

5. *Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S.* Experimental verification of a negative index of refraction // *Science*. – 2001. – **292**, No 6. – P. 77–79.
6. *Агранович В. М., Гинзбург В. Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. – Москва: Наука, 1979. – 432 с.
7. *Agranovich V. M., Gartstein Yu. N., Zakhidov A. A.* Negative refraction in gyrotropic media // *Phys. Rev.* – 2006. – **B73**, No 4. – 045114 (12pages).
8. *Shadrivov I. V., Zharov A. A., Kivshar Yu. S.* Second-harmonic generation in nonlinear left-handed metamaterials // *J. Opt. Soc. America*. – 2006. – **B23**, No 3. – P. 529–534.
9. *Kozyrev A. B., Kim H., Karbassi A., Van der Weid D. W.* Wave propagation in nonlinear left-handed transmission line media // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – **87**, No 12. – 121109 (3 pages).
10. *Krowne C. M., Zhang Y.* Physics of negative refraction and negative index materials: optical and electronic aspects and diversified approaches. – Berlin: Springer, 2007. – 389 p.
11. *Довгий Я. О., Кость Я. П., Маньковська І. Г., Сольський І. М.* Про природу гіротропії парателуриту // *Укр. фіз. журн.* – 2007. – **57**, № 10. – С. 981–984.

Львівський національний університет ім. Івана Франка

Надійшло до редакції 07.06.2007

УДК 538.935

© 2008

**О. В. Конорева, В. Ф. Ластовецький, П. Г. Литовченко,
В. Я. Опилат, Ю. Г. Гришин, І. В. Петренко, М. Б. Пінковська,
В. П. Тартачник**

Особливості струмових нестабільностей фосфідо-галієвих світлодіодів, опромінених нейтронами

(Представлено академіком НАН України І. М. Вишневецьким)

GaP LEDs with atypical current characteristics are studied by optical and electrical methods. The thin structure of an S-shaped NDR region which appears in the current-voltage characteristics at low temperatures (100–77 K) after irradiation has become more expressive and possesses the higher oscillation amplitude. The high destructive influence of fast neutrons on the emitting recombination is caused by two factors: the electrical fields of radiation defects and the capture of charged carriers by their levels.

Відомо, що на ВАХ напівпровідникових приладів ділянки з від'ємним диференціальним опором (ВДО) виникають як наслідок існування позитивного зворотного внутрішнього зв'язку, зумовленого передачею частини потужності вихідного сигналу на вхід приладу у фазі із вхідним сигналом. Типовий генератор на транзисторі має лінію зворотного позитивного зв'язку, завдяки якій у контур вноситься від'ємний опір, який компенсує втрати. У напівпровідниках такий зв'язок забезпечується процесами, що протікають всередині приладу [1]. Розрізняють два його види: зворотний позитивний зв'язок за струмом (*S*-тип) та за напругою (*N*-тип). Виникнення ВДО може бути зумовлене впливом різноманітних механізмів: зростанням часу життя інжектованих носіїв, збільшенням їх рухливості, зміною коефіцієнта інжекції *p-n*-переходу. У роботах [2–4] показано, що визначальну роль у розвитку *S*-подібної ділянки може відігравати як зростання часу життя носіїв, так і нагрівання струмом високоомної компенсованої області *p-n*-переходу.

