

УДК 621.315.592

©1994 г.

## ГЛУБОКИЕ ЦЕНТРЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ АТОМАМИ Ge, В ДВОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ AlGaAs

*В.И.Гнатенко, Т.В.Торчинская*

Институт полупроводников Академии наук Украины,  
252650, Киев, Украина

(Получена 11 сентября 1992 г. Принята к печати 5 апреля 1993 г.)

Исследовались двойные гетероструктуры на основе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , в которых активный  $p$ -слой ( $0 < x < 0.05$ ) легирован германием. В активном слое методом DLTS были обнаружены безызлучательные дырочные ловушки двух типов ( $E_v + 0.26$  эВ и  $E_v + 0.34$  эВ), одна из которых имеет сложную природу. Имеет место пропорциональная зависимость концентрации обнаруженных ловушек от концентрации мелких акцепторов (германия). Кроме того, в спектре электролюминесценции помимо основной полосы излучения ( $h\nu = 1.51 \div 1.55$  эВ при  $T = 77$  К) была обнаружена неосновная полоса излучения ( $h\nu = 0.80 \div 0.85$  эВ при  $T = 77$  К), обусловленная переходами глубокий донор-мелкий акцептор  $\text{Ge}_{\text{As}}$ .

### Введение

Атомы германия широко используются в технологии жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) при получении слоев GaAs и AlGaAs  $p$ -типа проводимости, в которых они, как правило, образуют мелкие акцепторы. (Например, в GaAs энергия ионизации равна  $E_v + 0.038$  эВ [1]).

Если спектр мелких водородоподобных центров, образованных примесями I, II и IV групп, в слоях GaAs и AlGaAs, полученных ЖФЭ, достаточно хорошо известен [2,3], то возникающие при легировании этими же примесями глубокие центры изучены недостаточно. В то же время образование глубоких центров в указанных материалах, особенно при высоких уровнях их легирования (более  $10^{16}$  см $^{-3}$ ), становится существенным и влияет на внутреннюю квантовую эффективность свечения активных слоев светоизлучающих структур. В этой связи было целесообразно изучить спектр глубоких уровней в слоях AlGaAs  $p$ -типа проводимости, легированных в процессе ЖФЭ атомами Ge в значительных концентрациях ( $10^{16} \div 10^{17}$  см $^{-3}$ ), определить параметры образующих их центров и попытаться выяснить физико-химическую природу этих центров.

Глубокие центры изучались в промышленных инфракрасных (ИК) светоизлучающих диодах (СИД)  $n^+p-p^+$ -типа на основе гетероструктур, полученных методом ЖФЭ. Активный слой  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0 < x < 0.05$ ) в различных СИД был легирован атомами Ge до концентрации нескомпенсированных акцепторов  $N_A - N_D = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

В исследованных диодах контролировались мощность излучения  $P$ , электрические характеристики ток-напряжение ( $I-U$ ), емкость-напряжение ( $C-U$ ), мощность излучения-ток ( $P-I$ ) и мощность излучения-напряжение ( $P-U$ ), спектры электролюминесценции (ЭЛ) в диапазоне энергии  $0.6 \div 1.5 \text{ эВ}$  и температур  $80\text{-}300 \text{ К}$ , а также спектры в методе релаксационной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS).

Спектр ЭЛ исследованных СИД при  $77 \text{ К}$  содержал две полосы свечения — основную ( $h\nu = 1.51 \div 1.55 \text{ эВ}$ ) и неосновную ( $h\nu = 0.80 \div 0.85 \text{ эВ}$ ), обусловленные рекомбинацией инжектированных электронов и дырок в активном слое  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (рис. 1). С ростом концентрации нескомпенсированных акцепторов ( $N_A - N_D$ ) в активном слое мощность излучения СИД возрастала, при этом также увеличивалась относительная интенсивность свечения неосновной полосы по отношению к основной, а ее спектральный максимум смещался в область больших энергий (рис. 1). Исследование термического гашения неосновной полосы показало, что ее интенсивность снижается при увеличении температуры, энергия активации процесса составляет  $\sim 0.04 \text{ эВ}$ .

