

Г. Н. Семенова, В. П. Кладько, Т. Г. Крыштаб

**РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАПРЯЖЕННЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ GaAs
И InP [ЭФФЕКТ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ]**

Обобщены экспериментальные результаты с целью дальнейшего выяснения механизмов преобразования дефектов в монокристаллах и эпитаксиальных структурах на основе материалов типа A^3B^5 в результате неравновесных воздействий при $T \approx 300$ К (в частности при механической обработке) на больших расстояниях (≥ 100 мкм) от изучаемых рабочих областей (эффект дальнодействия). Использованы рентгенодифракционные методы контроля и низкотемпературная фотолюминесценция. Показана существенная роль исходной дислокационной структуры, деформационных полей и дефектной структуры нарушенного слоя, а также механических свойств материалов в преобразовании системы дефектов, которое имеет осциллирующий, затухающий во времени характер.

Для решения определенного круга задач полупроводниковой СВЧ микро- и оптоэлектроники на основе GaAs используется технологический прием утонения подложки от исходной толщины 300—600 мкм (для пластин диаметром 45—60 мм) до требуемой ≤ 100 мкм (в перспективе ≈ 50 мкм) [1].

Так, при изготовлении лавинно-пролетных СВЧ транзисторов и интегральных схем (ИС) подложка утоняется для снижения теплового со-

© Г. Н. Семенова, В. П. Кладько, Т. Г. Крыштаб, 1994

Исходные параметры образцов

Эпитаксиальный слой (ЭС)

Номер образца	Материал	Тип проводимости ЭС	Толщина слоев, мкм			Легирующая примесь
			d_n	d_n^+	d_n^-	
1	GaAs	n^+n^+n	0,25	1,0	—	S
2	GaAs	n^+n^+n	0,19	1,0	—	S
3	GaAs	n^+n^+n	0,12	1,2	—	S
4	GaAs	nnn^-	0,22	—	$<0,1$	S
5	GaAs	nnn^-	0,22	—	$<0,1$	S
6	GaAs	nnn^-	0,24	—	$>0,1$	S
7	GaAs	—	—	—	—	—
8	GaAs	—	—	—	—	—
9	GaAs	—	—	—	—	—
10	InP	n	5,8	—	—	S
11	InP	n	2,7	—	—	S
12	InP	i	2,3	—	—	Fe
13	InP	n	3,5	—	—	Sn
14	InP	p	—	—	—	—

Примечание. Подложки образцов 1—14 получены по методу Чохральского. Методы получения

противления R_t и увеличения отдаваемой мощности и КПД¹. Уменьшение толщины кристалла приводит также к уменьшению паразитной индуктивности, что способствует повышению диапазона рабочих частот и улучшению широкополосных свойств мощных транзисторов, облегчает создание согласующих цепей и устройств сложения мощностей.

Для некоторых типов светоизлучающих диодов (СД) плоской геометрии с выводом излучения через подложку на основе арсенида галлия (легированного кремнием GaAs : Si, выращенного методом жидкофазной эпитаксии [2]) химическое утонение подложки используется для увеличения эффективности свечения.

При реализации этой и других технологических задач (связанных, например, с ионной имплантацией) установлено, что при достаточно низких температурах ($T \approx 300$ К) возможно образование и/или миграция локальных дефектных центров в GaAs на макрорасстояния (сотни, тысячи микрометров) от места воздействия (эффект дальнов действия) [3]. Однако до настоящего времени нет полного понимания этого явления и сопутствующих ему процессов, хотя накоплен достаточно обширный экспериментальный материал [3—10] и существуют некоторые теоретические модели для его объяснения [11—13].

Цель данной работы — обобщение экспериментальных результатов, накопленных авторами, по изучению влияния утонения подложек различными технологическими способами на электронные параметры эпитаксиальных слоев A^3B^5 непосредственно после обработки, а также в процессе их эксплуатации и хранения; выяснение роли исходной дислокационной структуры подложек и дефектности границ раздела эпитаксиальный слой — подложка в такого типа процессах.

Исследовано несколько видов структур: с много- и однослойными субмикронными эпитаксиальными слоями GaAs (предназначенных для изготовления СВЧ-транзисторов) на стандартных подложках со средней плотностью дислокаций $N_d \sim 10^4 \dots 10^5$ см⁻² и развитой ячеистой структурой (тип 1) и на бездислокационных подложках (тип 2); эпитаксиальные структуры InP; подложки GaAs и InP с различным уровнем легирования и структурного совершенства. Исходные параметры всех перечисленных структур и подложек приведены в таблице. Утонение подложек полупроводниковых структур с нерабочей стороны проводилось различными способами: I — механическая обработка — шлифование связанным алмазом ACM 40/2 до толщины ~ 150 мкм; II — шлифование свободным абразивом M10 или M20

¹ Снижение R_t в 1,5 раза соответствует увеличению отдаваемой мощности и КПД за 30—40%.

Концентрация свободных носителей, см ⁻³			Метод получения	Марка	Подложка		
N _n	N _n ⁻	N _n ⁺			Концентрация свободных носителей, см ⁻³	Легирующая примесь	Исходная толщина, мкм
4 · 10 ¹⁶	—	2 · 10 ¹⁸	Г	АГЧО	2 · 10 ¹⁸	Sn	305
4 · 10 ¹⁶	—	2 · 10 ¹⁸	Г	АГЧО	2 · 10 ¹⁸	Sn	300
5 · 10 ¹⁶	—	2 · 10 ¹⁸	Г	АГЧО	2 · 10 ¹⁸	Sn	200
1,1 · 10 ¹⁷	~ 10 ¹⁴	—	Г	АГЧП	—	—	300
1,1 · 10 ¹⁷	~ 10 ¹⁴	—	Г	АГЧП	—	—	298
1,1 · 10 ¹⁷	~ 10 ¹⁴	—	Г	АГЧП	—	—	300
—	—	—	—	АГЧТ	1,7 · 10 ¹⁸	Te	400
—	—	—	—	АГЧТ	2 · 10 ¹⁸	Te	400
—	—	—	ЖФЭ	InP	1 · 10 ¹⁷	Te	400
~ 10 ¹⁷	—	—	ЖФЭ	InP	—	—	350
~ 10 ¹⁷	—	—	ЖФЭ	InP	—	—	350
~ 10 ¹⁷	—	—	Г	InP	—	—	350
—	—	—	—	InP	1 · 10 ¹⁸	Zn	350

слов: Г — газофазный, ЖФЭ — метод жидкокристаллической epitаксии.

