

УДК 621.315.592

## ИНЖЕКЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЗЕЛЕННЫХ GaP : N-СВЕТОДИОДОВ

Торчинская Т. В., Карабаев А. Г., Шейнкман М. К.

Комплекс методов (спектры электролюминесценции, спектры DLTS и фотолюминесценции, вольт-амперные, вольт-фарадные и ватт-амперные характеристики, ТИЭЗ) был использован для изучения преобразования дефектов в светоизлучающих GaP : N-диодах в процессе длительной инжекции в активный слой неравновесных носителей. Показано, что преобразование дефектов обусловлено диффузией атомов Zn из высоколегированной  $p$ -области под контактом к  $p-n$ -переходу, релаксацией напряжений в  $p-n$ -переходе, сопровождающейся рождением точечных дефектов и диффузией примесей с участием вакансий. Обсуждаются механизмы всех исследованных процессов, измерены параметры центров и анализируется их природа.

Исследование трансформации спектров электролюминесценции (ЭЛ) в условиях длительной инжекции неосновных носителей в активные области светоизлучающей структуры является информативным методом изучения механизмов деградации светодиодов (СД). Наиболее подробное изменение спектров ЭЛ GaP : N-СД было описано в работах [1, 2]. Авторы [1] наблюдали увеличение интенсивности длинноволнового крыла (600 нм) зеленой полосы свечения вследствие инжекционно-стимулированного образования комплексов  $NN_1$ . В работе [2] описано возрастание в условиях инжекции ряда полос ЭЛ:  $h\nu_m = 1.76, 1.30$  и  $1.00 \div 1.15$  эВ, связанное, по мнению авторов [2], с преобразованием дефектов по механизму Голда—Вайсберга [3].

Инжекционно-стимулированную трансформацию спектров ЭЛ GaP : N-СД в известных работах [1, 2, 4-6] пытаются объяснить одним каким-то доминирующим механизмом преобразования дефектов. Нами было показано [7, 8], что в условиях инжекции в СД происходит ряд взаимосвязанных процессов. Цель настоящей работы состояла в изучении элементарных процессов, определяющих сложную кинетику инжекционно-стимулированного изменения спектров люминесценции GaP : N-СД, в установлении взаимосвязи между ними и в выяснении природы участвующих в них дефектов.

### М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Исследовались  $p^{++}-p^+-n-n^+$ -типа GaP : N-СД, полученные методом жидкофазной эпитаксии, как описано в [9];  $p^{++}$ -слой создавался путем диффузионного долегирирования эпитаксиальных  $p^+-n-n^+$ -структур атомами Zn на глубину 1—2 мкм. Инжекционно-стимулированные процессы происходили при протекании через СД в прямом направлении тока 100 мА (40 А/см<sup>2</sup>) при температуре 300 К в течение 7000 ч.

Заметим, что после проведения цикла фундаментальных исследований экситонных и донорно-акцепторных полос люминесценции в монокристаллах GaP и идентификации связанных с ними примесей [10, 11] измерения спектров люминесценции могут служить паспортом примесного состава эпитаксиальных слоев. В то же время накопленный в последние годы обширный экспериментальный материал по исследованию методом DLTS глубоких центров (ГЦ) в GaP также позволяет использовать измерения параметров ГЦ этим методом для иденти-

фикации дефектов [12]. Поэтому в настоящей работе для анализа природы дефектов измерялись спектры электролюминесценции, фотолюминесценции  $p^+$ -слоя (при 4.2 К), а также спектры DLTS. Измерительная установка, использованная в последнем случае, основана на принципе постоянной емкости [13] и ана-

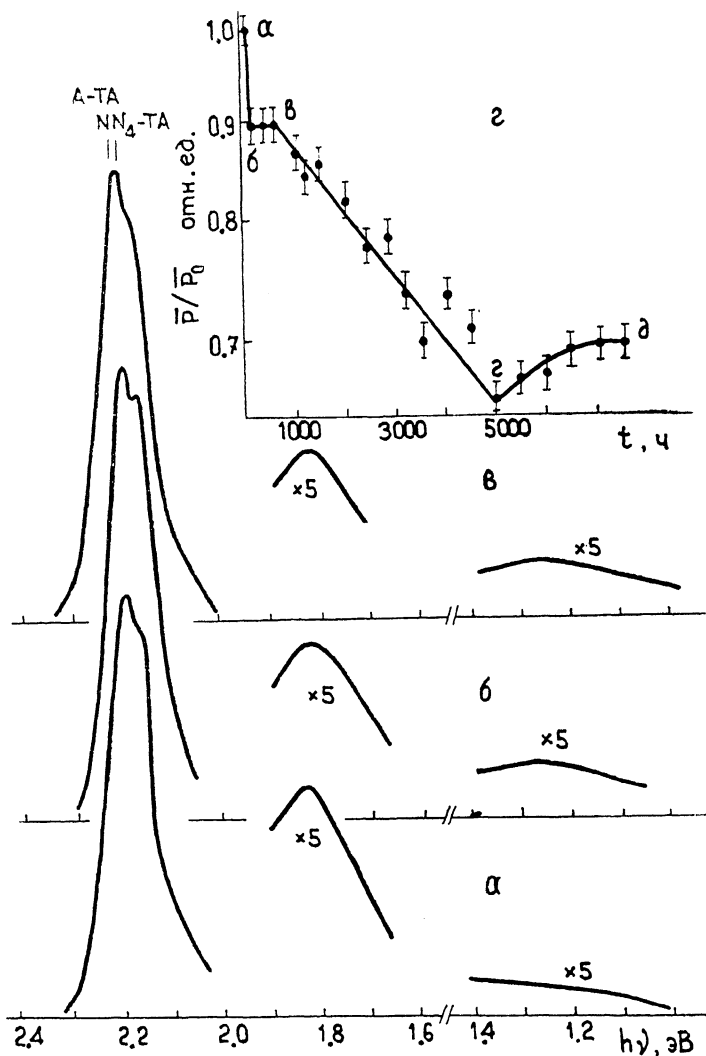


Рис. 1. Спектры ЭЛ при 300 К в разные моменты времени (а—е), кинетика относительного изменения средних значений мощности излучения СД в процессе инжекции при 300 К и  $I_g = 40 \text{ А/см}^2$  (з).

$t$ ,  $\mu$ : а — 0, б — 600, в — 7000.

