1$ МеВ, $\Phi = 10^{15} \div 10^{17}$ см^{-2} при температурах, не вищих кімнатної. Обробка ультразвуком проводили на частотах $\nu = 1 \div 5$ МГц, потужністю $W = 1$ Вт/ см^2 при 300 К.

Виявлено, що в діодах GaP, опромінені електронами при великих струмах спостерігається насичення інтенсивності свічення червоної смуги (рис. 1), що, очевидно, є наслідком високої концентрації глибоких рівнів у зразках. Невеликі дози електронного опромінення ($E_{\text{ел}} = 1$ МеВ, $\Phi \leq 10^{14}$ см^{-2}) зменшують інтенсивність мікроплазмового свічення ($\sim 10 \div 20$ %), але зростання інтегрального потоку понад 10^{16} см^{-2} може спричинити його збільшення. На окремих зразках виникнення випромінювальних центрів спостерігалось тільки після радіаційної обробки, але значення потоків при цьому порівняно великі ($\Phi > 10^{14}$ см^{-2}). На рис. 2 і 3 показані експериментальна дозова залежність ємності р-n-переходу та розрахована ширина області об'ємного заряду як функція інтегрального потоку електронів з $E = 1$ МеВ. Видно, що на відрізку потоків $\Phi = 1,0 \cdot 10^{16} \div 1,4 \cdot 10^{17}$ см^{-2} вона лінійна:

$$d = k \cdot \Phi + b, \quad (1)$$

де $k = 1,07 \cdot 10^{-22}$ см^3 , $b = 3,5 \cdot 10^{-5}$ см.

Використовувані епітаксійні зразки мали достатньо різкий розподіл домішок в області р-n-переходу: C-V- характеристики в координатах $1/C^2 = f(-U)$ були майже прямими і мало відрізнялись від розрахункових, побудованих на основі допущення про ступінчастість розподілу основних домішок.

Величину показника z залежно від $1/C^2 = f(-U)$ можна одержати, логарифмуючи вираз

$$C_{\delta} = \frac{kS}{z \sqrt{U + U_{\delta}}}, \quad (2)$$

для бар'єрної ємності плавного р-n- переходу (з лінійним розподілом легуючих домішок) [5, 6]:

$$\text{Lg}(C_{\delta}) = \text{Lg}(kS) - 1/z \cdot \text{Lg}(U + U_{\delta}). \quad (3)$$

Нахил кривої згідно з (3) дає значення показника z . Для опроміненого зразка, а також для вихідного (криві 1 та 2 відповідно) експериментальна залежність $\text{Lg}(C_{\delta})$ від $\text{Lg}(U + U_k)$ має вигляд, показаний на Рис. 3. Для неопроміненіх зразків величина $z \approx 2$. Зростання параметра U_d та ширини d р-n-переходу при опроміненні свідчить про збільшення об'єму і-

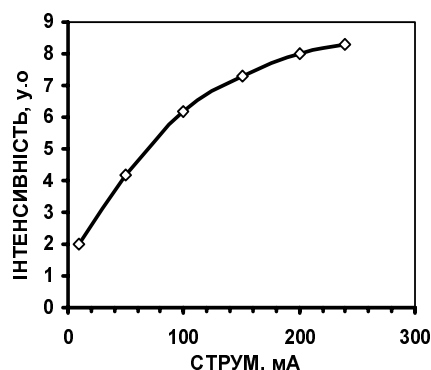


Рис. 1. Червона смуга після опромінення електронами з $E=1$ МеВ ($\Phi=1 \cdot 10^{15}$ см^{-2})

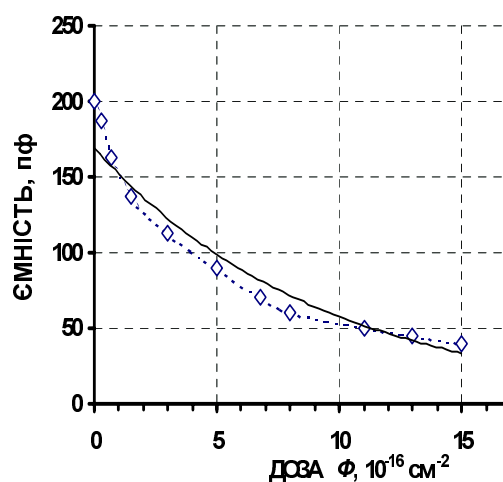


Рис. 2. Залежність ємності р-n-переходу від дози електронного опромінення з $E=1$ МеВ

