



УДК 538.935

© 2009

Член-кореспондент НАН України **Ф. Ф. Сизов, Ю. Г. Гришин, С. І. Круковський, В. Я. Опилат, І. В. Петренко, Р. К. Савкіна, О. Б. Смірнов, В. П. Тартачник**

Вплив нейтронного опромінення на характеристики світлодіодів $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Досліджується вплив швидких нейтронів на зразки світловипромінюючих діодних структур $n^+-p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,27 \div 0,31$). Вольт-амперні характеристики вимірювалися в інтервалі температур 77 К – 300 К до та після опромінення нейтронами з флюенсом ($10^{14} - 5 \cdot 10^{16}$) см^{-2} . Встановлено, що відбувається радіаційно стимульоване зростання прямого струму діодів внаслідок зменшення концентрації основних носіїв заряду та часу життя неосновних носіїв заряду. Причиною зміни параметрів є радіаційне введення пасток.

Світлодіоди (СД) на базі гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ мають ряд переваг порівняно з традиційними фосфід-галієвими: можливість плавної зміни довжини хвилі випромінювання шляхом зміни складу твердого розчину, одержання більшого квантового виходу завдяки прямозонності сполуки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x \leq 0,4$, мінімальна концентрація дислокацій невідповідності на межі розділу розчин – підкладинка ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$) внаслідок близькості параметрів ґраток AlAs та GaAs . Для зазначеного матеріалу відносно просто вирішити питання односторонньої інжекції носіїв шляхом вирощування варизонних шарів $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в єдиному технологічному циклі та виводу випромінювання через широкозонне вікно, використовуючи ефект перевипромінювання [1].

Разом з тим, недоліком структури $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, зумовленим різницею величин коефіцієнтів теплового розширення цих матеріалів, є накопичення дефектів у перехідній області, які формують систему центрів безвипромінювальної рекомбінації та відповідно знижують ефективність електролюмінесценції і строк служби приладів [2]. Крім того, наявність гетерограниці вважають додатковим фактором ризику при високоенергетичному опроміненні, оскільки потрійний розчин $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в таких умовах схильний до розпаду [3].

Застосування світловипромінюючих структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ досить різнопланове – від панельних індикаторів до екранів великих площ та систем оптоволоконного зв'язку. Перспективним напрямком є створення на їх основі квантових каскадних лазерів [4] та

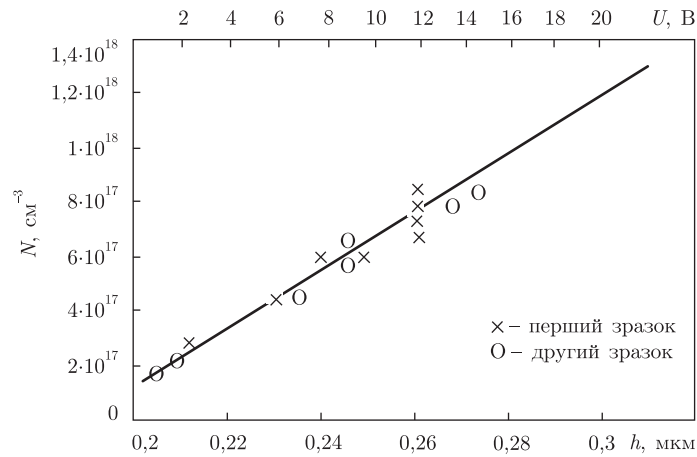


Рис. 1. Розподіл домішок в області збіднення для двох зразків світлодіодів $n^+ - n - p - \text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$, відновлений з вольт-фарадних характеристик при $T = 300 \text{ K}$; $S = 0,25 \text{ мм}^2$ — площа зразка

“спінових” світлодіодів [5]. Враховуючи відносно високу стійкість арсеніду галію до γ -опромінення та опромінення електронами, оптоелектронні пристрої $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}/\text{GaAs}$ використовують у ролі γ -детекторів [6], для діагностики високотемпературної плазми, у керуючих та контролюючих пристроях прискорювачів та силових ядерних установках, що зумовлює необхідність дослідження радіаційної стійкості та пошуку способів підвищення їх надійності в умовах високоенергетичного опромінення.

