

## ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Винник Е. В., Глинчук К. Д., Гуров В. И., Прохорович А. В.

Изучено влияние облучения быстрыми нейтронами и последующих изохронных отжигов на фотолюминесценцию легированных атомами Zn, Te кристаллов  $p$ -GaAs. Показано, что указанные воздействия приводят (помимо изменения интенсивности краевой полосы излучения) к появлению примесных полос излучения с энергиями максимума  $h\nu_m$  (77 К) вблизи 1.26, 1.38, 1.18, 1.30 и 1.25 эВ, обусловленных излучательными переходами электронов в созданных радиационным (радиационно-термическим) воздействием парах  $As_iZn_{Ga}$ ,  $V_{As}Zn_{Ga}$ ,  $V_{Ga}Te_{As}$ ,  $Si_{As}D$  и  $Si_{As}(V_{Ga}V_{As})$  соответственно.

Известно, что облучение арсенида галлия быстрыми нейтронами приводит к существенному изменению его проводимости [1-6], оптического пропускания [2, 6], скорости аннигиляции позитронов [6, 7], фотопроводимости [8], вероятностей рекомбинации избыточных электронов, дырок [3, 4], а также характеристик приборов (в частности, светодиодов) на его основе [3, 9, 10] (указанное обусловлено достаточно высокой скоростью введения радиационных дефектов нейтронным облучением [1-4, 6, 7]). Некоторые данные о влиянии облучения быстрыми нейтронами на люминесценцию арсенида галлия будут приведены далее.

### 1. Методика

Исходными для опытов являлись «некомпенсированные» [содержащие лишь преднамеренно введенные атомы цинка, их концентрация  $N_{Zn} \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , концентрация остаточных доноров (в частности, атомов кремния) меньше  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ] и специально компенсированные (содержащие атомы цинка и теллура, их концентрации  $N_{Zn} \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $N_{Te} \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) кристаллы  $p$ -GaAs [при 77 К концентрации равновесных дырок в них  $p_0 \approx 4 \cdot 10^{17}$  и  $2.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  соответственно, а время жизни избыточных электронов  $\tau_n(0) \approx 10^{-10}$  с; концентрация  $s$ -центров безызлучательной рекомбинации электронов, дырок в них  $N_s(0)$ ].

Облучение кристаллов  $p$ -GaAs быстрыми нейтронами [средняя энергия нейтронов  $E \approx 2$  МэВ, интегральная доза облучения  $\Phi = 10^{13} - 10^{15} \text{ н/см}^2$ , концентрация созданных облучением точечных дефектов (изолированных и в кластерах)  $n_d(0)$ ,  $n_d(0) \approx 50 \text{ Ф}$ ] проводилось при  $T \leq 60$  °С. Изохронный (длительностью 30 мин) отжиг облученных (и контрольных необлученных) кристаллов  $p$ -GaAs проводился при  $T \leq 650$  °С в условиях, исключающих проникновение в их объем различных загрязнений, в том числе атомов меди (концентрации  $s$ -центров и точечных радиационных дефектов в отожженных кристаллах  $N_s$  и  $n_d$  соответственно). Облучение и последующий отжиг мало изменяли величину  $p_0$  [очевидно, выполнялось соотношение  $n_d(0) \ll N_{Zn}, N_{Te}$ ] и значительно изменяли время жизни избыточных электронов  $\tau_n$  [очевидно,  $\tau_n \ll \tau_n(0)$ ].