Прямая ветвь ВАХ СИД содержала три участка, соответствующие туннельному току ( $I \approx I_0 \exp(\alpha U)$ , где  $\alpha = 10 \text{ В}^{-1}$  и не зависит от температуры), рекомбинационному току ( $I = I_0 \exp(eU/nkT)$ ,  $n = 2$ ), а также области ограничения тока последовательным сопротивлением. Обратная ветвь ВАХ содержала два участка — первый, соответствующий токам утечки ( $I \sim U^k$ , где  $k = 2.5$ ), и второй, характеризующийся резким возрастанием тока вследствие наступления лавинного пробоя  $p-n$ -перехода. С ростом концентрации нескомпенсированных акцепторов ( $N_A - N_D$ ) в активном слое величина обратного тока при

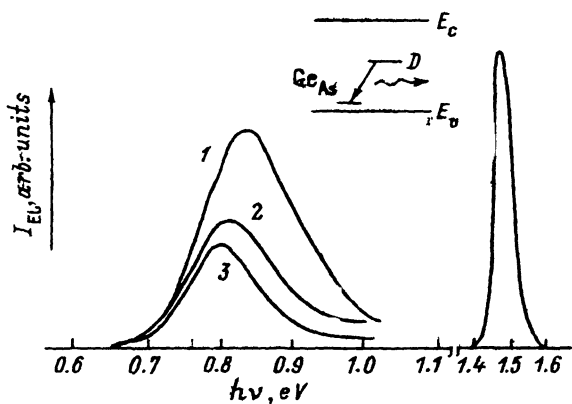


Рис. 1. Спектры электролюминесценции  $I_{EL}$  исследуемых СИД.  $T = 77 \text{ К}$ . ( $N_A - N_D$ ),  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 9, 2 — 4, 3 — 2. На вставке — излучательный переход на донорно-акцепторном центре.

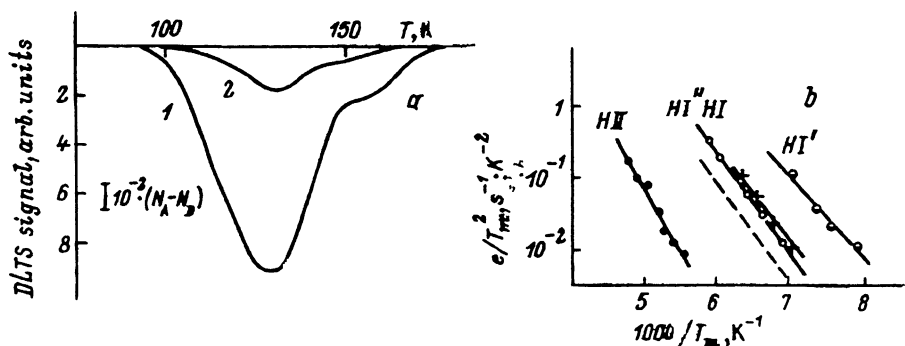
**Таблица 1.** Параметры центров, определенные из температурных зависимостей скорости термоэмиссии носителей

Центр	Энергия $E_a + E_\sigma, \text{эВ}$	Сечение захвата $\sigma, \text{см}^2$	Концентрация $N_{DC}, \text{см}^{-3}$
HI	0.25	$1.4 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{15} \div 2 \cdot 10^{16}$
III	0.34	$2 \cdot 10^{-14}$	$1.5 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{15}$

фиксированных напряжениях возрастала. При этом для обратной ветви ВАХ увеличивался наклон зависимости  $\ln I = k \ln U$  (значение  $k$  возрастало от 2.5 до 4.0), что свидетельствует о росте токов утечки через диод.

В спектрах DLTS исследованных СИД обнаружены два пика, соответствующие двум типам глубоких центров (HI и III) в активном слое  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , являющиеся ловушками для основных носителей (дырок) (рис. 2, а). Параметры центров, определенные из температурных зависимостей скорости термоэмиссии носителей с этих центров (рис. 2, б), приведены в табл. 1. Для выяснения возможного влияния электрического поля в  $p$ - $n$ -переходе на параметры центров исследования DLTS-сигнала проводились при различных напряжениях обратного смещения на диоде (рис. 3). Как видно из рис. 3, не наблюдалось изменения энергии ионизации центров при увеличении напряженности электрического поля в области  $p$ - $n$ -перехода, т.е. для них не характерен эффект Пула-Френкеля.

Центры HI и III являются центрами рекомбинации, о чем свидетельствует уменьшение их DLTS-сигнала при измерениях в режиме с инжекцией (рис. 2, а, кривая 2). Для выяснения возможной связи процесса образования центров HI и III с присутствием в кристаллической решетке легирующей примеси (Ge) исследовалась зависимость их концентрации  $N_{DC}$  от концентрации некомпенсированных акцепторов ( $N_A - N_D$ ) в активном  $p$ -слое СИД (рис. 4). Как видно из рис. 4, концентрации центров HI и III возрастают прямо пропорционально увеличению ( $N_A - N_D$ ).