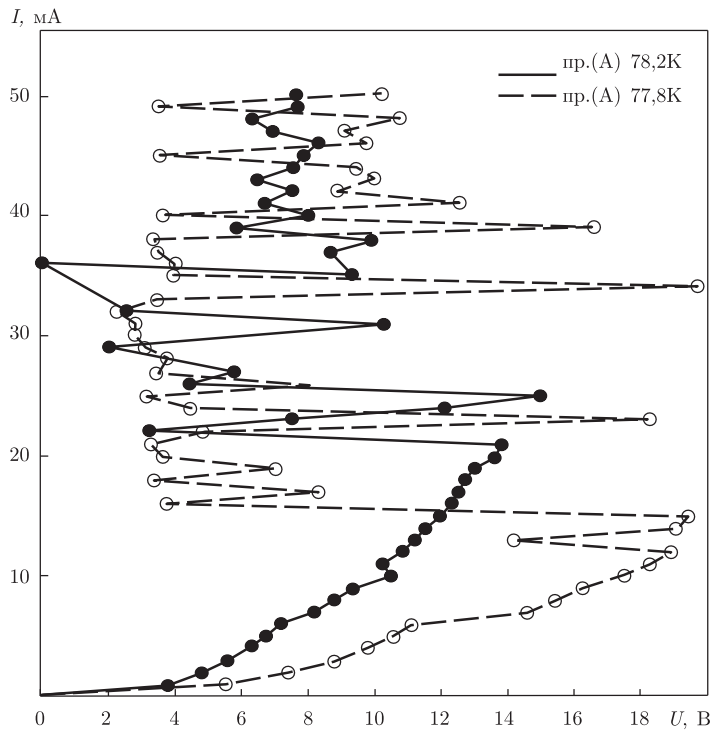


Рис. 1

У даній роботі ми продовжили вивчення струмових нестабільностей промислових GaP світлодіодів, підданих дії нейтронної радіації, роблячи акцент на з'ясуванні природи тонкої структури ВДО. Об'єктами вивчення були зелені та червоні фосфідо-галієві діоди, вирощені методом подвійної рідинної епітаксії, леговані азотом та цинком і киснем відповідно [5]. Вимірювання ВАХ 77–300 К проводилося прецизійним автоматизованим комплексом у режимах генератора струму (ГС) (з кроком ΔI від 5 до 1 мА) та генератора напруги (ГН) ($\Delta U = 0,2$ В); керування здійснював комп'ютер. Опромінення швидкими нейтронами реактора ($\bar{E} = 2$ МеВ) проводилося при температурі, близькій до кімнатної ($T = 300$ °С).

Виявлено, що при кімнатній температурі ВАХ серійного заводського діода підлягає класичній закономірності

$$I = I_S(e^{eU/(nkT)} - 1),$$

де $I_S = en_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right)$ — зворотний струм p - n -переходу, зумовлений неосновними носіями; $D_n, D_p; L_n, L_p; N_A, N_D$ — коефіцієнти дифузії, дифузійні довжини та концентрації обох типів носіїв [6].

Зниження температури діода до 85–90 К приводить до виникнення на ВАХ (режим ГС) ділянки ВДО S -типу, яка розширюється при подальшому охолодженні зразка. Зменшення величини зміни кроку струму до $\Delta I = 1$ мА спричиняє розпад плавної S -ділянки ВДО на окремі осциляції. Найвиразніше тонка структура ВДО проявляється при 77 К (рис. 1). Після проходження області ВДО струм різко зростає. Опромінення діода нейтронами ($\Phi = 10^{16}$ см $^{-2}$) збільшує амплітуду осциляцій у напрямку осі напруг, осциляційні піки великої інтенсивності виникають також в області різкого зростання струмів на ВАХ.

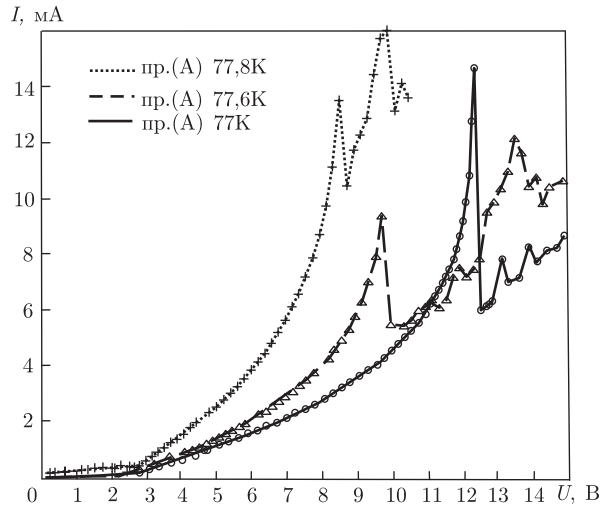


Рис. 2

У режимі генератора напруги на залежностях струму від напруги $I(V)$ виникають ділянки N -типу ВДО, причому у більшості діодів вони також характеризуються наявністю тонкої структури, яка в опромінену зразку стає виразнішою та відрізняється від структури вихідного зразка значно більшою амплітудою коливачь струму (рис. 2).

Щодо механізмів, здатних формувати режими ВДО на ВАХ фосфідо-галієвих діодів за низьких температур, зупинимось спочатку на S -подібних ділянках, виявлених на прямій гілці $I(V)$ -характеристики.