Люминесценция  $p$ -GaAs (ее интенсивность  $I$ ) возбуждалась He—Ne-лазером, интенсивность возбуждения  $L = 10^{18} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{с}$ ; возбуждение мало изменяло величину  $p_0$ . Измерение спектров люминесценции кристаллов  $p$ -GaAs проводилось при 77 К в области линейной зависимости  $I$  от  $L$  (т. е. в области линей-

ности рекомбинации избыточных электронов, дырок). В спектрах люминесценции исходных кристаллов  $p$ -GaAs наблюдалась лишь крайняя полоса излучения с энергией максимума  $h\nu_m$  вблизи 1.50 эВ, ее интенсивность  $I_{1.50}(0)$  (рис. 1).<sup>1</sup> Прогрев необлученных кристаллов мало изменял интенсивность краевой полосы излучения  $I_{1.50}$  и время жизни избыточных электронов  $\tau_n$  [ $I_{1.50} \approx I_{1.50}(0)$ ,  $\tau_n \approx \tau_n(0)$ , а  $N_s \approx N_s(0)$  в необлученных отожженных кристаллах] и не приводил к появлению новых полос излучения в их спектре люминесценции (рис. 1).

Как в исходных, так и в подвергнутых радиационно-термическому воздействию кристаллах  $p$ -GaAs интенсивность

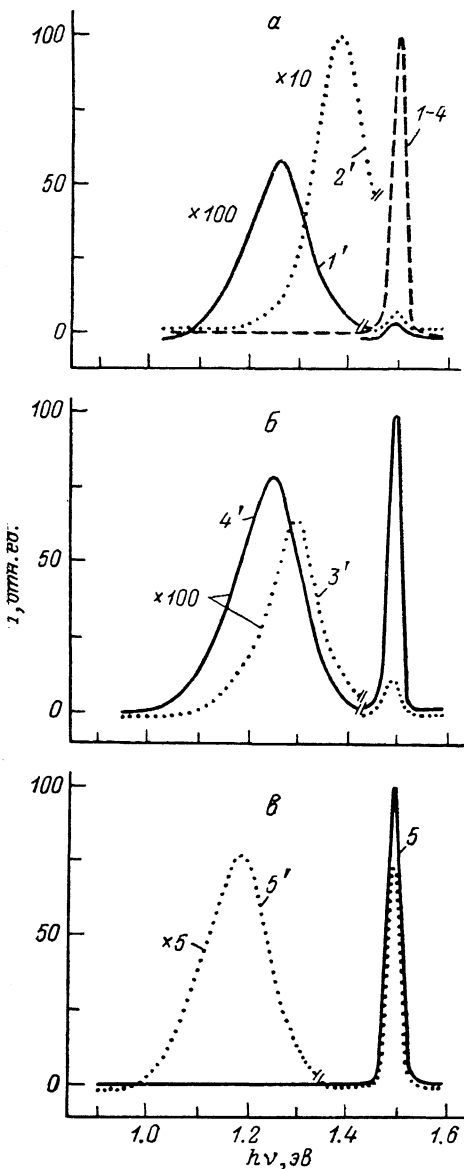


Рис. 1. Спектры люминесценции необлученных (1–5) и облученных потоком быстрых нейтронов  $\Phi = 10^{15}$  н/см<sup>2</sup> ( $1'$ – $5'$ ) кристаллов  $p$ -GaAs<Zn> (а), б) и  $p$ -GaAs<Zn, Te> (в) при 77 К, непрогретых (1,  $1'$ ) и прогретых (30 мин) при 200 (2,  $2'$ ), 375 (3,  $3'$ ), 600 (4,  $4'$ ) и 500°С (5,  $5'$ ).