до толщины около 250 мкм; III — шлифование связанным алмазом до толщины 200 мкм с последующим полированием пастой ACM 3/2 до толщины ≤ 150 мкм; IV — химико-динамическая полировка до толщины ≤ 140 мкм; V — химическое травление.

Рабочая сторона образцов при всех видах обработки надежно защищалась химически стойкими покрытиями.

Структурное совершенство epitаксиальных слоев GaAs и InP, подложек GaAs и InP изучалось методом рентгеновской топографии на прохождение по Борману (CuK α -излучение) в сочетании с металлографическим контролем плотности ямок травления [14]. Использовалась также рентгеновская топография в геометрии на отражение со стороны пленки с использованием двухкристального спектрометра в антипараллельной геометрии (n, m) асимметричных (531) и симметричных (400) отражений.

Макроизгиб систем и глубину нарушенного слоя на исходных структурах и после всех видов утонения определяли с помощью рентгенодифрактометрических методов (более подробно см. [5]).

Стационарная фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась излучением аргонового лазера ЛГ-503 с длинами волн $\lambda_1 = 0,4880$ мкм, $\lambda_2 = 0,5145$ мкм с плотностью возбуждения от 5 до 50 Вт/см² и Не—Ne лазера с $\lambda_3 = 0,6328$ мкм и плотностью возбуждения ≤ 10 Вт/см². Регистрация рекомбинационного излучения в диапазоне волн 0,8—1,5 мкм проводилась ФЭУ-62 без охлаждения в токовом режиме в составе автоматизированного комплекса КСВУ-23, а в диапазоне до 2 мкм — приемником PbS. Измерения проводили в интервале 4,2—80 и при 300 К.

Экспериментальные результаты и обсуждение. Известно, что в процессе уменьшения толщины подложки d_1 в системе пленка — подложка происходит перераспределение деформационных полей [15]. Деформация в пленке $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon$, практически однородная по координате, перпендикулярной к границе раздела, становится при меньших d_1 неоднородной $\varepsilon(Z)$, а при определенном соотношении d_2/d_1 , где d_2 — толщина пленки, знакопеременной. Распределение деформаций по толщине пленки для различных соотношений d_2/d_1 можно вычислить, используя формулу [15]

$$\varepsilon(Z) = 6f \frac{d_1 d_2}{(d_1 + d_2)^3} Z + f \frac{d_2 d_3 (d_1 + d_2)}{(d_1 + d_2)^3} - f \frac{d_1}{d_1 + d_2}, \quad (1)$$

где $f = (a_2 - a_1)/a_1$ — несоответствие параметров решетки свободных пленки a_2 и подложки a_1 .

Как следует из выражения (1), при уменьшении толщины подложки вдвое деформация в пленке, составляющая для автоэпитаксиальных си-

легких и тяжелых дырок (ΔE_{ln} и ΔE_{hh} соответственно) при деформациях $\epsilon \leqslant 10^{-4}$ составляет величину менее 1 мэВ [18]:

$$\Delta E_{hh} = [-2a(C_{11} - C_{12})/C_{11}, -b(C_{11} + 2C_{12})/C_{11}] \epsilon; \quad (2)$$

$$\Delta E_{ln} = [-2a(C_{11} - C_{12})/C_{11} + b(C_{11} + 2C_{12})]/C_{11} \epsilon, \quad (3)$$

где a и b — константы деформационного потенциала (для GaAs $C_{11} = 11,8 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $C_{12} = 5,36 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $a = -9,8$ эВ; $b = -2,0$ эВ); C_{11} , C_{12} — компоненты тензора жесткости.

На рис. 1, в приведены типичные спектры ФЛ исходных подложек GaAs: Те обоих типов с рабочей стороны до (кривые 2 и 4) и непосредственно после утонения по способу II (кривые 2 и 3).

Спектры подложек GaAs: Те в интервале температур 4,2—300 К содержат две основные полосы: широкую и длинноволновую полосу I_d с энергией максимума излучения $h\nu_m$ при 80 К (1,22—1,24) эВ для различных образцов обоих типов и полуширина $W \sim 130$ мэВ (подложки типа 1) и $W \sim 120$ мэВ (типа 2), а также краевую полосу $I_k = 1,513$ эВ при 80 К для подложек типа 1 и 1,495 эВ для бездислокационных подложек. Интенсивность краевой полосы для бездислокационных подложек превышала интенсивность I_k для подложек типа 1. Интенсивность длинноволновой полосы приблизительно равнялась интенсивности краевой полосы для подложек с ячеистой дислокационной структурой (рис. 1, в, кривая 4) и составляла около 15 % для бездислокационных образцов (кривая 2).

Природа длинноволновой и краевой полос люминесценции в высоколегированном GaAs многократно обсуждалась (см., например, [19]) и установлена достаточно надежно [19—22]. Авторы этих работ связывают краевую полосу [20] с излучательной рекомбинацией свободных или связанных на мелких донорах электронов со свободными дырками, а длинноволновую полосу [22—23] — с излучательной рекомбинацией электронов через глубокие комплексные центры, в образовании которых участвуют пары: атом легирующей примеси (возможно, Te и (или) примеси $[Si_{As}]$) и собственный точечный дефект решетки, вероятнее всего — вакансия галлия ($Te_{As}V_{Ga}$, $Si_{As}V_{Ga}V_{As}$).