**Рис. 2.** а — типичные спектры DLTS исследуемых СИД в режимах без инжекции (1) и с инжекцией (2);  $\tau = 3.127 \text{ мс}$ . б — зависимости Аррениуса, полученные из спектров DLTS исследуемых СИД (точки и сплошные линии) и из литературы (штриховая линия).

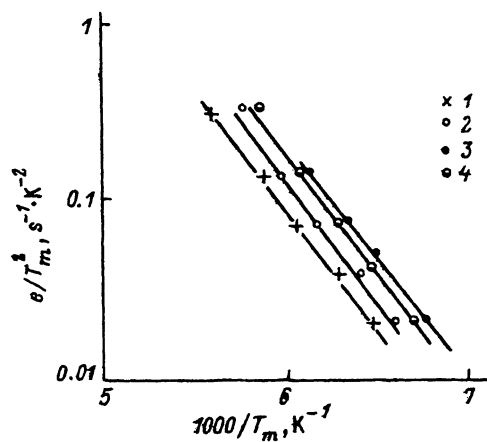


Рис. 3. Зависимости Аррениуса, полученные из спектров DLTS исследуемых СИД, при различных обратных смещениях  $U$ , В: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6.

Заполнение центров осуществляется при  $U = 0$  В.

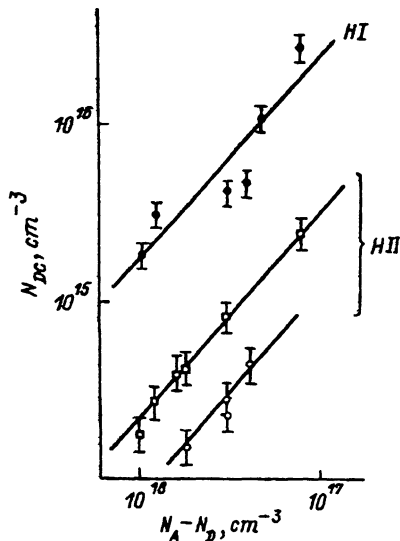


Рис. 4. Зависимость концентрации глубоких центров от концентрации нескомпенсированных акцепторов для разных СИД.

### Обсуждение полученных результатов

Анализ представленных экспериментальных результатов показывает, что при увеличении в активном слое  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  концентрации мелких акцепторов  $\text{Ge}_{\text{As}}$  увеличивается концентрация глубоких центров  $NI$  и  $II$  и центров свечения, ответственных за полосу  $0.80 \div 0.85$  эВ. Смещение полосы в область больших энергий при увеличении  $(N_A - N_D)$  свидетельствует о ее донорно-акцепторной природе. Принимая во внимание величину энергии активации процесса термического гашения этой полосы ( $0.04$  эВ), которая оказалась близка к энергии ионизации мелкого акцептора  $\text{Ge}_{\text{As}}$  ( $0.038$  эВ [1]), можно думать, что в состав донорно-акцепторного центра свечения входит мелкий акцептор  $\text{Ge}_{\text{As}}$  и некоторый глубокий донор (рис. 1). Энергетическое положение донора было оценено из положения максимума полосы и ее смещения с ростом  $(N_A - N_D)$  и оказалось равным  $E_c - 0.7$  эВ. Указанное значение характерно для собственных дефектов, по-видимому,  $\text{As}_{\text{Ga}}$ , в слоях  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0 < x < 0.05$ ), полученных ЖФЭ [4].

Для выяснения физико-химической природы дефектов  $NI$  и  $II$  было целесообразно сравнить их параметры с известными из литературы параметрами глубоких центров в кристаллах  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0 < x < 0.05$ ). Наиболее полное исследование глубоких центров в  $p$ -кристаллах  $\text{GaAs}$  представлено в работах [5–8]. Например, в [7] обнаружено пять дырочных ловушек в кристаллах  $\text{GaAs}:\text{Cd}$  с энергиями ионизации  $0.18, 0.30, 0.42, 0.58$  и  $0.78$  эВ. Центры, ответственные за энергетические уровни  $E_v + 0.42, E_v + 0.58$  и  $E_v + 0.78$  эВ, авторы связывают с дефектами, включающими  $\text{Cu}, \text{Fe}$  и  $\text{St}$  соответственно. Центр, харак-