Раніше ми провели дослідження впливу γ -квантів Co^{60} на світловипромінюючі властивості структур $n^+ - n - p - \text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}/\text{GaAs}$ та проаналізували перехідні процеси, які відбуваються при введенні та виведенні СД з активної зони [7]. Було встановлено, що залишкова деградація інтенсивності свічення діодів зумовлена підвищенням ефективності безвипромінювального каналу рекомбінації. Метою цієї роботи є вивчення впливу швидких нейтронів на характеристики світлодіодних структур $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}/\text{GaAs}$.

Нами досліджувалися зразки світловипромінюючих діодних структур $n^+ - n - p - \text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ ($x = 0,27 - 0,31$) (НВО “Карат”), вирощені на підкладинці GaAs p -типу провідності за технологією рідиннофазної епітаксії з галієвого розплаву в потоці водню [8]. Як легуючі домішки були використані Zn та Te . Рівень легування визначався методом Холла на тестових n -, p -шарах, вирощених на напівізолюючому GaAs . Остаточна корекція технологічних умов здійснювалася за результатами дослідження вольт-амперних характеристик (ВАХ) готових гетероструктур.

Рівень легування в n^+ - та p -шарах складав $(5-8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ та $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ відповідно. Їх товщина коливалася в межах 14–20 мкм, а для високоомного n -шару з рівнем легування $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ становила 2–4 мкм. Розподіл електрично-активних домішок в області збіднення, на межі двох шарів з концентрацією $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, характеризується середнім градієнтом 10^{23} см^{-4} (див. рис. 1).

Для досліджуваних зразків ВАХ вимірювалися на автоматизованій установці в інтервалі температур 77–300 К. Номінальний струм діодів складав 20–30 мА при прямому зміщенні не більше 3 В. Опромінення швидкими нейтронами здійснювалося на реакторі ВВРМ ($E_n = 1 \text{ MeV}$, $\Phi_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) при температурі зразків не вище 300 К.

На рис. 2 показано залежності величини прямого струму, що протікає через діод, від прикладеної напруги для вихідного та опроміненого СД ($\Phi = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$), які були зняті

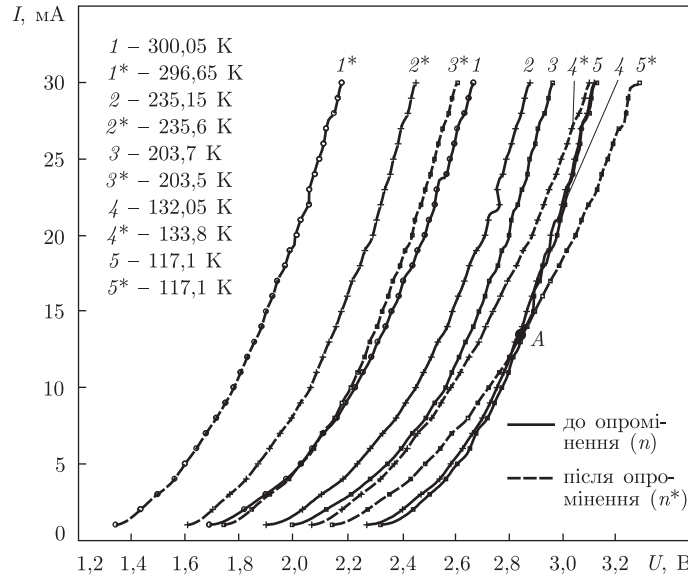


Рис. 2. Температурні залежності прямої гілки ВАХ вихідного (криві 1–5) та опроміненого нейтронами (криві 1*–5*) діода $n^+-n-p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \sim 0,3$; $\lambda = 664$ нм), $\Phi = 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$

при різних температурах. В області робочих струмів (15–30 мА, інтервал температур 300–132 К) при опроміненні спостерігається зростання прямих струмів, що можна кваліфікувати як “поліпшення” електрофізичних характеристик діода. На окремих зразках при 300 К помічено зростання струму в декілька разів.