Непосредственно после шлифовки происходит уменьшение интенсивности краевой полосы I_k (на 20—30 %) (см. [4]) и существенное возгорание примесно-дефектной полосы I_d ($\leqslant 400$ %) для образцов типа 1. На бездислокационных образцах GaAs: Те происходило увеличение I_k , а I_d увеличивалась незначительно, так что I_d/I_k уменьшалось. Неоднократное повторение эксперимента надежно подтвердило указанную тенденцию: уменьшение (увеличение) интенсивности полосы I_k на дислокационном (бездислокационном) материале [4] и существенное (слабое) увеличение I_d на материале типа 1 (2). При этом полуширина краевой полосы излучения для образцов типа 1 при шлифовке с нерабочей стороны возрастала от 36 до 40 мэВ в основном за счет смещения длинноволнового ее крыла.

Так как интенсивность полосы излучения зависит от уровня возбуждения L , концентрации излучательных центров N , их сечения захвата σ , а также времени жизни неосновных носителей τ ($L \sim Ln\sigma\tau$), то, сохраняя уровень возбуждения во всех экспериментах неизменным и предполагая постоянным сечение захвата на излучающие центры, уменьшение I_k в дислокационном материале можно объяснить уменьшением концентрации свободных носителей за счет их захвата на центры безызлучательной рекомбинации ЦБР (и(или) уменьшением полного времени жизни неравновесных носителей (τ_t). (Известно, что $1/\tau_t = 1/\tau_{nr} + 1/\tau_r$, где τ_{nr} — безызлучательное время жизни, а для GaAs [24] $\tau_r \gg \tau_{nr}$).

Можно представить, что на фоне перераспределения упругих статических деформационных полей, связанного с уменьшением толщины пластин при наличии нарушенного слоя, возникающие при шлифовке упругие волны достигают рабочей поверхности и способствуют интенсивному образованию собственных точечных дефектов (СТД) (или происходит существенное изменение существующего ансамбля СТД-кристалла). Известно [20], что в арсениде галлия с $n \geqslant 10^{18}$ см⁻³ СТД являются основными ис-

ден. В случае же бездислокационного материала незначительное возрастание I_d , возможно, связано с недостатком вакансий галлия при избытке теллура для образования акцепторных комплексов.

При выдержке образцов в течение года при комнатной температуре установлено, что интенсивность длинноволновой полосы практически не изменяется, т. е. дефекты, образующие уровни $E_v + (0,2 \dots 0,3)$ эВ, являются достаточно стабильными.

В отличие от этого I_k практически возвращается к своему исходному значению, не достигая, однако, его в пределах 5—10 % для образцов обоих типов за время около 250 ч, что, возможно, связано с диффузионными процессами аннигиляции собственных точечных дефектов, образовавшихся в существенно неравновесных условиях.

Далее нами изучено влияние обработки нерабочей стороны подложки на электронные параметры ЭС, использующихся в технологии СВЧ-транзисторов (см. образцы 1—6 таблицы). Исследовалась многослойные субмикронные легированные серой ($n \approx 1 \cdot 10^{17} \dots 10^{18} \text{ см}^{-3}$) эпитаксиальные пленки GaAs, полученные хлоридным методом в системе Ga—AsCl₃—H₂ по технологии, описанной в [30], на легированных оловом (образцы 1—3) и полуизолирующих (4—6) подложках GaAs.

Рентгеновская топография по Борману показала, что высоколегированные и полуизолирующие подложки GaAs отличались структурным совершенством. Высоколегированные подложки (рис. 3, а) характеризовались типичным для относительно совершенных кристаллов W -образным распределением дислокаций с максимумами плотности $N_d \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ на периферии (толщина кольца ~ 3 мм) и в центре (радиус ядра ~ 3 мм) пластины и относительно низкими ее значениями $N_d \leq 10^3 \text{ см}^{-2}$ в остальной части пластины. Дислокации в периферийном кольце подложки (рис. 3, а) представляют собой скопления полупетель скользящих 60-градусных дислокаций, испущенных вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ источниками, расположенными на внешней поверхности кристалла, при релаксации термических напряжений в процессе роста (рис. 3, в). Аналогичные скопления находятся и в центральной области подложки. Достаточно неоднородное распределение дислокаций в подложке влияло на распределение легирующей примеси и распределение концентрации свободных носителей n в пленке. На рис. 3, б приведено распределение концентрации свободных носителей [31] по диаметру пластины. Изменение n качественно коррелировало с распределением плотности дислокаций в высоколегированных подложках.

Типичный вид спектров люминесценции ЭС (образцы 1—6) при $T = 300$ К приведены на рис. 4. Для всех образцов в спектрах присутствует только краевая полоса I_k с максимумом излучения при $E = 1,423$ эВ. Для образцов 1—3 при уровнях легирования пленок $n \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ происходило уменьшение интенсивности и увеличение полуширины этой полосы, краевая линия носила сложный характер: состояла из двух перекрывающихся полос, одна из которых сдвинута в сторону энергий, превышающих ширину запрещенной зоны, за счет эффекта Бурштейна — Мосса [32]. Сканирование по исходным образцам 1—3 при комнатной температуре обнаружило соответствие интенсивности полосы 1,4253 эВ изменению дислокационной структуры. В областях с повышенной плотностью дислокаций интенсивность полосы увеличивалась на 10—20 %, при этом полуширина и положение максимума излучения практически не изменились. Распределение интенсивности краевой полосы на образцах 4—6 по площади исходных образцов достаточно однородно (изменения не превышали 10 %).