логична описанной в [14]. Одновременно контролировались вольт-амперные, ватт-амперные (ВАХ) и вольт-фарадные характеристики (ВФХ). В совмещенном режиме вторичной электронной эмиссии и тока, индуцированного электронным зондом на растровом электронном микроскопе АМР-1200, изучалась однородность свечения по сечению и площади  $p$ — $n$ -перехода.

#### Л ю м и н е с ц е н т н ы е и э л е к т р и ч е с к и е х а р а к т е р и с т и к и СД

Спектр ЭЛ диодов при 300 К содержит следующие полосы (рис. 1, а): основную в зеленой области спектра, сложной формы, обусловленную излучением экситонов, связанных на комплексах  $NN_4$ , с испусканием фононов — попереч-

ного акустического  $NN_4-TA$  (2.198 эВ) и продольного оптического  $NN_4-LO$  (2.167 эВ) [10]; красную (К) (1.82 эВ) и инфракрасную (ИК) (1.26 эВ) полосы, связанные с рекомбинацией электронов, локализованных на  $Zn-O$ -комплексах и изолированных атомах кислорода со свободными дырками [15].

Спектр ЭЛ при 100 К также имел сложную форму (рис. 2, а). Основная полоса в зеленой области представляла собой совокупность тонких линий, возникающих при рекомбинации экситонов, связанных на дефектах:  $NN_4$ ,  $NN_1$  —

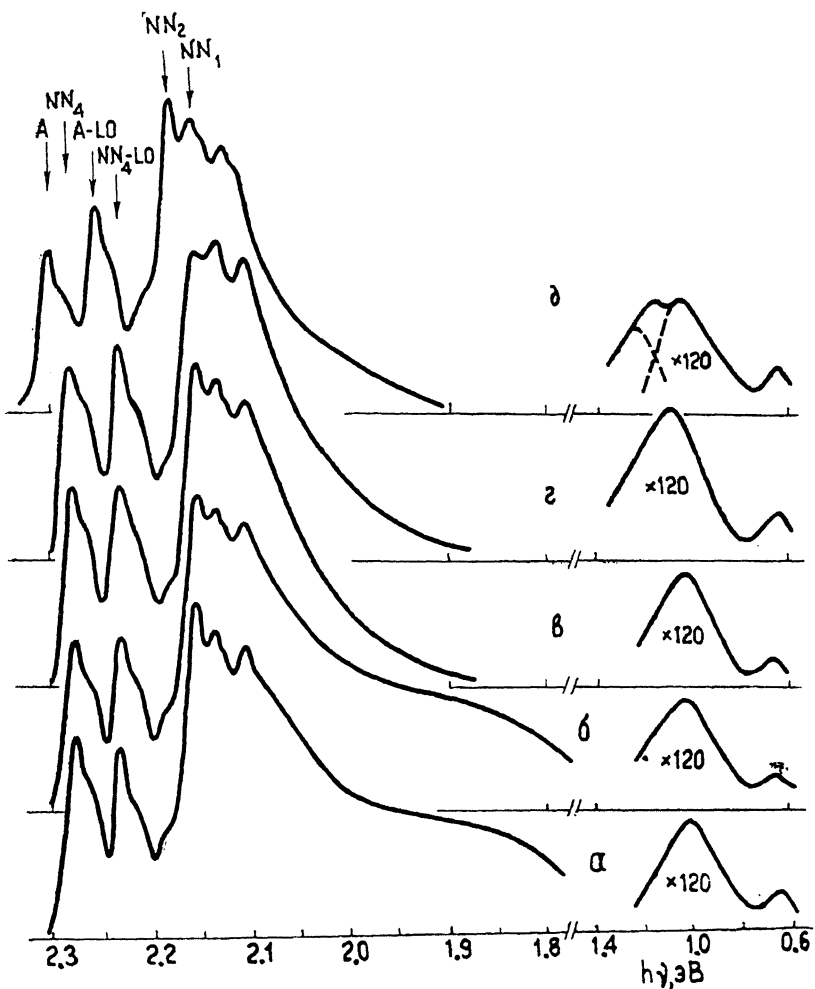


Рис. 2. Спектры ЭЛ при 100 К, измеренные до и после длительной инжекции в разные моменты времени.  
 t, ч: а — 0, б — 100, в — 600, г — 5000, д — 7000.

бесфононных линий 2.279 и 2.160 эВ, а также их фононных повторений  $NN_1-TA$  (2.142 эВ),  $NN_1-LO$  (2.112 эВ),  $NN_4-LO$  (2.230 эВ). В низкоэнергетической области присутствовали красная полоса (1.87 эВ), обусловленная  $Zn-O$ -комплексами, и две ИК полосы (1.02 и  $\sim 0.65$  эВ) (рис. 2, а). Свечение с  $h\nu_m = 1.02$  эВ связывают с рекомбинационным переходом в паре донор  $P_{Ga}$ —мелкий акцептор [16]. Природа излучения  $h\nu_m = 0.65$  эВ не вполне ясна. Заметим, что свечение в области 0.6–0.8 эВ в монокристаллах GaP обусловлено фононными повторениями излучательных внутрицентровых переходов электронов в донорах  $Op$  с возбужденного состояния в основное [17].

Спектр ФЛ  $p^{++}$ -слоя СД содержит узкие полосы экситонов, связанных на примесях N (А), S (С), комплексах  $NN_{10}$ ,  $NN_1$ , а также их фононные повторения (рис. 3, а). Кроме того, в спектре имеются широкие полосы, обусловленные донорно-акцепторными (ДА) парами  $Zn_{Ga}-S_P$  (2.21 эВ, описана в [17]) и

межпримесными излучательными переходами электронами с комплексом  $NN_1$  на акцепторы  $Zn_{Ga}$  ( $2.16 \div 2.17$  эВ) [18].

Прямая ветвь ВАХ исследованных СД в исходном состоянии имеет два экспоненциальных участка, соответствующих некоторому избыточному (туннельному) и рекомбинационному токам (рис. 4, а). Последний характеризуется параметром неидеальности ВАХ  $n$ , равным 1.9. Величина последовательного сопротивления, рассчитанная из линейного участка ВАХ (рис. 4, б), в исходном состоянии составила  $\sim 7.2$  Ом.