теризующийся уровнем  $E_v + 0.31$  эВ, близок по параметрам к дефекту  $HI$ , обнаруженному в настоящей работе (см. табл. 1 и рис. 2, б). Однако для центра  $E_v + 0.31$  эВ, в отличие от  $HI$ , характерно уменьшение энергии ионизации до 0.28 эВ с ростом напряжения импульса заполнения от 0.5 до 4.0 В. Близкий по параметрам к  $HI$  дефект ( $E_v + 0.28$  эВ) был обнаружен и в кристаллах GaAs, легированных Zn [8]. По мнению авторов [7,8], указанные дефекты связаны с присутствием в кристаллах GaAs легко диффундирующих мелких примесей Cd и Zn.

Отсутствие для дефекта  $HI$ , обнаруженного в настоящей работе, зависимости энергии ионизации центра от электрического поля в  $p$ - $n$ -переходе свидетельствует скорее всего о несколько иной его природе. Кроме того, если величина сечения захвата дырок  $\sigma$  дефектом  $HI$  зависит от температуры [ $\sigma = \sigma_0 \exp(-E_\sigma/kT)$ ,  $E_\sigma \neq 0$ ], что характерно для многофононной безызлучательной рекомбинации [9], то оцененное по кривым Аррениуса его энергетическое положение  $E_a$  не соответствует действительному значению энергии ионизации. При этом обнаруженное на рис. 2, б совпадение наклонов известной из литературы и экспериментальной кривых может не свидетельствовать об идентичности уровней.

Действительно, рост величины пика DLTS с возрастанием температуры в максимуме при постоянной длительности импульса заполнения  $t_p = 0.5$  мс и изменении величины «окна эмиссии»  $\tau$  от 100 мкс до 10 мс свидетельствует, очевидно, об увеличении с температурой сечения захвата носителей на дефект  $HI$ . При этом важно было убедиться также в том, что DLTS-сигнал вблизи максимума формируется вследствие перезарядки одного центра с экспоненциальной кинетикой процесса. Последнее проверялось посредством изменения при регистрации спектров DLTS отношения  $t_2/t_1$ , входящего в величину  $\tau = (t_2 - t_1) / \ln(t_2/t_1)$ , от 2 до 10 при сохранении неизменным  $\tau$ . При этом максимум пика DLTS, связанного с центром  $HI$ , не смещался, что подтверждает экспоненциальную кинетику релаксации емкости при перезарядке данного дефекта.

Существенно, однако, что оценка параметров центра  $HI$  из теоретического анализа формы пика DLTS по методу [10] дала другие значения,

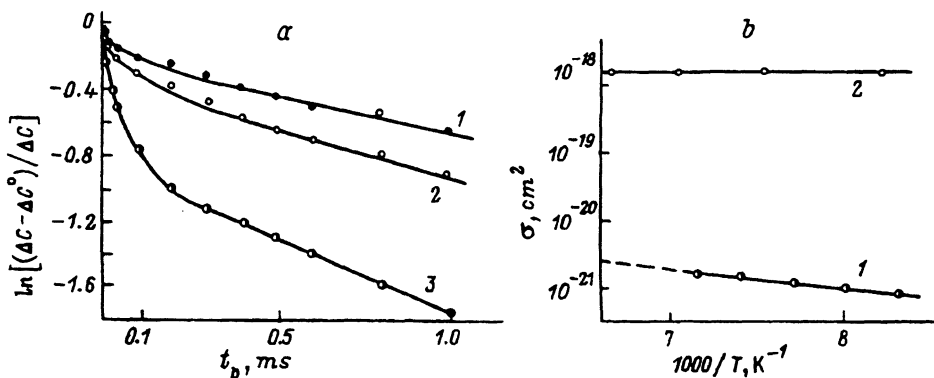


Рис. 5. а — зависимость относительного изменения заполнения глубоких центров  $HI$  от длительности импульсов заполнения  $t_p$  при температурах  $p$ - $n$ -перехода  $T$ , К: 1 — 115, 2 — 125, 3 — 140. б — температурные зависимости сечений захвата основных носителей на уровни  $HI'$  (1) и  $HI''$  (2).

Таблица 2. Параметры центров  $HI'$  и  $HI''$ , образующих полюсу  $HI$  в спектре DLTS.