На рис. 5 показаны спектры низкотемпературной (НТ) ФЛ для исходных ЭС GaAs и после утонения подложки от 300 до 150 мкм различными способами. Спектр исходного образца в области энергий 1—1,5 эВ содержит пять полос различной интенсивности. Наиболее интенсивная полоса I_1 с энергией $E_1 = 1,515$ эВ обусловлена излучательной аннигиляцией связанных экситонов [33], полоса I_2 с энергией $E_2 = 1,493$ эВ — переходом

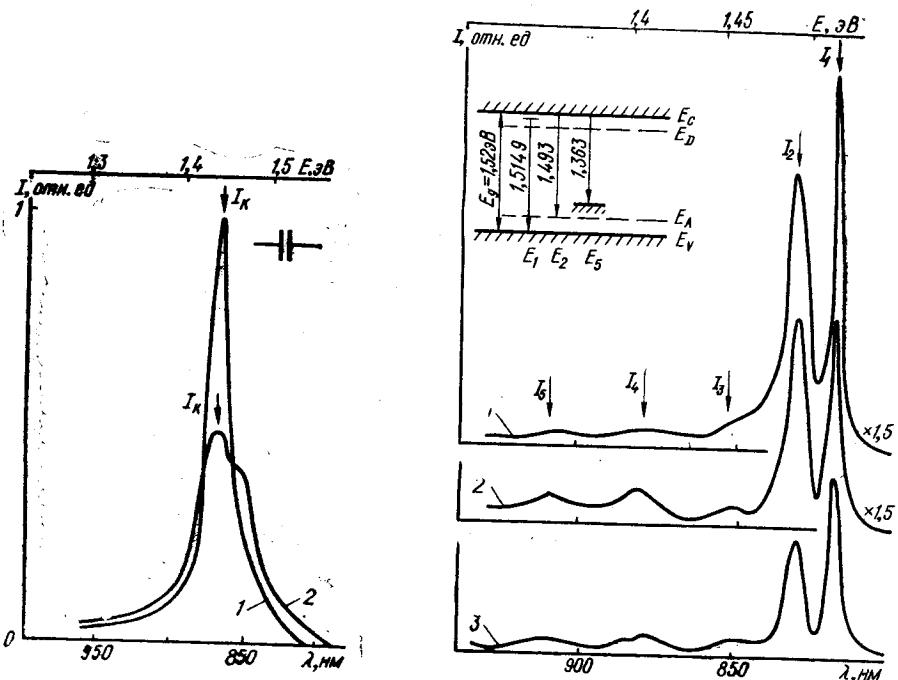


Рис. 4. Фотолюминесценция плёнок GaAs, легированных серой, для образца 1 (кривая 1), для образца 2 (кривая 2) при $T=300$ К

Рис. 5. Спектральная зависимость ФЛ исходного образца 5 (кривая 1), после его шлифовки (кривая 2) и после обработки по способу IV (кривая 3). На вставке — энергетическая схема переходов при $T=6$ К

дами на акцепторное состояние (C_{As}) [34] и сопровождается фононным повторением I_3 с $E_3 = 1,457$ эВ ($\hbar\omega_{LO} = 0,036$ эВ). Примеси кремния с $E = 1,487$ эВ (акцептор Si_{As}) в спектрах НТ ФЛ не обнаружено. Основная легирующая примесь S_{Ga} (мелкий акцептор) и в спектрах ФЛ не разрешалась.

Наиболее длинноволновый пик I_5 с $E_5 = 1,36$ эВ ($T = 4,2$ К) связан с дефектами подложки (рис. 6, а), так как его интенсивность увеличивается при стравливании пленки и при измерениях спектров НТ ФЛ со стороны подложки (кривая 2). При всех видах обработки интенсивность пика I_5 , связанного с дефектами подложки, практически не менялась. Природа этой полосы достаточно подробно обсуждалась в различных работах (см., например, [35]); ее связывают с температурно-перестроенной конфигурацией дефектов, обусловленных вакансиями мышьяка, либо с дефектным комплексом, содержащим V_{Ga} (уровень V_{Ga} лежит выше дна валентной зоны на 0,18 эВ). Не исключено и присутствие Cu в комплексах $V_{Ga}Cu_{Ga}V_{Ga}$, $S_{As}Cu_{Ga}V_{As}$ или акцептора Cu_{Ga} как основной загрязняющей примеси в GaAs [32].

Что касается полосы I_4 с $E_4 = 1,409$ эВ, то относительно ее природы до настоящего времени нет единой точки зрения: ее связывают либо с комплексами дефектов акцепторная примесь в подрешетке мышьяка — вакансия галлия ($V_{Ga}Pi_{As}$), либо с комплексами дефектов $V_{Ga}V_{As}$ [36].

Шлифовка обратной стороны приводила к уменьшению интенсивности экситонного пика (см. рис. 5, кривые 2, 3) при практической неизменности состояния соседнего пика I_2 . Незначительные изменения интенсивности полосы I_2 при всех видах обработки подтверждают отсутствие значительных изменений в системе акцепторов (остаточных примесей) при шлифовке. А распад экситонных полос можно объяснить ухудшением структурного совершенства пленок при перераспределении точечных дефектов или возникновением дислокационной структуры в виде дислокаций несоответствия [6]. С помощью рентгеновской топографии в геометрии Брэгга (на отражение