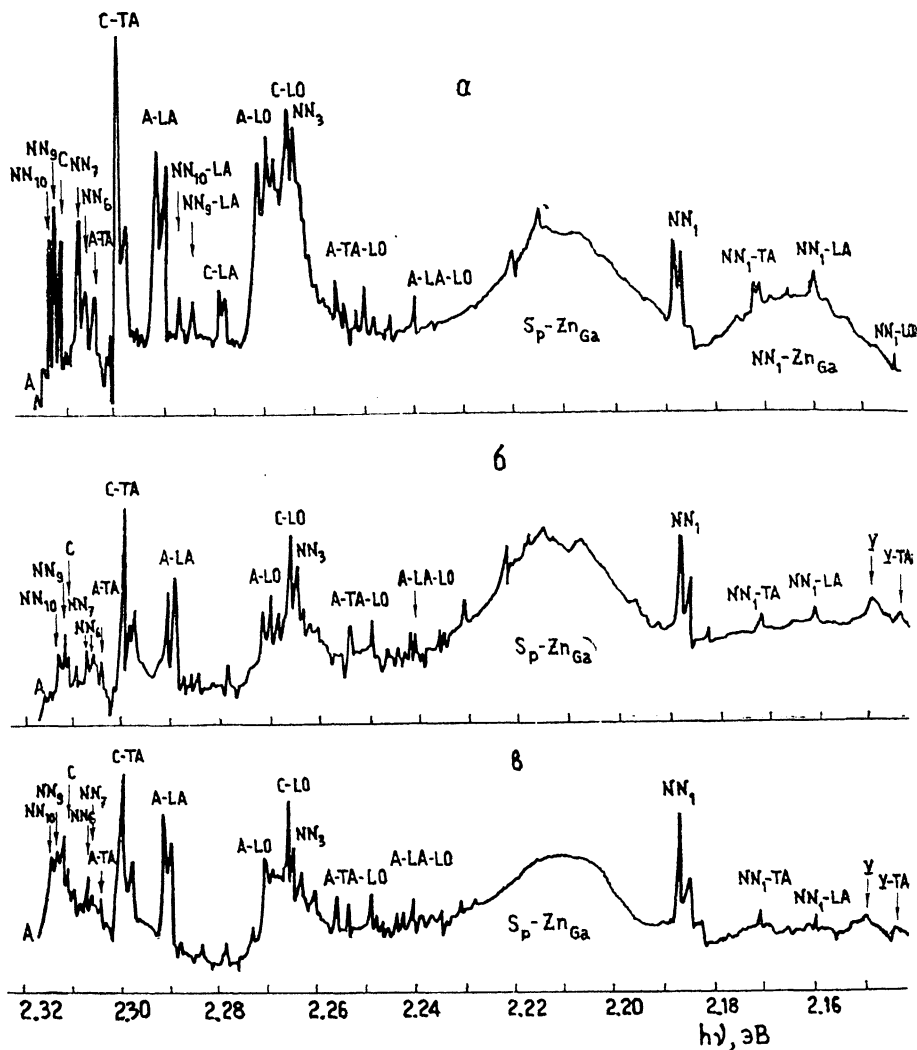


Рис. 3. Спектры ФЛ  $p^+$ -слоев GaP : N-СД, измеренные до (а) и после (б, в) длительной инжекции в разные моменты времени.

$t$ , ч: а — 0, б — 25, в — 5000.

Обратная ветвь ВАХ в области низких напряжений ( $U < 5$  В) описывается степенной зависимостью  $I \sim U^{0.5}$ , характерной для термогенерационного тока в резких  $p-n$ -переходах (рис. 4, в). В предпробойной области ток возрастает с напряжением, а затем наступает лавинный пробой диодов. ВФХ исследованных СД была линейной в координатах  $1/C^2 = f(U)$ , что также свидетельствует о ступенчатом характере распределения примеси в  $p-n$ -переходе. Концентрация нескомпенсированных доноров  $N_D$  в  $n$ -слое, оцененная из наклона ВФХ, равна  $\sim 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

Как следует из спектров DLTS, в исходном состоянии в области пространственного заряда (ОПЗ), сосредоточенной в  $n$ -слое вследствие его низкого уровня

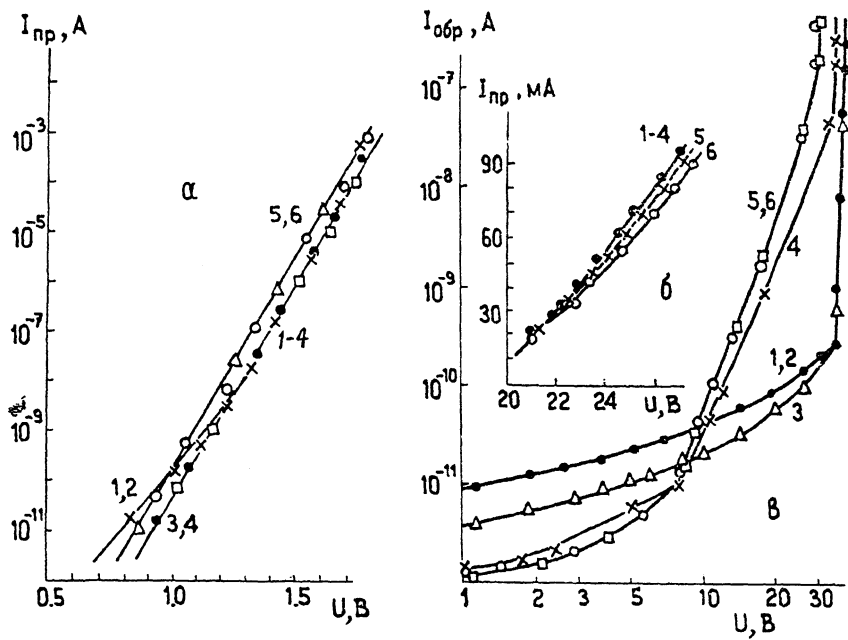


Рис. 4. Прямая (а, б) и обратная (в) ветви ВАХ, измеренные в разные моменты времени.  $t$ , ч: 1 — 0, 2 — 200, 3 — 600, 4 — 2000, 5 — 5000, 6 — 7000.