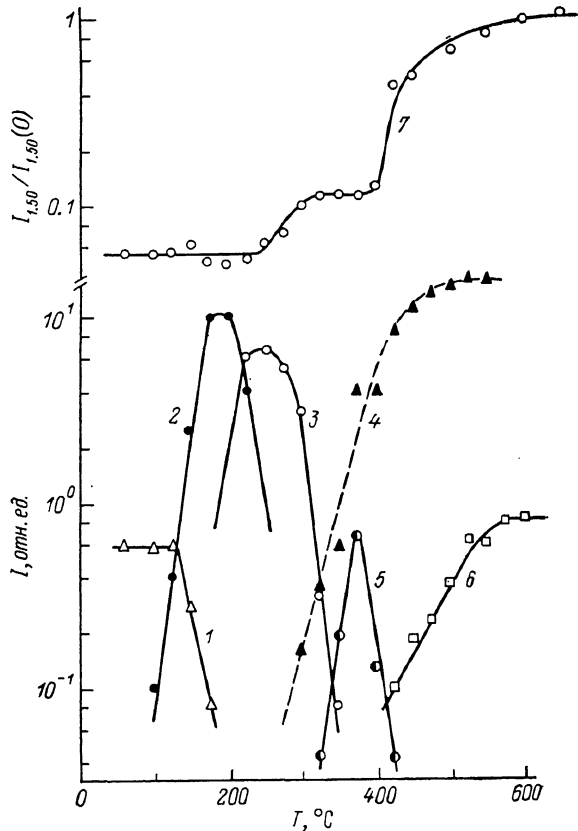


Рис. 2. Изменение интенсивностей излучения  $I_{1.26}$  (1),  $I_{1.38}$  (2, 3),  $I_{1.18}$  (4),  $I_{1.30}$  (5),  $I_{1.25}$  (6) и  $I_{1.50}$  (7) при изохронном отжиге (30 мин), облученных потоком быстрых нейтронов  $\Phi = 10^{15}$  н/см<sup>2</sup> кристаллов  $p$ -GaAs<Zn> (1–3, 5–7) и  $p$ -GaAs<Zn, Te> (4, 7).

$I_{1.26}$ ,  $I_{1.38}$ ,  $I_{1.18}$ ,  $I_{1.30}$ ,  $I_{1.25} = 0$ , а  $I_{1.50} \approx I_{1.50}(0)$  в необлученных прогретых кристаллах. Температура измерений 77 К.

люминесценции была относительно невелика ( $I \ll L$ ), т. е. доминировали процессы безызлучательной рекомбинации избыточных носителей тока через  $s$ -центры и радиационные дефекты (они определяли величину  $\tau_n$ ).

<sup>1</sup> Краевая полоса люминесценции в GaAs обусловлена излучательной рекомбинацией свободных и связанных на мелких донорах электронов со свободными и связанными на мелких акцепторах дырками [11].

На рис. 1 и 2 приведены типичные данные, показывающие влияние облучения быстрыми нейтронами и последующих изохронных отжигов на фотолюминесценцию  $p$ -GaAs. В них обращают на себя внимание следующие нетривиальные закономерности.

а) Облучение содержащих атомы цинка кристаллов  $p$ -GaAs быстрыми нейтронами приводит (помимо тривиального уменьшения интенсивности краевого излучения  $I_{1.50}$ ) к появлению в их спектрах люминесценции относительно широкой (с полушириной  $W=0.14$  эВ) полосы излучения с энергией максимума  $h\nu_m=1.26$  эВ; ее интенсивность  $I_{1.26}$  слабо изменяется при последующем низко температурном ( $T \leq 125^\circ\text{C}$ ) отжиге облученных кристаллов (максимальное значение  $I_{1.26}$  достигается в облученных неотожженных кристаллах).

б) Нейтронное облучение и последующий отжиг при умеренных ( $100 \leq T \leq 250^\circ\text{C}$ ) и высоких ( $T > 250^\circ\text{C}$ ) температурах, содержащих атомы цинка кристаллов  $p$ -GaAs, приводят к последовательному появлению полос излучения с энергией максимума  $h\nu_m$  сначала при 1.38 эВ (ее интенсивность  $I_{1.38}$ , а полуширина  $W=0.12$  эВ, максимальное значение  $I_{1.38}$  достигается при  $T \approx 200^\circ\text{C}$ ), затем при 1.30 эВ (ее интенсивность  $I_{1.30}$ , а полуширина  $W=0.11$  эВ, максимальное значение  $I_{1.30}$  достигается при  $T \approx 375^\circ\text{C}$ ) и, наконец, при 1.25 эВ (ее интенсивность  $I_{1.25}$ , а полуширина  $W=0.15$  эВ, максимальное значение  $I_{1.25}$  достигается при  $T \approx 550^\circ\text{C}$ ).