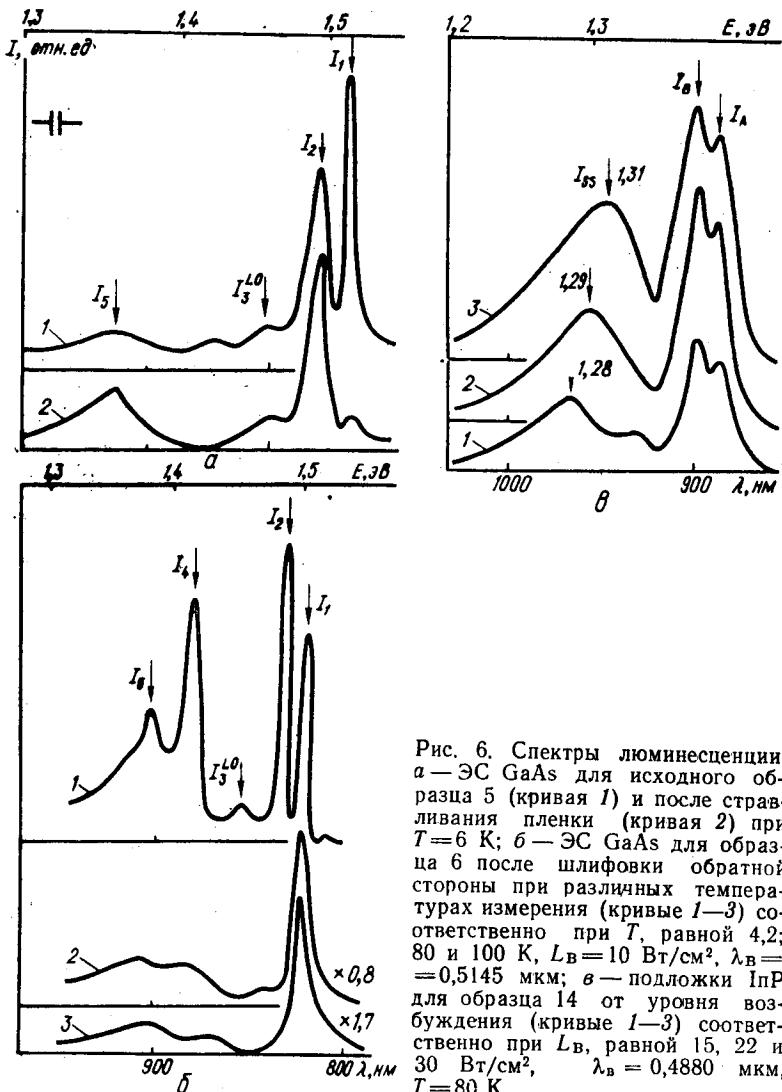


Рис. 6. Спектры люминесценции:
а — ЭС GaAs для исходного образца 5 (кривая 1) и после стравливания пленки (кривая 2) при $T = 6$ К; б — ЭС GaAs для образца 6 после шлифовки обратной стороны при различных температурах измерения (кривые 1—3) соответственно при T , равной 4,2; 80 и 100 К, $L_b = 10$ Вт/см², $\lambda_b = 0,5145$ мкм; в — подложки ИПР для образца 14 от уровня возбуждения (кривые 1—3) соответственно при L_b , равной 15, 22 и 30 Вт/см², $\lambda_b = 0,4880$ мкм, $T = 80$ К

со стороны пленки) удалось наблюдать зарождение ДН. Используя это, мы предположили связь пика люминесценции I_4 ($E = 1,409$ эВ) с изменением дефектной структуры пленки (в том числе и дислокационной). Измерения спектров ФЛ при различных температурах (рис. 6, б) указывают на акцепторный характер связанных с этой полосой состояний.

При удалении путем химического стравливания части нарушенного слоя до 5 мкм, созданного шлифовкой (по данным рентгеновских измерений общая толщина $d_h \sim 23$ мкм, а часть $d_h \sim 5$ мкм имеет плотность дислокаций $\bar{N}_d \sim 10^7 \div 10^8$ см⁻²), существенно уменьшалась величина собственной деформации и связанное с ней понятие критической толщины [15], приводя к дальнейшим возможным преобразованиям дефектной структуры. При этом происходило некоторое возгорание пика экситонной люминесценции и уменьшение пика I_4 , обусловленного состояниями в запрещенной зоне, связанными с дефектами.

Измерения, выполненные на ЭС GaAs/GaAs, позволили объяснить влияние дальнодействия коллективным эффектом перераспределения точечных дефектов во взаимосвязи с исходной дислокационной структурой и возникающих в виде зарождения дислокации несоответствия. Электронные состояния, отвечающие этим дефектам (возможно дислокации несоответствия), носят акцепторный характер и обуславливают пик люминесцен-

ции с максимумом $I_4=1,409$ эВ. Соответственно деформационный и электростатический потенциалы этих дислокаций, деформируя форму разрешенных зон, стимулируют разрушение экситонных состояний.

В процессе хранения образцов обнаружено перераспределение интенсивности между полосами. Можно предположить, что релаксация при шлифовке не полная и по мере введения ДН напряжения уменьшались, движение следующих дислокаций сильно замораживалось вследствие весьма значительного (около 1 эВ) барьера Пайерлса для их движения. При хранении такой частично релаксированной системы в ней, возможно, происходил диффузионный дрейф дефектов, который и обусловливал эволюцию пиков.

Существует ли специфика явления дальнодействия для арсенида галлия в отличие от других полупроводников типа A^3B^5 ? Возможность проявления этого эффекта была нами изучена в ЭС InP [9] (образцы 10—14). Поскольку явление дальнодействия сочетает деформационные, механические и электронные свойства полупроводника, то выбор близкого по электронным свойствам к GaAs прямозонного материала InP определен его специфическими механическими свойствами: высокой пороговой плотностью тока для рекомбинационно-стимулированного скольжения дислокаций [38] и деградационной стабильностью гетеролазеров, изготовленных на основе InP и твердых растворов InGaAsP по сравнению с AlGaAs [38], которую обычно связывают с низкой подвижностью дислокаций в соединениях InP и InGaAsP [27].

При механической обработке нерабочей стороны образца $p - InP(100)\langle Zn \rangle$ на его рабочую поверхность наносилось, а после обработки удалялось защитное покрытие (лак ХСЛ), а так как поверхность образцов InP обычно содержит оксиды фосфора, легко растворимые в воде, то на спектрах НТ ФЛ на ряде образцов возникали излучательные полосы, аналогичные наблюдаемым в [39—41], связанные с поверхностными состояниями. Положение и форма этих полос I_{ss} зависели от уровня возбуждения (рис. 6, в) и температуры. Для стабилизации скорости поверхностной рекомбинации и положения полосы I_{ss} непосредственно перед измерениями все образцы InP проходили химическую обработку в травителе состава $HF : H_2O = 1 : 1$ в течение 15 мин [41]. Типичные спектры НТ ФЛ ЭС InP до и после шлифовки обратной стороны приведены на рис. 7 и 8.

Как на исходных, так и на обработанных образцах в области энергий 1—1,5 эВ наблюдаются три полосы различной интенсивности — доминирующая по интенсивности краевая полоса I_A с максимумом излучения $\hbar\omega_{max} = 1,409$ эВ и полушириноной $\omega \sim 13$ мэВ (так называемая А-полоса [42]), полоса I_B с $\hbar\omega_{max} = 1,38$ эВ (В-полоса [42—44]) и более длинноволновая полоса I_D с $\hbar\omega_{max} = 1,18$ эВ. Природа полосы I_B обусловлена излучательной рекомбинацией свободных электронов с дырками, локализованными на нейтральном акцепторе, который связывают с комплексами Zn (во всех исследованных нами образцах Zn является остаточной примесью). Излучательную рекомбинацию в области энергий $\hbar\omega_{max} = 1,18$ эВ связывают со структурными дефектами, природа которых точно не идентифицирована [42].