Відомо, що величина струму через p - n перехід без урахування впливу опору його бази визначається формулою [9]

$$I = I_S(qU/e^{mkT} - 1), \quad (1)$$

де $I_S = q(D_p p_n/L_p + D_n n_p/L_n)$ – дифузійний струм насичення; $L_{p,n} = \sqrt{D_{p,n}\tau_{p,n}}$ – дифузійна довжина; $m = 1, 2$ для дифузійного та рекомбінаційно-генераційного механізму протікання струму відповідно; $D_{p,n}$ – коефіцієнт дифузії дірок та електронів; $\tau_{p,n}$ – часи життя дірок та електронів.

В разі асиметричного переходу $n_n \ll p_p$, враховуючи, що власна концентрація носіїв заряду $n_i^2 = p_n n_n$, другим членом у виразі для струму насичення можна знехтувати. Тоді величину струму через p - n перехід можна визначити як

$$I = q \frac{n_i^2}{n_n} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} (qU/e^{mkT} - 1), \quad (2)$$

де n_n – концентрація основних носіїв заряду.

Характер впливу швидких нейтронів на властивості арсеніду галію та розчинів на його основі (AlGaAs та InGaAsP) істотно залежить від дози опромінення [10]. Зокрема, в результаті опромінення нейтронами з $\Phi = (10^{16} \text{ см}^{-2} \div 10^{18} \text{ см}^{-2})$ спостерігається підвищення коефіцієнта поглинання світла в області енергії фотонів $E < E_g$ (E_g – ширина забороненої зони) внаслідок утворення ділянок з високою концентрацією радіаційних дефектів. Опромінення нейтронами з флюенсом $\Phi \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ призводить до зміни транспортних па-

раметрів, зумовленої утворенням пасток. Ми не досліджували оптичні коефіцієнти гетеро-структури. Дослідження ж впливу опромінення на ВАХ дозволяють зробити припущення, що в нашому випадку відбувається утворення пасток.

Як показано в роботі [11], наслідком введення пасток в активну зону арсенід-галієвої структури є підвищення концентрації неосновних носіїв заряду, зменшення їх часу життя та концентрації основних носіїв заряду. Залежність концентрації основних носіїв та часу життя неосновних носіїв від інтегрального потоку частинок Φ має вигляд [12]:

$$n_n(\Phi) = n_0 e^{-k_n \Phi}; \quad \tau_p(\Phi) = \frac{\tau_0 k_\tau}{k_\tau + \tau_0 \Phi}, \quad (3)$$

де k_n та k_τ — коефіцієнти пошкодження концентрації та часу життя носіїв заряду відповідно; τ_0 — час життя неосновних носіїв заряду. Величини n_i та D_p у виразі (2) виявляють слабку дозову залежність. Отже, при опроміненні величина прямого струму зростає, як результат зменшення концентрації основних носіїв заряду і внаслідок падіння часу життя неосновних носіїв заряду.

Відзначимо, що обробка нейтронами, як і при опроміненні γ -квантами в роботі [7], призводить до формування стабільних центрів безвипромінювальної рекомбінації: дослідження, проведені через тривалий час після опромінення (від декількох місяців до року), не виявили помітних змін ні інтенсивності, ні положення максимуму свічення СД.