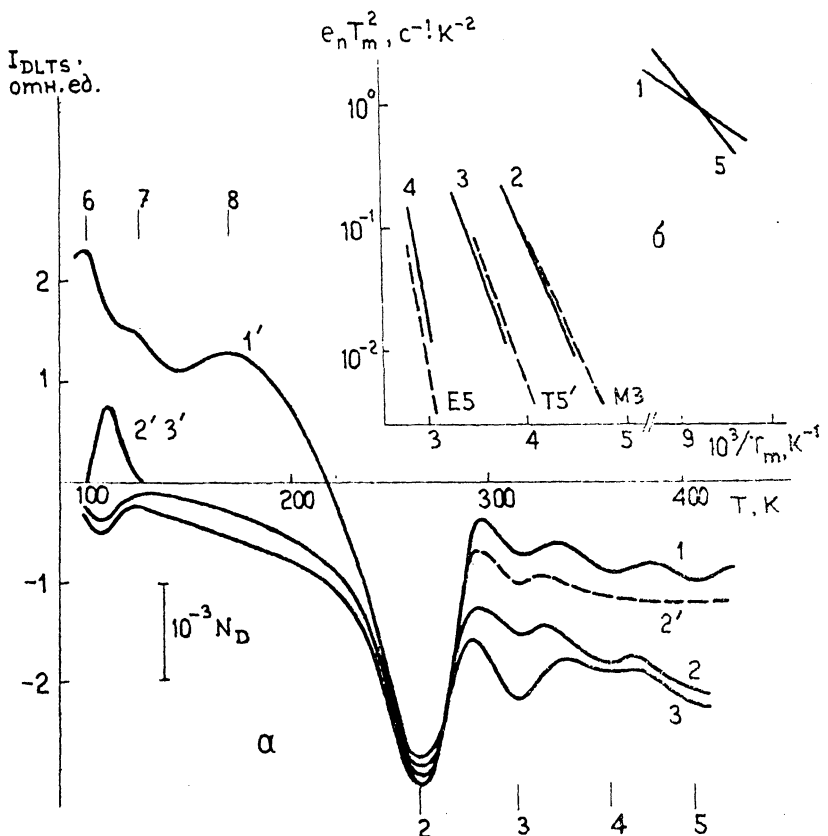


Рис. 5. Спектры DLTS-сигнала, измеренные в разные моменты времени (а), зависимость вероятности термической ионизации ( $e_n$ ) центров от температуры  $T_m$  (б).  $t$ , ч: 1 — 0, 2 — 5000, 3 — 7000 [в режимах без инжекции (1—3) и с инжекцией (1'—3'),  $\tau = 73$  мкс]. Номера кривых на б соответствуют номерам пиков на а.

легирования, имеются пять ловушек для электронов (0) (пики 1—5) и три типа ловушек для дырок (H) (пики 6—8) (рис. 5). По температурным зависимостям положения максимума указанных пиков от постоянной времени перезарядки глубоких центров были определены их энергетическое положение и сечение захвата носителей (см. таблицу). Оценить параметры ловушек  $E_5$ ,  $H_7$ ,  $H_8$  не удалось из-за сильного перекрытия сигналов от центров  $H_6$ ,  $H_7$  и значительного размытия положения максимумов для ловушек  $E_5$  и  $H_8$ .

Пик	Тип ловушки	$E_c, \text{эВ} \pm E_t$	$\sigma, \text{см}^2$	$N_0^2, \text{см}^{-3}$	Тип дефекта	Литература
1	$O_1$	$0.11 \pm 0.03$	$10^{-16}$		$NN_1$	[10]
2	$O_2$	$0.42 \pm 0.02$	$10^{-13}$	$(5 \div 10) \cdot 10^{13}$	$M_3 T_3$	[12, 20]
3	$O_3$	$0.49 \pm 0.03$	$10^{-15}$	$(0 \div 2) \cdot 10^{13}$	$T_5, T_6$	[23]
4	$O_4$	$0.65 \pm 0.03$	$10^{-15}$	$(2 \div 4) \cdot 10^{13}$	$E_5$	[21, 22]
5	$O_5$			$(2 \div 4) \cdot 10^{13}$		
6	$H_6$	$0.13 \pm 0.02$	$10^{-15}$	$(0.4 \div 1) \cdot 10^{15}$		
7	$H_7$			$(0.2 \div 0.6) \cdot 10^{15}$		
8	$H_8$			$(0.2 \div 0.5) \cdot 10^{15}$		

### Инжекционно-стимулированная трансформация спектров люминесценции GaP : N-СД

На рис. 1, г представлена типичная кинетика относительного изменения интенсивности свечения СД при протекании прямого тока. На этой кривой можно выделить четыре характерных временных интервала, обозначенных буквами  $a-b$ ,  $b-e$ ,  $e-g$ ,  $g-d$ . За изменением всех контролируемых характеристик целесообразно проследить на каждом из указанных интервалов.

В период  $a-b$  ( $0 \div 100$  ч) (рис. 1, г) уменьшение интенсивности свечения СД (рис. 1, а) не сопровождается появлением новых полос в спектрах ЭЛ. При этом, однако, изменяется соотношение между интенсивностями ( $I$ ) бесфононных линий  $NN_4$ ,  $NN_1$  и их фононных повторений (рис. 2, б). В спектрах ФЛ  $p^{++}$ -слоя ДА полоса  $Zn_{Ga}-S_p$  не изменяется, лишь уменьшается интенсивность всех экситонных линий в высокоэнергетической области, причем бесфононные линии уменьшаются сильнее, чем их фононные повторения (рис. 3, а, б). Одновременно в спектре ФЛ появляется новая полоса  $Y$  (2.149 эВ). Анализ ее полуширины указывает на ДА природу. Обнаруженное нами увеличение этой полосы при облучении  $\gamma$ -квантами  $^{60}Co$  свидетельствует о связи ее с собственными дефектами материала. В это время ВАХ, ВФХ и спектр DLTS практически не изменяются.

Таким образом, основные изменения в период  $a-b$  связаны с уменьшением интенсивности экситонных линий, изменением соотношения между интенсивностями бесфононных линий и их фононных повторений, появлением в спектре ФЛ  $p^{++}$ -слоя полосы  $Y$ , обусловленной собственными дефектами. Эти дефекты были изучены нами ранее в светоизлучающих GaP : N-структурах и с применением рентгеновской топографии показано, что они обусловлены появлением сетки дислокаций несоответствия в  $p^{++}$ -слое. Влияние последней на спектры ЭЛ связано с тем, что свечение в GaP : N-СД выводится через  $p^{++}$ -слой. Описанное выше изменение спектров ФЛ и ЭЛ является следствием увеличения рассеяния света в  $p^{++}$ -слое, роста оптического пути излучения в пределах дефектного слоя, усиления резонансного поглощения бесфононных линий и эффективной «перекатки» их интенсивности в полосы фононных повторений при переизлучении.