в) Нейтронное облучение и последующий отжиг при высоких температурах ( $T > 250^\circ\text{C}$ ), содержащих атомы цинка и теллура кристаллов  $p$ -GaAs, приводят также к появлению (помимо указанных выше полос излучения) полосы люминесценции с энергией максимума  $h\nu_m$  вблизи 1.18 эВ (ее интенсивность  $I_{1.18}$ , а полуширина  $W=0.16$  эВ, максимальное значение  $I_{1.18}$  достигается при  $T \approx 500^\circ\text{C}$ ).

г) Отжиг облученных нейтронами кристаллов  $p$ -GaAs при повышенных температурах  $T > 125, 250, 375^\circ\text{C}$  приводит (помимо тривиального увеличения практически до исходного значения интенсивности краевого излучения<sup>2)</sup> к исчезновению стимулированных радиационным и радиационно-термическим воздействиями полос излучения с энергиями максимумов  $h\nu_m$  вблизи 1.26, 1.38 и 1.30 эВ соответственно.

### 3. О б с у ж д е н и е

Последующая интерпретация полученных результатов основывается на хорошо известной природе центров, обуславливающих появление полос излучения с энергиями максимумов  $h\nu_m$  (77 К) = 1.26, 1.38, 1.25, 1.30 и 1.18 эВ в GaAs и надежно установленных данных о типе и подвижности дефектов, созданных нейтронным облучением в GaAs.

а) Примесные полосы люминесценции с энергиями максимумов  $h\nu_m$  (77 К) вблизи 1.26, 1.38, 1.25, 1.30 и 1.18 эВ обусловлены излучательными переходами электронов в созданных ближайшими соседями [собственными дефектами решетки  $D$  (в частности, межузельными атомами мышьяка  $As_i$ , вакансиями мышьяка  $V_{As}$ , галлия  $V_{Ga}$ ), атомами кремния  $Si_{As}$  и теллура  $Te_{As}$  в мышьяковой подрешетке GaAs и атомами цинка  $Zn_{Ga}$  в галлиевой подрешетке GaAs] парах  $As_i, Zn_{Ga}$ ,  $V_{As}, Zn_{Ga}$ ,  $Si_{As}(V_{Ga}, V_{As})$ ,  $Si_{As}, D$  и  $V_{Ga}, Te_{As}$  соответственно [6, 7, 11-15].

б) Нейтронное облучение GaAs создает в нем точечные радиационные дефекты — изолированные (межузельные атомы мышьяка  $As_i$  и галлия  $Ga_i$ , они подвижны при  $T \geq 20^\circ\text{C}$ , вакансии мышьяка  $V_{As}$  и галлия  $V_{Ga}$ , они становятся подвижными при  $T \geq 100$  и  $240^\circ\text{C}$  соответственно) и в кластерах (областях скопления дефектов) двух типов —  $R$  и  $Q$  ( $R$ -кластеры содержат  $V_{As}$ ,  $As_i$ ,  $V_{Ga}$ ,  $Ga_i$ , они устойчивы при  $T < 240-260^\circ\text{C}$ , при  $T \geq 240-260^\circ\text{C}$  происходит эмиссия  $V_{As}$  из них и они преобразуются в  $Q$ -кластеры, которые содер-

<sup>2</sup> На кривой 7 (рис. 2) стадия отжига вблизи  $240-260^\circ\text{C}$  соответствует аннигиляции изолированных радиационных дефектов и сосредоточенных в  $R$ -кластерах, а вблизи  $450^\circ\text{C}$  — сосредоточенных в  $Q$ -кластерах (см. далее) [1-12].