Непосредственно после шлифовки обратной стороны происходили существенное уменьшение интенсивности полос $I_A, I_B, S_B = I_B/I_A$ (рис. 7 и 8, кривые 2) и некоторые изменения полосы I_D (увеличение на 5—10%). Уменьшение интенсивности краевой полосы в ЭС InP по аналогии с ранее изученными ЭС GaAs непосредственно после шлифовки объясняем существенным преобразованием (образованием) в системе собственных точечных дефектов. Образующиеся при такой обработке точечные дефекты (например, V_{In}), являющиеся центрами безызлучательной рекомбинации, уменьшают время жизни неосновных носителей, увеличивают отток носителей на безызлучательные каналы. Развал полосы I_B можно объяснить распадом примесных комплексов, аналогичный распад полосы 1,38 эВ наблюдался Галлом в пластически деформированных слоях InP [44, 45] и объяснялся распадом примесных комплексов при их взаимодействии со

свежевведенными дислокациями. Образование дислокаций при аналогичной механической обработке наблюдали в ЭС GaAs [6].

Структурные исследования системы пленка — подложка [9] показа-

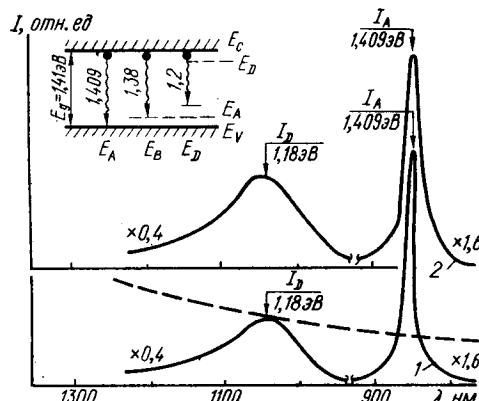


Рис. 7. Спектральная зависимость ФЛ ЭС InP для образца 11:

1 — исходная ЭС; 2 — непосредственно после шлифовки с нерабочей стороны. Измерения выполнены при 80 К на монохроматоре ИКС-12 с приемником PbS, спектральная чувствительность которого нанесена штрихом. На вставке показана энергетическая схема переходов

Рис. 8. Спектры ФЛ исходной эпитаксиальной пленки InP образца 10 (кривая 1) и после шлифовки (кривая 2); $T = 80$ К

ли, что плотность дислокаций в пленке $N_d = 10^4 \text{ см}^{-2}$ (металлографическое травление² [35]), подложке $N_d = 10^6 \text{ см}^{-2}$ (рентгенодифрактометрия) и на границе раздела (рентгеновская топография) — несплошная сетка дислокаций несоответствия. Изменения спектров НТ ФЛ ЭС InP происходили аналогично изменению спектров в GaAs с $N_d = 10^5 \text{ см}^{-2}$, т. е., очевидно, дефектная структура подложки InP и ДН в границе раздела пленка — подложка существенно влияли на проявление эффекта дальнодействия в исследуемых образцах InP. Дополнительного образования дислокаций в ЭС InP не наблюдали в отличие от субмикронных ЭС GaAs [6], возможно, вследствие высокой исходной дефектности ЭС InP.

При одинаковом виде обработки и низком уровне возбуждения (так что $I_k \sim P_B$) относительные изменения интенсивности краевой люминесценции в ЭС значительно превосходили соответствующие изменения в ЭС InP (т. е. эффект дальнодействия в ЭС InP проявляется слабее). При хранении образцов при комнатной температуре происходило восстановление интенсивности полосы I_A , тогда как интенсивность примесно-дефектных полос I_B , I_D практически не восстанавливалась.

Кинетика восстановления интенсивности краевой полосы во времени носила немонотонный характер как в ЭС InP, так и в GaAs. Была обнаруже-

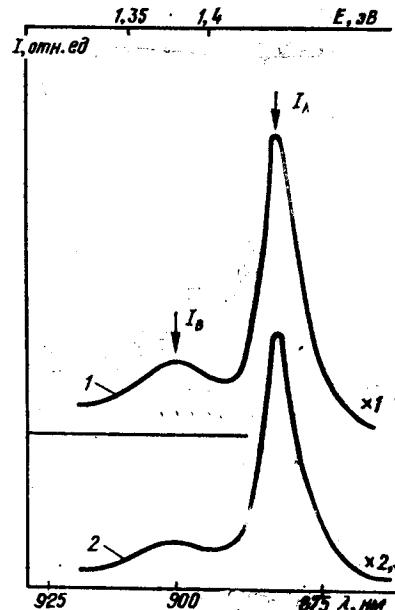
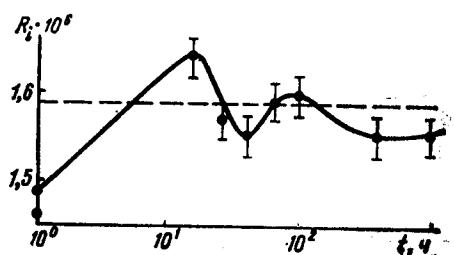


Рис. 9. Зависимость интегральной отражательной способности GaAs (образец 9) от времени после окончания шлифовки при 300 К. Штрих соответствует интегральной отражательной способности для образца стехиометрического состава



² Травление проводилось в травителе HF : HBr = 5 : 1 с подсчетом ямок травления.

на осциллирующая временная зависимость интегральной интенсивности квазизапрещенных отражений R_i (рис. 9) [8], характеризующих изменение стехиометрии исследуемых образцов (т. е. перераспределение на уровне точечных дефектов). Период и амплитуда осцилляций уменьшались во времени. Причины возникновения таких долговременных осцилляций изучаются.