Для доказательства связи этого эффекта с рассеянием света  $p^{++}$ -слоем в СД измерялось угловое распределение интенсивности ЭЛ в исходном состоянии и в конце периода  $a-b$ . В последнем случае мы наблюдали увеличение (до 15–20 %) интенсивности ЭЛ в области больших углов от нормали к поверхности  $p-n$ -перехода.

В период  $b-e$  ( $100 \div 1000$  ч) мощность излучения СД, а также форма и интенсивность всех экситонных полос свечения постоянны (рис. 1 и 2). В то же время в спектрах ЭЛ уменьшается К полоса (1.82 эВ) и возрастает ИК полоса (1.24 эВ) (рис. 1, б). Одновременно в спектре ФЛ  $p^{++}$ -слоя начинает снижаться интенсив-

ность полос, обусловленных межпримесными переходами  $NN_1-Zn_{Ga}$  и ДА парами  $Zn_{Ga}-S_p$ , а также смещается в низкоэнергетическую сторону максимум ДА полосы. Последний эффект свидетельствует об уменьшении в  $p^{++}$ -слое концентрации атомов Zn вследствие их диффузии из  $p^{++}$ -слоя к  $p^+-n$ -переходу. В этот же период происходит уменьшение в спектрах ЭЛ СД интенсивности К полосы свечения, обусловленной Zn—O-комплексами. Причиной последнего может быть снижение концентрации Zn—O-комплексов вследствие их распада либо образование более сложных дефектов, например, при ассоциации Zn—O-комплексов с атомами Zn, в которых могут осуществляться безызлучательные и, возможно, оже-механизмы передачи энергии.

Отметим, что некоторое уменьшение избыточного и термогенерационного токов на ВАХ (рис. 4, а, кривые 2, 3) указывает, вероятно, на залечивание диффундирующим из  $p^{++}$ -слоя цинком собственных дефектов решетки, играющих роль центров безызлучательной рекомбинации (ЦБР). Существенных изменений спектра DLTS в это время не происходит.

Период  $\epsilon-g$  (1000÷5000 ч) характеризуется наиболее значительным изменением мощности излучения СД, происходящим по экспоненциальному закону. При этом спектры ЭЛ полос в зеленой области изменяются: наряду со снижением интенсивности свечения бесфононных линий  $NN_4$  и  $NN_1$  происходит дальнейшее уменьшение отношений  $W_{NN_4}/W_{NN_4-Lo}$ ,  $W_{NN_1}/W_{NN_1-TA}$ ,  $W_{NN_4}/W_{NN_4-TA}$ ; возрастает отношение  $W_{NN_4}/W_{NN_1}$  (рис. 2, з). В инфракрасной области спектра ЭЛ смещается в высокоэнергетическую сторону (до 1.1 эВ) и увеличивается интенсивность полосы, обусловленной антиструктурными дефектами  $P_{Ga}$  (рис. 2, е). В спектрах ФЛ  $p^{++}$ -слоя продолжают снижаться полосы, связанные с парами  $Zn_{Ga}-S_p$  и переходами  $NN_1-Zn_{Ga}$  (2.17 эВ) (рис. 3, в). При этом положение максимума полосы  $Zn_{Ga}-S_p$  смещается в низкоэнергетическую сторону (до 2.213 эВ). Рассчитанное из положений максимумов ДА полос  $Zn_{Ga}-S_p$  изменение концентрации цинка в  $p^{++}$ -слое соответствует ее уменьшению со временем от  $1.5 \cdot 10^{18}$  до  $1.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Заметим, что снижение уровня легирования  $p^{++}$ -слоя под контактом может вызывать рост  $R_n$  диода.

В период  $\epsilon-g$  резко возрастает термополевой ток [19] (рис. 4, б, кривые 4, 5). Это влечет за собой в дальнейшем увеличение рекомбинационного тока на прямой ветви ВАХ (рис. 4, в, кривые 4, 5) и рост величины  $R_n$  до 8 Ом (рис. 4, б, кривая 5). К окончанию периода  $\epsilon-g$  начинает уменьшаться емкость диодов, наклон ВФХ изменяется, величина  $N_D$  уменьшается до  $1.8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, что свидетельствует о некоторой компенсации  $n$ -слоя СД. В спектре DLTS уменьшается величина пиков 6—8, появляется пик 1 и возрастают пики 3—5 (рис. 5, кривая 2).

Как указывалось выше, период  $\epsilon-g$  вновь характеризуется уменьшением интенсивности экситонных полос в спектрах ЭЛ СД и изменением соотношения между интенсивностями бесфононных линий и их фононных повторений. При этом в спектрах ФЛ  $p^{++}$ -слоя этих изменений нет. Следует думать, очевидно, что возрастание концентрации Zn в области  $p^+-n$ -перехода создает условия для релаксации упругих напряжений в системе с появлением дислокаций несоответствия теперь на  $p^+-n$ -границе. Дополнительное, хотя и косвенное, свидетельство появления дислокаций в  $p^+-n$ -переходе — рост термополевого тока на обратной ветви ВАХ, который, как было показано нами ранее [19], действительно возрастает при увеличении плотности дислокаций в ОПЗ. Наконец, существенная неоднородность свечения по сечению  $p-n$ -перехода к окончанию периода  $\epsilon-g$  (рис. 6) также подтверждает наш вывод о связи определяющих его процессов с дислокациями.

Процесс релаксации напряжений в системе, как правило, сопровождается рождением собственных дефектов в активной области СД. Действительно, мы наблюдаем увеличение интенсивности ИК полосы свечения (1.1 эВ), связанной с дефектами  $P_{Ga}$  [16], а также появление ряда пиков в спектрах DLTS, обусловленных глубокими центрами (рис. 5, кривая 2). Возникающие точечные дефекты являются ЦБР в GaP. Появление последних, очевидно, приводит к уменьшению интенсивности свечения СД и росту рекомбинационного тока на ВАХ.

В период  $g-d$  (5000÷7000 ч) интенсивность свечения СД может даже воз-

растать, а спектр ФЛ  $p^{++}$ -слоя практически не изменяется. В спектре ЭЛ при 100 К положение максимумов основной полосы смещается и соответствует уже излучению экситонов, связанных на комплексах  $NN_2$  (2.18 эВ). Одновременно изменяется положение экситонных линий на высокоэнергетическом краю основной полосы, которые соответствуют свечению экситона, связанного на изолированном атоме азота (2.304 эВ) и его фононном повторении  $A-LO$  (2.258 эВ). Трансформируется спектр ЭЛ и в инфракрасной области: уменьшается интенсивность полосы в области 1.0–1.2 эВ и становится очевидной ее сложная форма (рис. 2,  $\partial$ ), обусловленная различной природой доноров  $P_{Ga}$  ( $P_{Ga}-V_P$ ). Легко видеть, что эта полоса представляет собой сумму двух элементарных полос — полосы 1.02 эВ, имеющей уже в исходном состоянии в СД, и новой полосы 1.15 эВ, возникающей в период  $\epsilon-\delta$ . В спектре ЭЛ при 300 К основная зеленая полоса свечения также смещается в высокоэнергетическую область и ее положение соответствует излучению линий  $A-TA$  (2.22 эВ) и  $A-LO$  (2.19 эВ).