жат  $As_i$ ,  $V_{Ga}$ ,  $Ga_i$ , они устойчивы при  $T < 450^\circ$ , при  $T \geq 450^\circ$  происходит эмиссия  $As_i$ ,  $V_{Ga}$ ,  $V_{As}$  из них и они распадаются [2-7, 10-12, 16, 17].

Приведенные выше данные о нетривиальных изменениях при радиационном и радиационно-термическом воздействиях интенсивностей излучения  $I_{1.26}$ ,  $I_{1.38}$ ,  $I_{1.30}$ ,  $I_{1.25}$  и  $I_{1.18}$  могут быть объяснены следующим образом.

а) Появление в спектрах люминесценции облученных нейтронами содержащих атомы цинка кристаллов  $p$ -GaAs примесной полосы излучения с энергией максимума  $h\nu_m = 1.26$  эВ обусловлено захватом атомами  $Zn_{Ga}$  созданных радиацией (подвижных при  $T \geq 20^\circ C$  [2, 4, 12, 16]) межузельных атомов мышьяка  $As_i$ , т. е. образованием пар  $As_i Zn_{Ga}$  (их концентрация  $N_{1.26}$ ); последующий низкотемпературный ( $T \leq 125^\circ C$ ) отжиг мало изменяет  $N_{1.26}$  (максимальное значение  $N_{1.26}$  достигается в облученных неотожженных кристаллах).

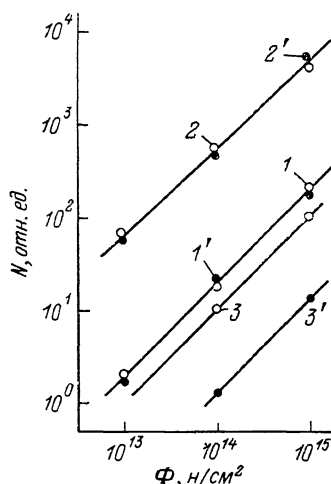


Рис. 3. Зависимость максимальных концентраций излучающих центров  $N_{1.26}$  (1, 1'),  $N_{1.38}$  (2, 2') и  $N_{1.25}$  (3, 3') от потока быстрых нейтронов  $\Phi$  в кристаллах  $p$ -GaAs<Zn>.

1—3 — без предварительного прогрева; 1'—3' — с предварительным (до облучения нейтронами) прогревом при  $600^\circ C$ .

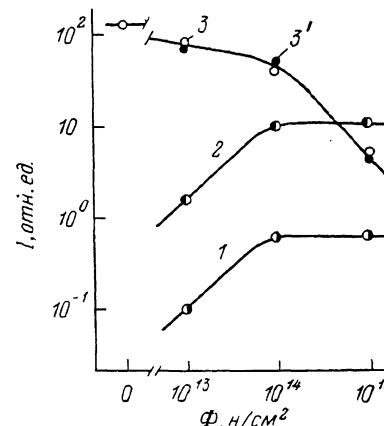


Рис. 4. Зависимость интенсивностей излучения  $I_{1.26}$  (1),  $I_{1.38}$  (2) и  $I_{1.50}$  (3, 3') от потока быстрых нейтронов  $\Phi$  в кристаллах  $p$ -GaAs<Zn> при радиационном (1, 3) и радиационно-термическом (2, 3') воздействиях.

2, 3' — после отжига облученных кристаллов при  $200^\circ C$ , 30 мин.