Подытоживая результаты проведенной работы, можно перечислить следующие основные факты, наблюдаемые под влиянием обработки нерабочей стороны: снижение (увеличение) в спектрах ФЛ интенсивности линий, связанных с зона-зонной рекомбинацией в зависимости от исходной дислокационной структуры образца, сопровождающееся смещением положения максимума плазменного отражения и характеризующее изменение концентрации свободных носителей, частичное восстановление интенсивности краевой полосы при хранении образцов, которое носило осциллирующий характер; не обратимое увеличение интенсивности длинноволновой полосы в спектрах ФЛ ($I_d = 1,2$ эВ), соответствующей глубоким примесно-дефектным комплексам с участием V_{Ga} ; уменьшение интенсивности экситонных полос люминесценции в ЭС GaAs и возгорание полос, связанных с рекомбинацией на комплексах дефектов, в том числе и дислокационной природы; изменение средней кривизны системы с переходом от практически сферического изгиба для образцов с однородной ячеистой структурой к модулированной (осцилляции с шагом сотни нанометров [5]), усиление латеральной неоднородности деформаций в пленках [5], зарождение ДН в границе раздела пленка — подложка с изменением дефектной структуры пленки; изменение интенсивности полос ФЛ в ЭС InP.

Исследование толщинной зависимости данного эффекта (измерение спектров ФЛ при послойном утонении подложки) показало определяющее влияние на генерацию и/или миграцию собственных точечных дефектов под действием обработки не толщины снятого слоя, а вида воздействия (амплитуды и частоты упругих волн, возникающих в зоне действия абразива). Максимальный эффект наблюдался при шлифовке, минимальный — при химическом травлении.

Все приведенные экспериментальные факты наблюдаются при изменении ансамбля собственных точечных и иных дефектов в процессе обработки образцов с нерабочей стороны (так называемый эффект дальнодействия).

Хотя изменения электронных параметров в пленках под влиянием обработок с обратной стороны невелики и не могут существенно изменять эксплуатационные характеристики изготовленных на них приборов, но они сопровождаются динамическими процессами дефектообразования, нестабильными во времени при эксплуатации. Эти неравновесные процессы должны учитываться и целенаправленно изучаться при разработке технологий изготовления полупроводниковых приборов.

1. Rapid Controlled Thinning of Gallium Arsenide / J. M. O'Connell, E. F. Dvorsky, H. S. Hitler et al. // J. Electrochem. Soc.— 1988.— 135, N 1.— Р. 190—193.
2. О влиянии условий выращивания на распределение рекомбинационных параметров по площади $p-n$ -структур GaAs : Si / В. Ф. Коваленко, Е. А. Криворотов, И. Е. Марончук и др. // Микроэлектроника.— 1979.— 8.— С. 172—176.
3. Распространение точечных дефектов на макроскопические расстояния (эффект дальнодействия) в арсениде галлия, локально имплантированном ускоренными ионами / Е. А. Боброва, В. С. Вавилов, Г. Н. Галкин и др. // Тез. докл. XII Всесоюз. конф. по физике полупроводников.— Киев, 1990.— Т. 1.— С. 75—76.
4. Ленина М. А., Назарова Л. Б., Мелев В. Г. Влияние механической обработки на дефектность арсенида галлия // Поверхность.— 1988.— № 8.— С. 142—144.
5. Влияние метода утонения подложки на распределение деформационных полей в epitаксиальных GaAs структурах / В. П. Кладько, Т. Г. Крыштаб, Г. Н. Семенова и др. // Физика твердого тела.— 1991.— 33, № 11.— С. 3192—3198.
6. Влияние утонения подложки на оптические свойства epitаксиальных слоев арсенида галлия (эффект дальнодействия) // В. П. Кладько, Т. Г. Крыштаб, Ю. С. Клейнфельд и др. // Физика и техника полупроводников. 1992.— 26, вып. 2.— С. 368—372.
7. Эффект дальнодействия в монокристаллах GaAs с различной плотностью дислокаций / В. П. Кладько, Т. Г. Крыштаб, А. В. Свительский, Г. Н. Семенова // Там же.— Вып. 11.— С. 1932—1937.