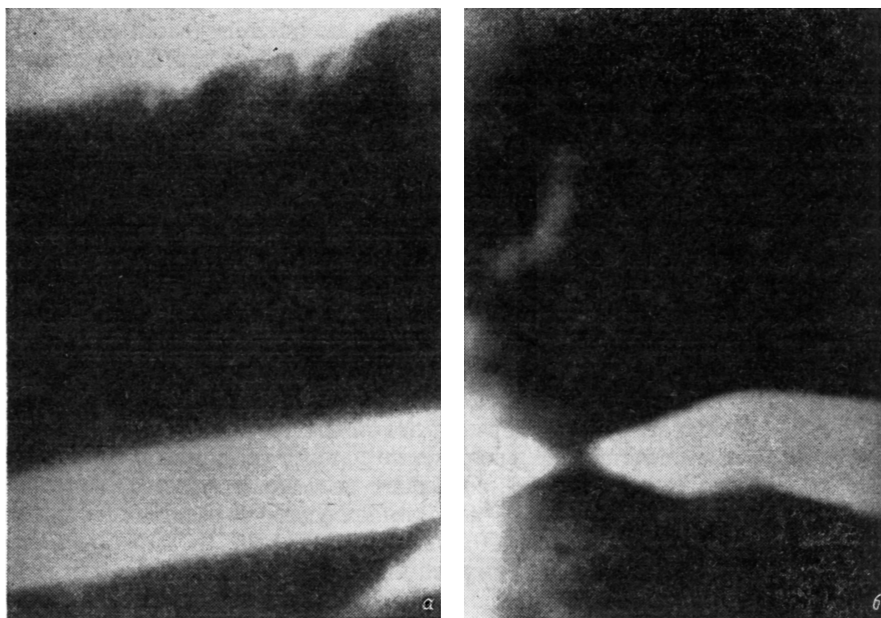


Рис. 6. Микрофотографии области  $p-n$ -перехода, полученные в совмещенном режиме вторичной электронной эмиссии и наведенного тока до (а) и после (б) деградации (увел. 7500).

В период  $\epsilon-\delta$  рекомбинационный и термополевой токи практически постоянны (рис. 4, а, в, кривая б), но продолжает расти  $R_n$  до 9 Ом (рис. 4, б, кривая б) и уменьшается концентрация  $N_D$  до  $1.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В это время в спектре DLTS наблюдаются преимущественный рост пика 3 и некоторое снижение пика 1 (рис. 5, кривая 3).

Можно думать, что возникающие в процессе релаксации собственные дефекты, в частности вакансии, облегчают диффузию примесей с участием вакансий в период  $\epsilon-\delta$ . Это создает условия для распада комплексов  $NN_i$ . Действительно, комплексы  $NN_1$  преобразуются в  $NN_2$ , а  $NN_4$  полностью распадаются с выделением изолированных атомов N (полоса А). Рост концентрации последних, по-видимому, и является причиной некоторого увеличения интенсивности свечения СД.

### Природа глубоких центров

Для выяснения природы глубоких центров, участвующих в процессе деградации, сопоставим их параметры с известными из литературы.

—  $O_1$ . Энергия ионизации ловушек  $O_1$  ( $E_c - E_i = 0.11$  эВ) близка к энергетической глубине комплексов  $NN_1$ . Возможность наблюдения в спектре DLTS



этих центров, вероятно, появилась благодаря снижению при инъекции концентрации ловушек  $H_6$  и  $H_7$ .

—  $O_2$ . Ловушка донорного типа с  $E_c - E_l = 0.42$  эВ и  $\sigma = (7 \pm 5) \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup> была обнаружена ранее в  $n$ -типа эпитаксиальных пленках GaP, легированных азотом [10]. Она систематически появлялась при увеличении концентрации азота ( $> 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и связывалась с комплексами, включающими в себя азот. Сопоставление температурных зависимостей вероятности ионизации показывает, что ловушка  $O_2$  имеет те же параметры, что и ловушки  $M_3$ ,  $T_3$ , описанные в работе [12]. Концентрация последних, как следует из [20], зависит линейно от концентрации доноров в  $n$ -слое GaP и квадратично — от концентрации атомов N.

—  $O_4$ . Параметры ловушки  $O_4$  оказались близкими к параметрам дефектов  $E_5$ , которые впервые были обнаружены при облучении кристаллов GaP потоком электронов с энергией 1 МэВ [21]. По мнению ряда авторов, ловушки  $E_5$  обусловлены вакансиями  $V_P$  [22].

—  $O_3$ . Параметры ловушки для электронов  $O_3$  те же, что и у ловушек  $T_5'$ ,  $T_5$  и  $T_6$  [23].  $T_6$  является ЦБР и связывается авторами с одиночными вакансиями фосфора в отталкивающем поле дислокаций либо с серией таких вакансий. Доказательством того, что в наших СД ловушка  $O_3$  также является ЦБР, служит снижение ее величины в спектре DLTS-сигнала, измеренном после подачи инжектирующего импульса (рис. 5, кривая 2).

—  $H_6$ . Дырочную ловушку с параметрами, близкими к параметрам  $H_6$ , наблюдали авторы [24] при исследовании фотоемкости барьеров Шоттки на  $n$ -GaP. Природа этих дефектов не ясна. Следовательно, при сопоставлении параметров обнаруженных центров с параметрами, известными из литературы, подтверждается наш вывод о том, что в процессе деградации СД появляются собственные дефекты вакансионной природы.

Связь явления деградации GaP: N-СД с диффузией атомов Zn из  $p^{++}$ -слоя в объем структуры кажется вполне естественной. В то же время вывод о двух разделенных временным интервалом этапах релаксации упругих напряжений в эпитаксиальной системе нуждается в дополнительных разъяснениях.