б) Появление в спектрах люминесценции облученных нейтронами, а затем отожженных содержащих атомы цинка кристаллов  $p$ -GaAs примесной полосы излучения с энергией максимума  $h\nu_m = 1.38$  эВ обусловлено захватом атомами  $Zn_{Ga}$  созданных радиацией вакансий мышьяка  $V_{As}$ , т. е. образованием пар  $V_{As} Zn_{Ga}$  (их концентрация  $N_{1.38}$ , максимальное значение  $N_{1.38}$  достигается при  $T \approx 200^\circ C$ ). При этом первая область образования пар  $V_{As} Zn_{Ga}$  (рис. 2, кривая 2) соответствует захвату атомами цинка изолированных вакансий мышьяка (они становятся подвижными при  $T \geq 100^\circ C$  [2, 4, 12, 16]), а вторая (рис. 2, кривая 3) — захвату атомами цинка вакансий мышьяка из  $R$ -областей скоплений радиационных дефектов (при  $T \geq 240-260^\circ C$  происходит преобразование  $R$ -кластеров в  $Q$ -кластеры, сопровождающееся эмиссией из них изолированных вакансий мышьяка [10]).

в) Появление в спектрах люминесценции облученных нейтронами, а затем отожженных содержащих атомы цинка кристаллов  $p$ -GaAs примесных полос излучения с энергиями максимумов  $h\nu_m$  вблизи 1.30 и 1.25 эВ обусловлено захватом атомами кремния  $Si_{As}$  созданных радиацией (в  $R$ - и  $Q$ -областях скопления дефектов, об этом свидетельствует совпадение температурных интервалов отжига дефектов, в которых наблюдается появление указанных полос излучения и происходит разрушение  $R$ - и  $Q$ -областей скопления дефектов [10]) дивакансий  $V_{Ga} V_{As}$  и собственных дефектов решетки  $D$ , т. е. образованием пар  $Si_{As} (V_{Ga} V_{As})$  и  $Si_{As} D$  (их концентрации  $N_{1.30}$  и  $N_{1.25}$ , максимальные значения  $N_{1.30}$  и  $N_{1.25}$  достигаются при  $T = 375$  и  $550^\circ C$  соответственно).

г) Появление в спектрах люминесценции облученных нейтронами, а затем отожженных содержащих атомы цинка и теллура кристаллов  $p$ -GaAs, помимо указанных выше полос люминесценции, примесной полосы излучения с энергией максимума  $h\nu_m = 1.18$  эВ обусловлено захватом атомами теллура  $Te_{As}$  созданных радиацией изолированных и в  $Q$ -областях скоплений дефектов (подвижных при  $T \geq 240$  и  $450$  °C соответственно [10]) вакансий галлия  $V_{Ga}$  (очевидно, распад  $Q$ -областей скоплений дефектов приводит к появлению потока изолированных вакансий галлия [10]), т. е. образованием пар  $V_{Ga}Te_{As}$  (их концентрация  $N_{1.18}$ , максимальное значение  $N_{1.18}$  достигается при  $T \approx 500$  °C).

д) Исчезновение при повышенных температурах отжига индуцированных нейтронным облучением полос излучения с энергиями максимума  $h\nu_m = 1.26, 1.38$  и  $1.30$  эВ обусловлено аннигиляцией (разрушением) созданных радиацией и радиационно-термическим воздействием пар  $As_iZn_{Ga}$ ,  $V_{As}Zn_{Ga}$  и  $Si_{As}D$  ввиду относительно слабой связи входящих в их состав компонентов, т. е. низкой термической стабильностью радиационно-стимулированных пар  $As_iZn_{Ga}$ ,  $V_{As}Zn_{Ga}$  и  $Si_{As}D$  (тривиальное восстановление при указанном термическом воздействии исходной интенсивности краевой полосы излучения обусловлено аннигиляцией созданных нейтронным облучением центров безызлучательной рекомбинации электронов, дырок) [16, 17].