Температурна залежність ВАХ певною мірою аналогічна дозовій. Якщо скористатися виразом для температурної залежності концентрації власних носіїв заряду $n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-E_g/(kT))$ і врахувати незалежність τ_p від температури при переході до області повної іонізації домішки [13], вважаючи, що $D_p/\tau_p \sim T^\gamma$, де γ — число, то для густини струму насичення I_s матимемо [8]:

$$I_s = A \left[T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \right] T^{\gamma/2} = AT^{(3+\gamma/2)} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (4)$$

де $A = \frac{4q}{n_n} \left(\frac{2\pi k}{h^3}\right)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2}$.

Видно, що зростання температури повинно приводити до зростання струму насичення, а відтак — і величини зворотного струму.

Оскільки при кімнатній температурі kT/q складає близько 0,025 В, то при прямому зміщенні діода, більшому 0,1 В, одиницею у формулі (1) можна знехтувати. Підставивши (4) в (1), отримаємо

$$I = I_s \exp\left(\frac{qU}{m k T}\right) = AT^{(3+\gamma/2)} \exp\left[-\frac{1}{kT} \left(E_g - \frac{qU}{m}\right)\right], \quad (5)$$

звідки впливає можливість двох граничних випадків: $U < mE_g/q$ та $U > mE_g/q$.

У першому, при малих напругах, збільшенню температури відповідає зменшення струму через p - n перехід; у другому — тенденція протилежна. Таким чином, дві ВАХ, виміряні при різних температурах, повинні перетнутися в точці, яка розділяє область малих і великих напруг.

Для ідеального p - n переходу на ділянці характеристики, де переважає дифузійний механізм протікання струму ($m = 1$), точка перетину двох ВАХ, знятих при різних температурах, повинна відповідати напрузі, що чисельно дорівнює величині E_g . Коли ж головну роль