### Расчет эпюры распределения напряжений в светоизлучающей GaP: N-структуре

В гомоэпитаксиальной системе напряжения связаны с различным уровнем легирования контактирующих  $p^{++}$ - $p^+$ - $n$ - $n^+$ -слоев. На рис. 7, б приведен профиль распределения основных легирующих примесей по толщине эпитаксиальных слоев и в подложке. Рассмотрим два предельных варианта. Первый вариант соответствует высокому уровню легирования атомами Zn  $p^{++}$ -слоя (до  $1.5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и снижению его (до  $8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) в  $p^+$ -слое (рис. 7, б,  $Z_n''$ ). Эта ситуация реализуется в эпитаксиальной GaP: N-системе в исходном состоянии. Во втором варианте концентрация цинка в  $p^+$ -слое будет несколько выше (до  $8.6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), в  $p^{++}$ -слое — несколько ниже ( $\sim 1.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) (рис. 7, б,  $Z_n'$ ). Последний соответствует, очевидно, той ситуации в системе, которая возникает в СД вследствие диффузии Zn из  $p^{++}$ -слоя в объем.

Будем исходить из одномерного приближения, полагая, что деформация системы не зависит от координат  $X$  и  $Y$ , а изменяется вдоль оси  $Z$ , нормальной к границам раздела (ГР) эпитаксиальных слоев. Далее будем предполагать, что внутренние напряжения в системе обусловлены упругой деформацией контактирующих слоев, пластическая деформация которых незначительна. Действительно, как показали наши измерения рентгеновским методом [25] радиуса кривизны ( $R_{кр}$ ) GaP: N-структур,  $R_{кр}$  изменялся от  $15 \div 30$  до 100 м и более (до  $\infty$ ) после стравливания  $p^+$ -слоя.

Распределение деформации  $\varepsilon(Z)$  по толщине эпитаксиальной структуры оценивалось по известной методике, изложенной, например, в [26]:

$$\varepsilon(Z) = \varepsilon^0(Z) + \varepsilon^0 + \gamma(Z - Z_0),$$

где

$$x = \frac{6}{d^3} \sum_{i=1}^{n-1} j^i (Z_n - Z_i) (Z_i - Z_0)$$

— кривизна системы,  $j^i = \mathcal{E}_k^0 - \mathcal{E}_{k+1}$  — несоответствие параметров решеток контактирующих слоев многослойной системы (скачок деформации),  $i$  — номер

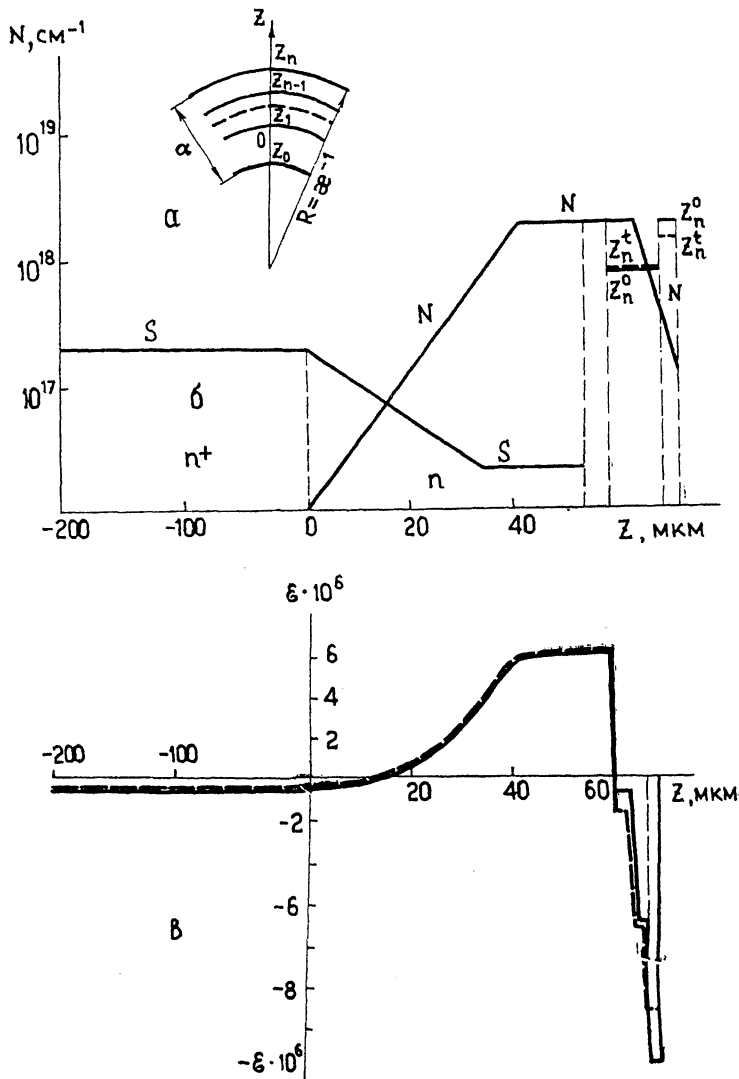


Рис. 7. Схема GaP : N-структуры (а), профиль распределения основных легирующих примесей (б), эпюра распределения напряжений (деформаций) в эпитаксиальной GaP : N-структуре (в).

границы раздела,  $k$  — номер контактирующего слоя, нуль координаты  $Z$  выбирается на границе ( $i=1$ ) эпитаксиальных слоев и подложки (рис. б, а),  $Z_0$  — координата подложки,  $d$  — суммарная толщина эпитаксиальных слоев и подложки,  $Z = 1/2 (Z_0 + Z_n)$ ,  $\mathcal{E}_k^0$  — собственная деформация кристаллической решетки слоя, обусловленная легированием примесями с концентрацией  $N_i$ .