8. Кладко В. П., Крыштаб Т. Г., Семенова Г. Н. Осциллирующая релаксация эффекта дальнодействия в монокристаллах GaAs // Письма в ЖТФ. — 1992. — 19, № 24. — С. 1—5.
9. Изменение спектров фотолюминесценции эпитаксиальных слоев InP при механической обработке / В. П. Кладко, Т. Г. Крыштаб, Г. Н. Семенова, А. Г. Сенчило // Там же. — 18, № 13. — С. 62—67.
10. Кинетика восстановления люминесцентных свойств монокристаллов GaAs, облученных интенсивным пучком электронов / О. В. Богданович, И. А. Борисов, В. В. Каледин и др. // Квантовая электроника. — 1972. — № 11. — С. 108—110.
11. Влияние упругих волн, возникающих при ионной бомбардировке на структурное совершенство полупроводниковых кристаллов / П. В. Павлов, Ю. А. Семин, В. Д. Скупов и др. // Физика и техника полупроводников. — 1986. — 20, вып. 3. — С. 503—507.
12. Кис А. Е., Соловьев В. Н. Примесные комплексы — генераторы дефектов // Физика твердого тела. — 1980. — 22, № 9. — С. 2575—2577.
13. Теоретическая модель изменения структурных комплексов в полупроводниках после воздействия магнитного поля / В. М. Масловский, С. Н. Постников, И. С. Самсонов и др. // Материалы IV науч.-техн. семинара с международным участием по нетрадиционным технологиям АМО'89 — Бетговград, 1989. — С. 8—23.
14. Knauer A., Zeitzer U., Sprenger R. On the Correlation of Lattice Defects to Huber-Etch Pit Morphologies on (001) Surface of InP // Cryst. Res. Technol. — 1989. — 24, N 12. — P. 1245—1252.
15. Тхорик Ю. А., Хазан Л. С. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетероэпитаксиальных системах. — Киев : Наук. думка, 1983. — 304 с.
16. Матвеева Л. А., Семенова Г. Н. Метод определения пластически деформированного слоя в гетероэпитаксиальных системах // Физ. и хим. обработки материалов. — 1985. — № 5. — С. 111—114.
17. Концевой Ю. А., Литвинов Ю. М., Фаттахов Э. А. Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур. — М. : Радио и связь, 1982. — 240 с.
18. Stolt W., Guimaraes F. E. G., Ploog K. Optical and structural properties of GaAs Grown on (100) Si by Molecular Beam Epitaxy // J. Appl. Phys. — 1988. — 63, N 2. — P. 492—499.
19. Спектры фотолюминесценции арсенида галлия при высоких уровнях легирования некоторыми элементами VI и IV групп таблицы Д. И. Менделеева / Ж. И. Алферов, Д. З. Гарбузов, Е. П. Морозов и др. // Физика и техника полупроводников. — 1967. — 1, вып. 11. — С. 1702—1705.
20. Гличчук К. Д., Лукат К., Прохорович А. В. Влияние внешних воздействий (термообработки, деформации, облучения) на люминесценцию GaAs (обзор) // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. — 1982. — Вып. 1. — С. 30—54.
21. Donor-Cation Vacancy Complex in Si-Doped AlGaAs Grown Metalorganic Chemical Vapor Deposition / T. Oh-hori, H. Itoh, H. Tanaka et al. // J. Appl. Phys. — 1987. — 61, N 9. — P. 4603—4605.
22. Electrical and Optical Properties of Deep Levels in MOVPE Grown GaAs / L. Samuelsson, P. Omling, H. Titze et al. // J. Cryst. Growth. — 1981. — 55, N 1. — P. 164—172.
23. Вакуленко О. В., Новиков Н. Н., Скрышевский В. А. Фотолюминесценция арсенида галлия, легированного теллуром // Физика и техника полупроводников. — 1981. — 15, вып. 5. — С. 1005—1008.
24. Рыжин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. — М. : Физматиз, 1963. — 496 с.
25. Мильвудский М. Г., Освенский В. Б. Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. — М. : Металлургия, 1984. — 256 с.
26. Frank W., Gösele U. A Unifying Interpretation of Dark Line Defects in GaAs and Bright Dislocation Halos in GaP // Physica B. — 1983. — 116, N 3. — P. 420—424.
27. Frank W., Gösele U. The Influence of Intrinsic Defects on the Degradation and Luminescence of GaAs and Other III-V Compounds // Appl. Phys. — 1980. — 23, N 3. — P. 303—309.
28. Hurle D. T. J. Solubility and Point Defect — Dopant Interactions in GaAs — I. Tellurium Doping // J. Phys. Chem. Solids. — 1979. — 40, N 8. — P. 627—637.
29. Investigation of Te-Doped GaAs Annealing Effects by Optical and Channeling — Effect Measurements / I. V. Mitchell, J. W. Mayer, J. K. Kung et al. // J. Appl. Phys. — 1971. — 42, N 10. — P. 3982—3987.
30. Knight J. R., Effer D., Evans P. R. The Preparation of High Purity Gallium Arsenide by Vapour Phase Epitaxial Growth // Solid-State Electron. — 1965. — 8, N 1. — P. 178—180.
31. Кононук Н. Ф., Концевой Ю. А. Измерение параметров полупроводниковых материалов. — М. : Металлургия, 1970. — 432 с.
32. Фотолюминесценция эпитаксиальных слоев арсенида галлия, легированного одновременно серой и оловом / Е. И. Оборина, В. Г. Мелев, Л. П. Пороховиченко и др. // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. — 1986. — 22, № 1. — С. 5—8.
33. Leitch A. W. R., Ehlers H. L. The Characterisation of GaAs and AlGaAs by Photoluminescence // Infrared Phys. — 1988. — 28, N 6. — P. 433—440.
34. Lum W. Y., Wieder H. H. Photoluminescence of Thermally Treated n-Type Si-Doped GaAs // J. Appl. Phys. — 1978. — 49, N 12. — P. 6187—6188.
35. Swaminathan V., Caruso R., Pearton S. J. Photoluminescence from Annealed Semi-insulating GaAs crystals: The 1.360 eV Band // Ibid. — 1988. — 63, N 6. — P. 2164—2167.
36. Фотолюминесценция и электрические свойства ядернолегированного арсенида галлия / Ф. В. Коршунов, Т. А. Прохоренко, И. Ф. Курилович и др. // Докл. АН БССР. — 1987. — 31, № 8. — С. 695—698.

37. Леванюк А. П., Осипов В. В. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников // Успехи физ. наук.— 1981.— 133, № 3.— С. 427—477.
38. Шрайбер И., Лейпнер Г. С. Рекомбинационно-стимулированное движение дислокаций в соединениях A^3B^5 // Квантовая электроника.— 1988.— 15, № 11.— С. 2304—2308.
39. Kim T. S., Lester S. D., Streetman B. G. Observation of Radiative Surface States on InP//J. Appl. Phys.— 1987.— 61, N 5.— P. 2072—2074.
40. Kim T. S., Lester S. D., Streetman B. G. Photoluminescence Study of Heat-Treated InP // Ibid.— N 9.— P. 4598—4602.
41. Lester S. D., Kim T. S., Streetman B. G. A Proposed Mechanism for Radiative Recombination through Surface States on InP // Ibid.— 62, № 7.— P. 2950—2954.
42. Оптические свойства полупроводников : Справочник./ В. И. Гавриленко, А. М. Грехов, Д. В. Корбутяк и др.— Киев : Наук. думка, 1987.— 608 с.
43. Barankova H. Photoluminescence of SSD and LEC Grown InP // Phys. Status Solidi A.— 1982.— 71, N 1.— P. K153—K156.
44. An Experimental Evidence of the Destruction of Complex Defects by Introduction of Dislocations in InP // P. Gall, A. Kallel, N. Lauret et al. // Ibid.— 1986.— 97, N 1.— P. K25—K27.
45. Zozime A., Schräter W. Defect States in Plastically Deformed n -InP // Phil. Mag. B.— 1989.— 60, N 4.— P. 565—573.