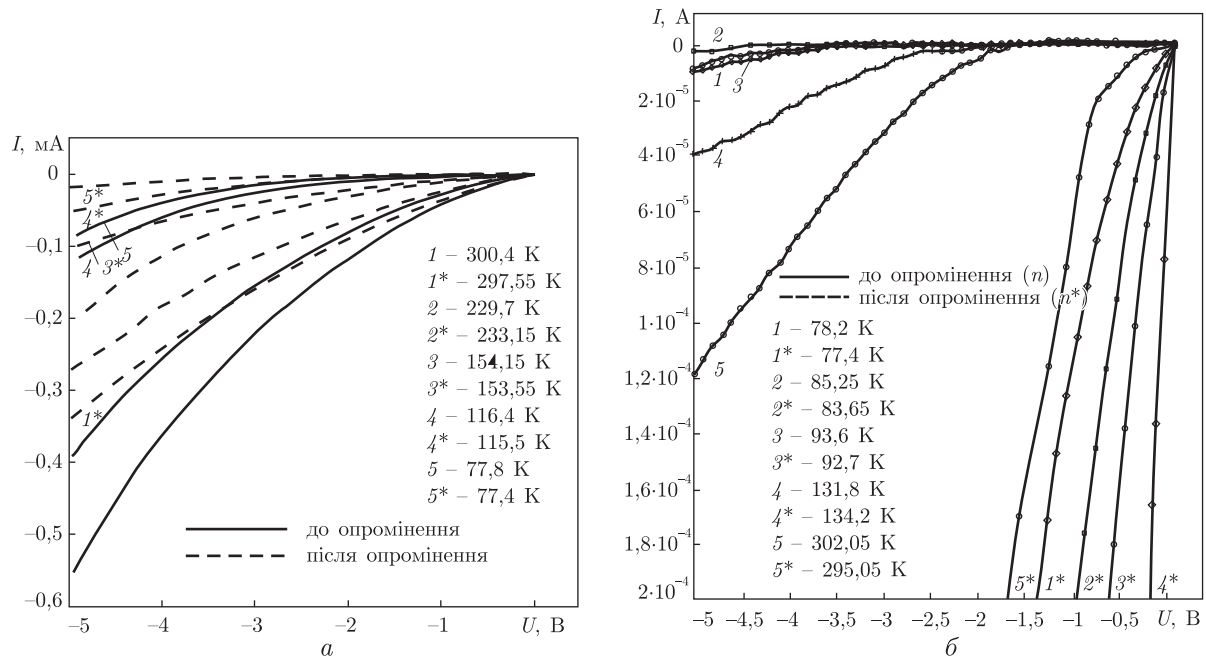


Рис. 3. Зворотна гілка ВАХ вихідного (криві 1-5) та опроміненого нейтронами (криві 1*-5*) $\Phi = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ СД при різних температурах довкілля

у протіканні струму починає відігравати рекомбінаційно-генераційний механізм ($m = 2$) або ж стає помітним вплив послідовного опору бази, що еквівалентно подальшому зростанню ваги коефіцієнта m , точка перетину продовжує зсуватися далі вздовж осі напруг.

Для реальної діодної структури в нашому випадку, як видно з рис. 2, ця точка знаходиться далеко за межами E_g/q . Подальше зниження температури до 78 К зсуває її вздовж осі струмів вниз, тобто, має місце ефект, подібний до впливу опромінення. Остання аналогія здається цілком зрозумілою, оскільки обидва ефекти є прямим наслідком зменшення концентрації основних носіїв струму.

Як видно з рис. 2, ВАХ вихідного та опроміненого діодів перетинаються (точка А на рис. 2), що властиво також і діодам на основі GaP [14], причому збільшення дози опромінення зсуває точку перетину донизу. При $T > 134 \text{ К}$ вона лежить вище області робочих струмів і тому на кривих 1, 1* - 4, 4* (див. рис. 2) характерним є лише зростання прямих струмів в результаті нейтронного опромінення. На кривій 5* ($T = 117,1 \text{ К}$) позитивний ефект має місце лише при $I < 12 \text{ мА}$. При $U > 2,85 \text{ В}$ величина струму, що тече через опромінений діод, стає меншою від вихідного значення, що, імовірно, зумовлено зростанням опору бази СД.

Зворотний струм, величина якого дорівнює струму насичення I_S , повинен зростати з підвищенням температури, що узгоджується з експериментом (див. рис. 3, а). Введення радіаційних дефектів зумовлює експоненційне зростання $I_{зв}$ згідно з виразом [15]:

$$I_{зв} = I_S(0) \exp(k_n \Phi) \sqrt{\frac{D_p(k_1 + \tau_{p0} \Phi)}{\tau_{p0} k_1}} + I_2(0) \frac{k_1 + \tau_p \Phi}{k_1}, \quad (6)$$

де $I_s(0)$ — вихідне значення струму насичення неопроміненого діода.

Проте, як видно з рис. 3, а, опромінення досліджуваних p - n переходів спричиняє зменшення зворотного струму, що, очевидно, зумовлено зростанням опору бази.

В окремих зразках у результаті радіаційної обробки на ВАХ виникає ділянка переважно тунельного пробою (рис. 3, б). Підтвердженням дії саме механізму тунельного просочування носіїв є температурне зміщення зворотної гілки ВАХ. Очевидно, що у формуванні цього механізму беруть участь введені нейтронами радіаційні дефекти.

Таким чином, дослідження ВАХ світловипромінюючих структур n^+-n-p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0,27 \div 0,31$) показало, що в результаті нейтронного опромінення ($E_n = 1 \text{ MeV}$, $\Phi_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) спостерігається збільшення величини робочого струму діодів. Причиною зміни параметрів є радіаційне введення пасток.

Встановлено, що при малих напругах $U < mE_g/q$ підвищення температури зразків приводить до зменшення прямого струму; при $U > mE_g/q$ характер змін протилежний. Останній факт може бути корисним при виборі режиму роботи приладу в умовах радіаційного навантаження.

Величина зворотного струму при великих дозах опромінення зменшується, що зумовлено зростанням опору бази.