Несомненно, центры люминесценции, ответственные за радиационно-стимулированные полосы излучения с энергиями максимума  $h\nu_m = 1.26, 1.38, 1.30, 1.25$  и  $1.18$  эВ, включают в свой состав созданные радиацией дефекты структуры, так как указанные полосы излучения наблюдаются лишь в облученных кристаллах (рис. 1 и 2), а концентрации обсуждаемых излучающих центров линейно возрастают с дозой облучения (рис. 3).<sup>3</sup> Также несомненно отличие природы радиационно-стимулированных центров, ответственных за близкие (с  $h\nu_m = 1.25$  и  $1.26$  эВ) индуцированные нейтронным облучением полосы излучения, так как концентрация  $1.25$  эВ излучающих центров  $N_{1.25}$  существенно зависела [в отличие от концентрации  $1.26$  эВ излучающих центров  $N_{1.26}$  (а также иных излучающих центров)] от предварительного прогрева кристаллов  $p$ -GaAs (рис. 3).

В заключение отметим, что приведенные данные о влиянии облучения быстрыми нейтронами на люминесценцию GaAs важны для понимания широкого изучаемых в настоящее время в полупроводниках процессов генерации, миграции и аннигиляции радиационных дефектов, а также их взаимодействия с примесями (см., например, [1-12]).

#### Список литературы

- [1] Coates R., Mitchell E. W. // Adv. Phys. 1975. V. 24. N 5. P. 593—644.
- [2] Ланг Д. // Точечные дефекты в твердых телах / Под ред. Б. И. Болтакса, Т. В. Машовец, Л. Н. Орлова. М., 1979. С. 187—220.
- [3] Коршунов Ф. П., Гатальский Г. В., Иванов Г. М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. Минск, 1978. 229 с.
- [4] Смирнов Л. С. Вопросы радиационной технологии полупроводников. Новосибирск, 1980. 292 с.
- [5] Goltzene A., Schwab C., David J. P., Raizes A. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 14. P. 862—864.
- [6] Dlubek G., Krause R. // Phys. St. Sol.(a). 1987. V. 102. N 2. P. 433—479.
- [7] Dlubek G., Dlubek A., Krause R., Brummer O. // Phys. St. Sol.(a). 1988. V. 107. N 1. P. 111—121.
- [8] Goltzene A., Meyer B., Schwab C. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 10. P. 907—909.
- [9] Ломako В. М., Новоселов А. М. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 5. С. 900—905.
- [10] Kolchenko T. I., Lomako V. M. // Rad. Eff. 1980. V. 46. N 1-2. P. 97—103.
- [11] Глнчук К. Д., Лукат К., Прохорович А. В. // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. Киев, 1982. В. 1. С. 39—54.
- [12] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 246 с.

<sup>3</sup> Концентрации излучающих центров  $N$  [ $N = N_{1.26}, N_{1.38}, N_{1.25}$  (рис. 3)] определялись из очевидных соотношений для интенсивностей обусловленного ими излучения  $I$  ( $I = I_{1.26}, I_{1.38}, I_{1.25}$ ) —  $I = c_n N L \tau_n \sim c_n N I_{1.50}$  (для примера на рис. 4 приведены типичные дозовые зависимости интенсивностей излучения  $I_{1.26}, I_{1.38}, I_{1.50}$ ). При нахождении соотношений между концентрациями различных излучающих центров предполагалось, что коэффициенты захвата ими электронов  $c_n$  ( $c_n = c_{n1.26}, c_{n1.38}, c_{n1.25}$ ) мало различаются ( $c_{n1.26} \approx c_{n1.38} \approx c_{n1.25}$ ).

- {13] Nishizawa J. // Japan. J. Appl. Phys. 1974. V. 13. N 1. P. 46—56.
- {14] Камалов М. Н., Колесник Л. И. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 1. С. 159—163.
- {15] Manasreh M. O. // Semicond. Sci. Techn. 1989. V. 4. N 6. P. 435—438.
- {16] Collins G. D. // Phys. St. Sol.(b). 1989. V. 151. N 2. P. 469—477.
- {17] Винник Е. В., Глинчук К. Д., Гурошев В. И., Прохорович А. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1363—1366.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Получена 10.01.1990  
Принята к печати 10.09.1990

---