Величина  $\mathcal{E}_k^0$  для всех слоев рассчитывалась по формуле [27]  $\mathcal{E}_k^0 = \sum_{j=1}^m \beta_j N_j$ , где  $\beta_j$  — линейный концентрационный коэффициент деформации решетки,  $\beta_j = 1/3 [1 - (R_j/R_0)^3] N_0^{-1}$ ,  $R_j, R_0$  — ионные радиусы примеси и матрицы,

$N_0 = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  — число узлов матрицы в  $1 \text{ см}^3$ . Далее  $\varepsilon^0(Z)$  — собственную деформацию эпитаксиальной системы в отсутствие релаксации (проскальзывание слоев, генерации дислокации и т. д.) можно представить как

$$\varepsilon^0(Z) = \sum_{i=1}^{n-1} f^i \theta(Z - Z_i),$$

где функция

$$\theta(Z - Z_i) = \begin{cases} 1, & Z > 0, \\ 0, & Z < 0. \end{cases}$$

Наконец,

$$\varepsilon^0 = \frac{1}{d} \int_{z_0}^{z_n} \varepsilon^0(Z) dZ$$

— средняя деформация эпитаксиальной системы. Соответствующая величина напряжения  $\sigma(Z)$  рассчитывалась из равенства  $\sigma = -E\varepsilon/(1-\nu)$ , где  $E$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Распределение деформации в эпитаксиальной GaP : N-системе для двух вариантов концентрации цинка в  $p^{++}$ - и  $p^+$ -слоях представлено на рис. 6, в. Расчет проводился для следующих параметров: радиусов Ga<sup>3+</sup> (0.62 Å), S<sup>-2</sup> (1.82 Å), N<sup>-3</sup> (1.48 Å), Zn<sup>+2</sup> (0.83 Å), толщин слоев 2 ( $p^{++}$ ), 10 ( $p^+$ ), 60 ( $n$ ) и 200 ( $n^+$ ) мкм,  $E = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ ,  $\nu = 0.3$  [27]. Как следует из приведенных эпюр, в исходном состоянии в эпитаксиальной структуре максимальный скачок деформации ( $f$ ) существует на  $p^{++}$ - $p^+$ -границе, и именно там можно ожидать появления дислокаций несоответствия при релаксации напряжений. При этом  $R_{кр}$  системы равен 1.225 м. Изменение концентрации примеси Zn в  $p^{++}$ - $p^+$ -слоях вызывает увеличение  $R_{кр}$  системы до 1235 м и скачка деформации на  $p^+$ - $n$ -границе. Следовательно, приведенный расчет подтверждает наше предположение о том, что увеличение концентрации Zn в  $p^+$ -слое при инжекции создает условия для релаксации упругих напряжений с введением дислокаций несоответствия на  $p^+$ - $n$ -границе.

**Выводы.** Таким образом, анализ кинетики инжекционно-стимулированного изменения интенсивности свечения GaP : N-СД совместно с подробным исследованием трансформации спектров ФЛ, ЭЛ, DLTS-сигнала и электрических характеристик позволили выделить ряд элементарных процессов, ответственных за наблюдаемые эффекты. Объяснить все описанные результаты удается, если предположить следующую многоступенчатую схему вызванного инжекцией преобразования дефектов в приборе.

- 1) Релаксация упругих напряжений в эпитаксиальной системе, сопровождающаяся движением дислокаций в  $p^{++}$ -слое и введением, по-видимому, дислокаций несоответствия на границе  $p^{++}$ - $p^+$ -слоев (период  $a-b$ ).
- 2) Диффузия примеси Zn из высоколегированного  $p^{++}$ -слоя под контактом к  $p^+$ - $n$ -переходу и преобразование пар Zn—O в активной области СД (период  $b-e$ ).
- 3) Релаксация упругих напряжений в эпитаксиальной системе с введением дислокаций несоответствия на границе  $p^+$ - $n$ -слоев и рождение при этом в активной области СД собственных точечных дефектов (вакансий, антиструктурных дефектов) (период  $e-g$ ).
- 4) Диффузия с участием вакансий различных примесей, распад комплексов  $NN_1$ ,  $NN_4$ , образование вакансионных комплексов (период  $g-\partial$ ).

#### Список литературы

- [1] Schirer W. // J. Electron. Mater. 1979. V. 8. N 2. P. 139—152.
- [2] Rheinlander B., Oelgart G. // Phys. St. Sol. 1985. V. 87. N 2. P. 373—379.
- [3] Gold R. D., Weisberg L. R. // Sol. St. Electron. 1964. V. 7. N 4. P. 811—824.
- [4] Oelgart G., Haefner H., Renke R., Joachim F. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 71. N 1. P. 89.
- [5] Kaneko K. // Japan. J. Appl. Phys. 1976. V. 15. N 7. P. 1287—1296.

- [6] Rheinlander B., Oelgart G. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 86. N 2. P. 833—839.
- [7] Торчинская Т. В., Шейнкман М. К. // Квантовая электроника. Киев, 1981. № 21. С. 75—90.
- [8] Торчинская Т. В., Шейнкман М. К. // ЖПС. 1983. Т. 38. В. 13. С. 371—382.
- [9] Коган Л. М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. М., 1983. 207 с.
- [10] Thomas D. G., Hopfield J. J. // Phys. Rev. 1966. V. 150. N 2. P. 680—689.
- [11] Dean P. J., Henry C. H., Frosch C. J. // Phys. Rev. 1968. V. 168. N 9. P. 812—816.
- [12] Neumark G. F., Kosai K. // Deep Levels in wide band gap III—V Semiconductors. Reprinted from Semicond. and Semimet. 1983. V. 19.
- [13] Pals J. A. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. N 11. P. 1139—1145.
- [14] Принц В. Я., Орлов О. М., Скок Э. М. // А. с. № 573782. БИ. 1977. № 35.
- [15] Берг А., Дин П. Светодиоды. М., 1979. 680 с.
- [16] Pickenhaim R., Rheinlander B., Breume S. // Phys. St. Sol. (a). 1983. V. 79. N 1. P. K63—K65.
- [17] Dean P. // Phys. Rev. 1968. V. 176. N 2. P. 928—937.
- [18] Баринаева Э. Ю., Нуртдинов Н. Р., Юнович А. Э. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 6. С. 1039—1045.
- [19] Торчинская Т. В., Брайловский Е. Ю., Семенова Г. Н. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1397—1402.
- [20] Tell B. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 7. P. 5938—5942.
- [21] Lang D. V., Kimerling L. C. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. N 2. P. 249—253.
- [22] Krispin P., Maeger J. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 84. N 2. P. 573—583.
- [23] Ferenczi G. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 6. P. 3902—3912.
- [24] Hamielton B., Smith B. L. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. N 4. P. 674—676.
- [25] Godwad K., Nagy A., Rez Z. // Phys. St. Sol. (a). 1976. V. 34. N 2. P. 605—710.
- [26] Тхорик Ю. А., Хазан Л. С. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетерозитаксиальных системах. Киев, 1983. 304 с.
- [27] Захаров Б. Г., Устинов В. М. // Электрон. техн. Сер. 6. 1974. № 7. С. 76—81.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 9.07.1989  
Принята к печати 2.01.1990