Виникнення тунельного пробою в окремих зразках зумовлене тунелюванням на рівнях радіаційних дефектів, введених нейтронами в умовах радіаційного навантаження.

1. Dupont E., Lin N. C., Buchanan M. et al. Efficient GaAs light-emitting diodes by photon recycling // Appl. Phys. Lett. – 2000. – **76**, No 1. – P. 4–6.
2. Тхорик Ю. А., Хазан Л. С. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетероэпитаксиальных системах. – Киев: Наук. думка, 1983. – 304 с.
3. Kiseleva E. V., Obolensky S. V., Kitaev M. A. et al. Stability of Quasi-Ballistic MESFETs with Various Buffer Layer Structures under Irradiation with Neutrons Possessing Different Energy Spectra // Techn. Phys. Lett. – 2005. – **31**, No 10. – P. 881–884.
4. Sirtori C., Kruck P., Barbieri S. et al. GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum cascade lasers // Appl. Phys. Lett. – 1998. – **73**, No 24. – P. 3486–3488.
5. Bosco C. A. C., Snouck D., Van Dorpe P. et al. Bias-dependent spin relaxation in a Spin-LED // Materials Sci. and Engineer. – 2006. – **B126**. – P. 107–111.
6. Pozela K., Pozela J., Dapkus L. et al. Optical response of the graded-gap $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ x -ray detector // Nucl. Inst. and Meth. – 2001. – **A466**. – P. 58–62.
7. Литовченко П. Г., Тартачник В. П., Опилат В. Я. та ін. Деградація $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктур у γ -полі Co^{60} // Фізика и химия тв. тела. – 2003. – **4**, № 3. – С. 474–480.
8. Круковський С. І. Комплексно леговані структури на основі A_3B_5 : Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – Львів, 2006.
9. Зи С. Фізика полупроводниковых приборов. – Москва: Мир, 1984. – Т. 1. – 455 с.
10. Camparo J. C., Delcamp S. B., Frueholz R. P. AlGaAs diode laser blue shift resulting from fast neutron irradiation // J. Appl. Phys. – 1992. – **71**, No 11. – P. 5323–5331.
11. Bourkoff E., Liu X. Y. Deep-level trap model of diode laser modulation: Significance of spontaneous emission and gain saturation // Ibid. – 1989. – **65**, No 8. – P. 2912–2917.
12. Вологдин Э. Н., Лысенко А. П. Радиационные эффекты в некоторых классах полупроводниковых приборов. – Москва: МГИЭМ, 2001. – 70 с.
13. Шалимова Н. В. Фізика полупроводников. – Москва: Энергия, 1971. – 310 с.
14. Litovchenko P., Bisello D., Litovchenko A. et al. Some features of current-voltage characteristics of irradiated GaP light diodes // Nucl. Inst. And Methods in Physics Research. – 2005. – **A552**. – P. 93–97.
15. Коршунов Ф. П., Гатальский Г. В., Иванов Г. М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. – Минск: Наука, 1978. – 231 с.

Corresponding Member of the NAS of Ukraine **F. F. Sizov, Yu. G. Gryshyn, S. I. Krukovs'kyi, V. Ya. Opylat, I. V. Petrenko, R. K. Savkina, O. V. Smirnov, V. P. Tartachnyk**

Effect of neutron radiation on characteristics of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ light-emitting diodes

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -based ($x = 0.27 \div 0.31$) light-emitting diodes were exposed to fast neutrons with fluences ranging from 10^{14} to $5 \cdot 10^{16}$ n/cm^2 , and their current-voltage characteristics were measured from 300 K to 80 K. Experimental results have revealed an increase of the positive current through the irradiated diode when it is forward-biased that is connected with a decrease of the majority-carrier concentration and the minority-carrier lifetime. Change of the electric transport is probably due to the creation of traps after neutron irradiation.