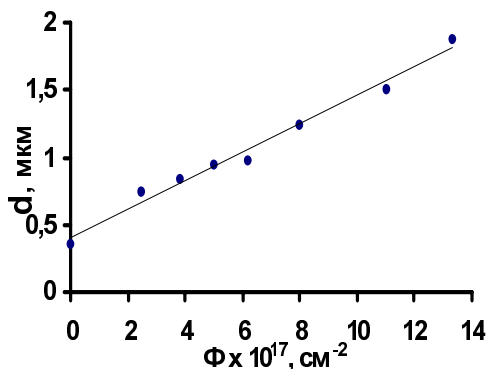


Рис. 3. Залежність ширини області об'ємного заряду від інтегрального потоку електронів ($E=1$ MeV) для світлодіодів GaP

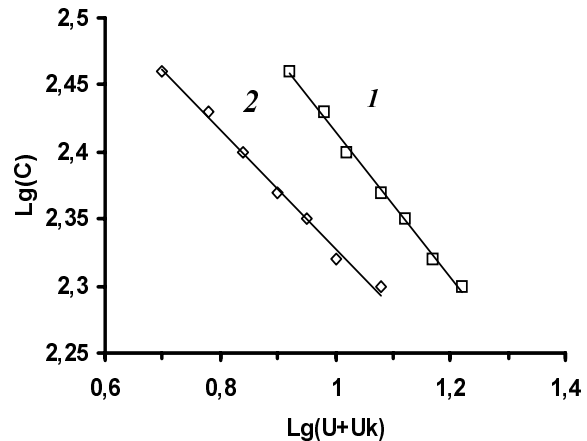


Рис. 4. Логарифмічна залежність ємності р-п-переходу від суми контактної різниці потенціалів і прикладеної напруги для вихідного зразка (1) та опроміненого електронами $E = 1$ MeV, $\Phi = 2 \cdot 10^{17}$ cm^{-2} (2)

шару. Дозова залежність параметра d лінійна аж до $\Phi = 1,4 \cdot 10^{18}$ cm^{-2} . Таке розширення р-п-переходу зумовлене зменшенням концентрації вільних носіїв у базовій частині приладу внаслідок введення глибоких рівнів [7].

Із рис. 3 та 4 видно, що опромінення істотно змінює розподіл легуючих домішок. Вже при $\Phi = 2 \cdot 10^{17}$ cm^{-2} показник степеня z у виразі $1/C^z$ становить 2,5 і далі зростання інтегрального потоку наближає його до $z = 3$, яке характерне для лінійного характеру розподілу. Одночасно в області малих за абсолютним значенням напруг зростає величина параметра U_d ($U_d \approx 10$ В, що майже в п'ять разів вище ніж U_d для вихідних структур – $U_d = 1/e \cdot E_g = 2,24$ В). Останній факт наочно демонструє зростання об'єму і-шару при наростанні дози опромінення.

Дія УЗ на інтенсивність свічення мікроплазм дещо відмінна від впливу ультразвуку на рекомбінаційне випромінювання прямо зміщених р-п-структур. У роботі [8] показано, що ультразвукова обробка світлодіодів приводить до монотонного падіння квантового виходу приладів, слідом за яким починається відновлення їхньої яскравості в момент вимкнення УЗ. Якщо доза поглинутої енергії не надто велика, то воно може бути повним.

Відомо, що пластична деформація напівпровідникових структур може сприяти виникненню додаткової кількості мікроплазм [9]. Проте УЗ обробка фосфідо-галієвих діодів показала, що знакозмінні деформації, які супроводжують проходження ультразвукової хвилі через зразок, не створюють умов для зародження і формування центрів мікроплазмового свічення. Навпаки, при великих часах експозиції кристала в УЗ полі ($t > 30$ хв) спостерігається зменшення їхньої кількості. На рис. 5 подано один цикл обробки ультразвуком для зворотно-зміщеного діода. Пряма вітка відповідає падінню інтенсивності свічення мікроплазм, зворотна – відновленню свічення після припинення дії УЗ.