Якщо порівняти величини теплових потужностей, розсіюваних діодом у момент переходу в режим ВДО для вихідного та опроміненого нейтронами зразка, можна помітити, що вони помітно не відрізняються (точка A — для вихідного діода $P_1 = I_1 U_1 = 21,33 \text{ мА} \cdot 13,76 \text{ В} = 293 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$; відповідно точка A_2 — для опроміненого зразка, $P_2 = I_2 U_2 = 15 \text{ мА} \cdot 19,58 \text{ В} = 293,7 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$) (рис. 1). Отже, вирішальну роль у процесі переходу діода у низькоомний стан відіграє, очевидно, тепловий ефект. Далі зростання провідності зразка супроводжується зменшенням розсіюваної потужності, тобто охолодженням діода ($\Delta P \approx 212 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$). Попередньо спустошені теплом рівні заповнюються знову. Зростання величини струму, забезпечене джерелом (режим генератора струму), приводить до “нормального” зростання напруги на діоді. В точці B діод перегрівається знову і процес повторюється. Після певного числа осциляційних піків струм починає різко зростати, що, найвірогідніше, зумовлено впливом значної надбар’єрної емісії носіїв, коли їх кількість набагато перевищує число рівнів, відповідальних за виникнення осциляційного ефекту.

Слід зауважити, що розвиток осциляційного процесу супроводжується зростанням розсіюваної потужності для кожного піка (див. рис. 1). Така поведінка діода, очевидно, є наслідком поступового втягнення у формування осциляцій рівнів, розташованих на все більшій глибині у забороненій зоні — напівпровідника. Зростання амплітуди коливачь напруги в опромінену діоді порівняно з вихідним (див. рис. 1) — прямий наслідок введення нейтронами глибоких рівнів у кристал, яке супроводжується захопленням носіїв струму, як у n -, так і в області p -структури, і відповідним зменшенням провідності матеріалу.

Виходячи з результатів, поданих на рис. 1, та даних, одержаних за методом Холла при відпалі кристалів GaP, опроміненних нейтронами (рис. 3), можна зробити оцінки швидкості

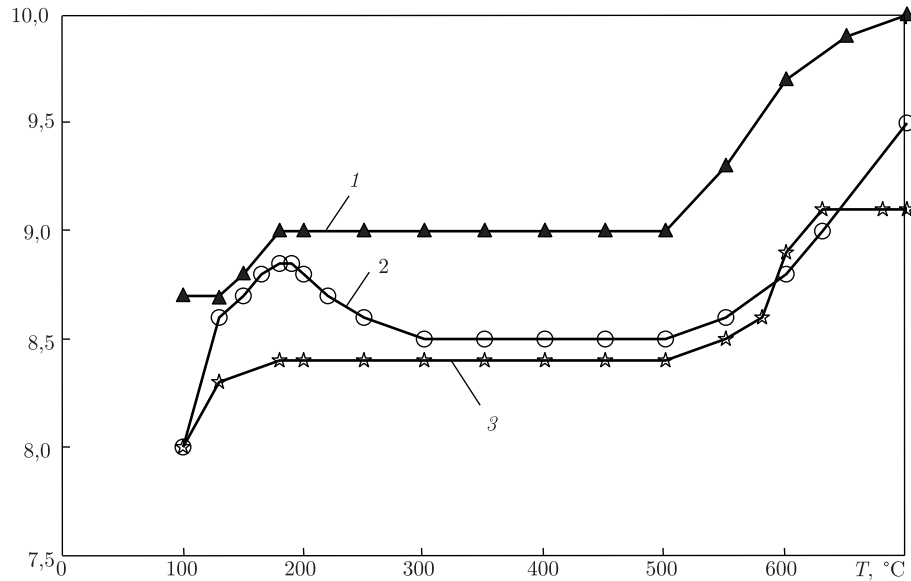


Рис. 3

видалення носіїв, $dn/d\Phi$, та коефіцієнта пошкодження концентрації носіїв. Як згадано попередньо, теплові потужності розсіювання у момент переходу в стан ВДО для вихідного та опроміненого діодів однакові ($P_1 = P_2$). Оскільки $P = I^2 R$, а опір $R \sim 1/qn\mu$, то, підставляючи параметри з врахуванням того, що концентрація n експоненційно залежить від дози опромінення, а рухливість носіїв струму для дози $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ зменшується вдвічі ($\mu_2 = 1/2\mu_1$), можна записати

$$\frac{I_1^2}{n_0} = \frac{1}{2} \frac{I_2^2}{n_0} e^{-K_n \Phi};$$

$$K_n = \frac{\ln 2}{\Phi} + \frac{2}{\Phi} \ln \frac{I_1}{I_2} = \frac{1}{\Phi} \left(\ln 2 + 2 \ln \frac{I_1}{I_2} \right).$$

Використовуючи експериментальні дані (див. рис. 1), одержимо для величини відносної швидкості видалення носіїв $K_n = \frac{1}{n_0} \left(\frac{dn}{d\Phi} \right) = 1,37 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Ця величина для GaP із середньою концентрацією носіїв $n_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ близька до значення, отриманого методом Холла (див. рис. 3). Відзначимо також, що результат добре узгоджується з висновками, одержаними в [7, 8] для GaAs.

Використовуючи експериментальні дані, коефіцієнт пошкодження рухливості можна визначити з виразу [8]

$$\frac{\mu}{\mu_0} = (1 + K_\mu \Phi)^{-1} \cdot K_\mu = 10^{-16} \text{ см}^2.$$

Оскільки дозова залежність інтенсивності свічення GaP при нейтронному опроміненні також експоненційна майже до максимальних доз, при яких діод уже не випромінює, то за аналогією коефіцієнт пошкодження люмінесценції дорівнює

$$I = I_0 e^{-K_\lambda \Phi}.$$

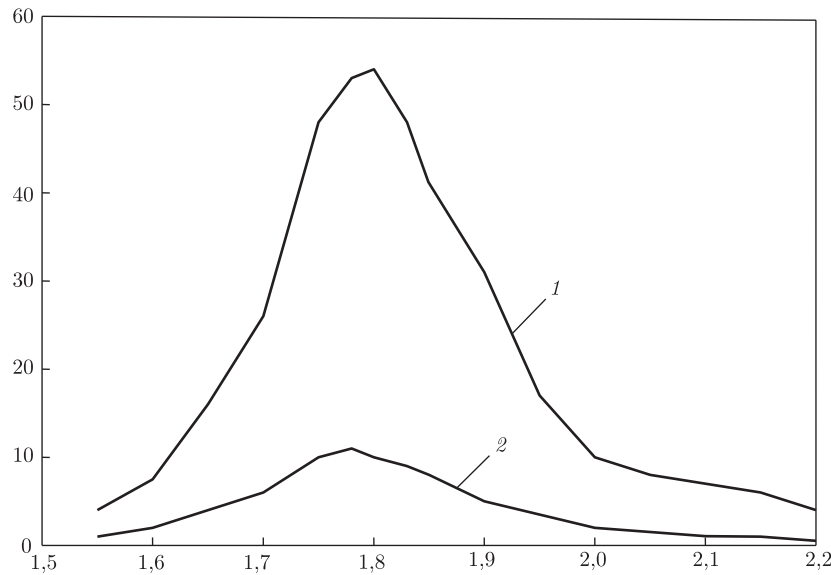


Рис. 4

Оцінки (рис. 4) дають значення для $K_{\text{л}} = (5,4-9) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Порівнюючи його з величинами K_n та K_{μ} , бачимо, що інтенсивність рекомбінаційного випромінювання найчутливіша до нейтронних потоків, що пов'язано із руйнуванням зв'язаних екситонів полями радіаційних пошкоджень [9].

У режимі генератора напруги (130–77 К) на прямій ділянці ВАХ (див. рис. 2) до початку області ВДО виникають N -подібні ділянки від'ємного опору, яким також властива тонка структура. На ВАХ окремих діодів можна було спостерігати декілька ділянок N -типу, розташованих одна вслід за іншою при збільшенні напруги. Порівняльні оцінки величин розсіюваних потужностей у точці переходу в режим ВДО вихідних та опромінених зразків свідчить про мінімальний вплив теплового ефекту на виникнення ВДО N -типу. Зменшення струму при зростанні прикладеної до діода напруги може бути викликане впливом двох факторів: зменшення концентрації носіїв струму та падіння їх рухливості.