Важлива особливість впливу ультразвуку на випромінювання зворотно-зміщеного діода полягає у малій величині відновленої яскравості в процесі релаксації. Тобто кожний наступний цикл озвучення – відновлення приводить до часткового зменшення випроміню-

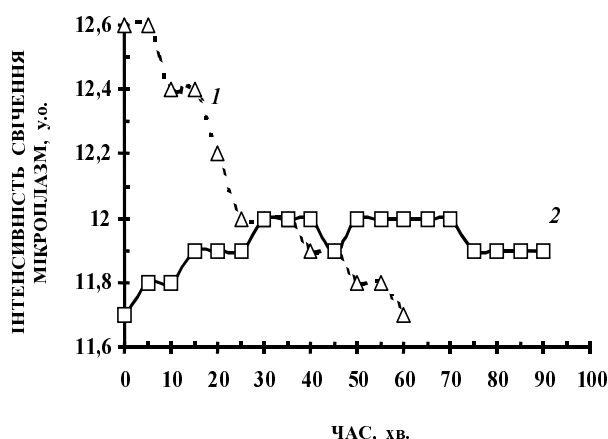


Рис. 5. Зменшення інтенсивності свічення мікроплазм у зразку при 300 К при ультразвуковій обробці (1) та крива відновлення свічення (2) після припинення дії УЗ

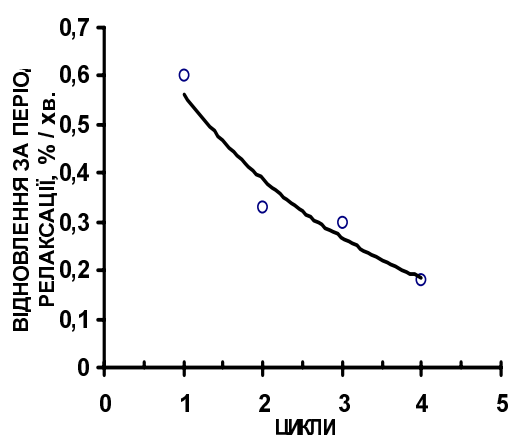


Рис. 6. Крива відносного спаду інтенсивності свічення мікроплазм світлодіода для 4 послідовних циклів УЗО.

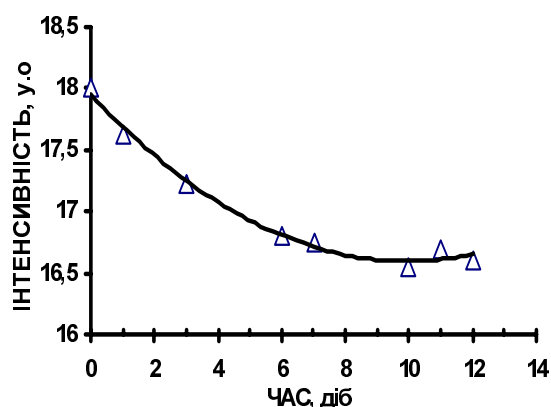


Рис. 7. Залежність інтенсивності свічення мікроплазм зразка від УЗ обробки ($\nu=3,1$ МГц, $W=1$ Вт/см²)

вання мікроплазм. Крива, яка ілюструє падіння інтенсивності свічення мікроплазм після 4 циклів ультразвукового навантаження, наведена на рис. 6. Видно, що зростання часу експозиції зразка в УЗ полі супроводжується зменшенням кількості мікроплазм, тобто покращанням структури кристала. Подібний ефект спостерігається і при тривалому неперервному озвучуванні зразка (рис. 7).

Циклічне навантаження ультразвуком приладів з великою густиною мікроплазм зменшує їхню кількість. Подібне гасіння, очевидно, є наслідком взаємодії рухомих дислокацій із нерівноважними скупченнями дефектів. Зазначимо, що особливо виразно такий ефект проявляється на зразках, які містять радіаційні дефекти.

1. Goetzberger A., McDonald B., Haitz R.H., Scarlett R.M. // *J. Appl. Phys.* 1963. Vol. 34, № 6. P. 1591. 2. Кюрегян А.С. // *ФТП.* 1976. Т. 10, Вып. 4. С. 690. 3. Литовченко В.Г., Гонтарук О.М., Пінковська М.Б., та ін. // *ДАН України.* 1998. № 11. С. 83. 4. Гонтарук А.Н., Корбутяк Д.В., Корбут Е.В., и др. // *Письма в ЖТФ.* 1998. Т. 24, № 15. С. 64. 5. Берман Л.С. *Емкостные методы исследования полупроводников.* Л., 1972. 104 с. 6. Берман Л.С. *Введение в физику варикапов.* Л., 1968. 34 с. 7. Sze S.M., Gibbons G. // *Appl. Phys. Lett.* 1966. Vol. 8, № 3. P. 111. 8. Tartachnyk V.P., Gontaruk O.M., Vernydub R.M., et al. // *Fourth Intern. Confer. on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics, 29-02 October 1998. Kyiv (Ukraine), Proceeding SPIE.* 1999. Vol. 3890. P. 559. 9. Конакова Р.В., Кордош П., Тхорик Ю.А., и др. *Прогнозирование надежности полупроводниковых лавинных диодов.* К., 1986. 187 с.