Друга причина, як відомо, є головною при виникненні N -ділянки ВДО у кристалі арсеніду галію, коли під впливом електричного поля електрони переходять із мінімуму, розташованого в центрі зони Брілюена, де вони “легкі”, у вище розташований мінімум (край зони), де носії стають “важкими”. У фосфіді галію така ймовірність не може реалізуватися принаймні тому, що вище розташований мінімум зони провідності є мінімумом “легких” електронів. Тому падіння струму потрібно пов'язувати із зменшенням концентрації електронів при наблизненні величини напруги до значення, яке відповідає N -зриву на ВАХ.

Подібне зменшення може спостерігатися в результаті тунелювання носіїв на рівень квантової ями, існування якої зумовлене присутністю дефектів ґратки. Висловлена гіпотеза підтверджується також тією обставиною, що відношення $I_{\text{max}}/I_{\text{min}}$ в межах ВДО N -типу зростає при додатковому введенні дефектів внаслідок нейтронного опромінення.

Зрозуміло, що механізм тунелювання носіїв в область квантової ями починає працювати тоді, коли внаслідок зростання напруженості поля у p - n -переході квазірівень Фермі однієї з областей p - n -переходу розташовується навпроти середнього рівня цього складного дефекту. Про його складність свідчить як існування структури у N -області ВДО, так і факт, що

повторні піки N -типу після основного скачка якісно змінюються і при опроміненні, і при відпалі 600 °С (див. рис. 2).

Підсумовуючи, слід сказати, що, застосовуючи прецизійну апаратуру для вивчення струмових нестабільностей GaP світлодіодів за температури 100–77 К, вдалося виявити тонку структуру на ділянках ВАХ з ВДО. Оцінки величин розсіюваної потужності показують, що ймовірною причиною виникнення ділянок S -типу є тепловий ефект, який періодично спустошує глибокі рівні, збільшуючи провідність діода. Ділянки N -типу, що виникають на прямих ВАХ у режимі генератора напруги, можуть бути зумовлені тунелюванням носіїв струму у квантові ями, утворені дефектами структури зразка. Нейтронне опромінення зумовлює збільшення осциляційних піків на тонкій структурі ВАХ та погіршення випромінювальної здатності світлодіодів. Висока деструктивна здатність опромінення стосовно випромінювальної рекомбінації пояснюється одночасним впливом на зв'язані екситони в GaP двох факторів: дією електричних полів введених дефектів та захватом носіїв струму їхніми рівнями. Зроблено оцінки коефіцієнтів пошкодження $K_n = 1,37 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$; $K_\mu = 10^{-16} \text{ см}^2$; $K_d = (5,4-9) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

1. *Викунин И. М., Стафеев В. И.* Физика полупроводниковых приборов. – Москва: Сов. радио, 1980. – 295 с.
2. *Bhargava R. N.* Negative resistance in GaP electroluminescent diodes // Appl. Phys. Lett. – 1969. – **14**, № 2. – С. 193–197.
3. *Maeda K.* Double injection in GaP electroluminescent diodes // Jap. J. Appl. Phys. – 1970. – **9**, No 1. – С. 71–78.
4. *Манжара В. С., Тартачник В. П.* Природа від'ємного диференціального опору фосфід-галієвих світлодіодів // Укр. фіз. журн. – 2002. – **46**, № 2. – С. 196–199.
5. *Андреев В. М., Долгинов Л. М., Третьяков Д. Н.* Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. – Москва: Сов. радио, 1975. – 327 с.
6. *Берг А., Дин П.* Светодиоды. – Москва: Мир, 1979. – 686 с.
7. *Marcees G. H., Bruetta H. P.* Radiation Damage in GaAs Gunn Diodes // Trans. Nucl. Sci. – 1970. – NS – 17. – P. 230.
8. *Коршунов Ф. П., Гатальский Г. В., Иванов Г. М.* Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. – Минск: Наука и техника, 1978. – 231 с.
9. *Литовченко П. Г., Манжара В. С., Опілат В. Я. та ін.* Рекомбінація в опроміненому фосфіді галію // Фізика і хімія тв. тіла. – 2005. – Вип. 6, № 1. – С. 50–56.

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Надійшло до редакції 11.07.2007