Центр	$E_a, \text{эВ}$	$\sigma_0, \text{см}^2$	$E_\sigma, \text{эВ}$
$HI'$	0.19	$7 \cdot 10^{-18}$	0.07
$HI''$	0.35	$1.5 \cdot 10^{-18}$	< 0.01

а именно  $E_a + E_\sigma = 0.136 \text{эВ}$  и  $\sigma_0 = 4.3 \cdot 10^{-18} \text{см}^2$ . В этом случае путем численного варьирования параметров  $E_a + E_\sigma$  и  $\sigma_0$  достигалось максимальное соответствие расчетного спектра DLTS экспериментальному путем минимизации посредством алгоритма Нелдера средней разности величин расчетного и экспериментального DLTS-сигналов. Обнаруженное различие в параметрах дефекта  $HI$ , оцененное различными методами, указывало на то, что, по-видимому, в данном случае имеет место более сложная экспериментальная ситуация.

Для выяснения реальных значений параметров  $E_a$ ,  $\sigma_0$  и  $E_\sigma$ , характеризующих дефект  $HI$ , исследовалась зависимость спектров DLTS-сигнала, связанного с дефектом  $HI$ , от длительности импульса заполнения  $t_p$ . Известно [11], что степень заполнения ловушки для основных носителей (дырок)  $p_t = P_t/N_t$ , где  $N_t$  — полная концентрация ловушек данного типа (в данном случае дырочных ловушек),  $p_t$  — концентрация заполненных дырочных ловушек, определяется соотношением вида

$$P_t = 1 - \exp(-c_p p t_p),$$

где  $c_p$  — скорость заполнения ловушки,  $p$  — концентрация дырок в исследуемом слое  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0 < x < 0.05$ ),  $t_p$  — длительность импульса заполнения. При этом соответствующий сигнал DLTS можно представить в виде

$$\Delta C = \Delta C^0 \left[ \exp(-et_2) - \exp(et_1) \right],$$

где  $\Delta C^0 = \Delta C^{\max} [1 - \exp(-c_p p t_p)] = \Delta C^{\max} P_t$ , а  $\Delta C^{\max}$  есть максимальное изменение емкости  $p$ - $n$ -перехода в конечный момент импульса заполнения при  $t_p \rightarrow \infty$ .

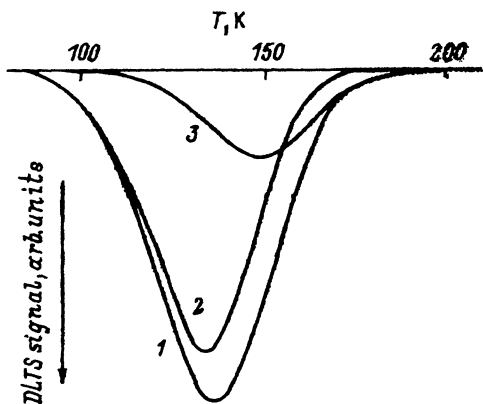


Рис. 6. Разложение пика  $HI$  в спектре DLTS (1) на составляющие, соответствующие термоэмиссии носителей с глубоких центров  $HI'$  (2) и  $HI''$  (3).

Поэтому, исследуя зависимость  $\ln[(\Delta C - \Delta C^0)/\Delta C]$  от длительно-сти импульса заполнения  $t_p$  при различных температурах, можно опре-делить величину  $c_p p$  и, соответственно,  $\sigma_0$  и  $E_\sigma$ . Указанные зависимо-сти для пика DLTS, связанного с уровнем  $HI$ , приведены на рис. 5,а. Как видно из рис. 5,а, данный пик обусловлен термоионизацией двух уровней ( $HI'$  и  $HI''$ ), характеризующихся существенно различными сечениями захвата основных носителей, а также различными темпе-ратурными зависимостями этих сечений (рис. 5,б). Измерения спек-тров DLTS при малых значениях  $t_p$  (до 10 мкс) и больших значениях  $t_p$  (больше 1 мс) (рис. 2,б) позволили определить параметры каждого из центров в отдельности (см. табл. 2 и рис. 2,б). При этом величина сечения захвата носителей центром  $HI''$  (энергия ионизации 0.31 эВ) практически не зависела от температуры (рис. 5,б), в то время как сечение захвата носителей центром  $HI'$  характеризовалось зависимо-стью  $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-E_\sigma/kT)$ , где  $\sigma_0 = 7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а  $E_\sigma = 0.070 \text{ эВ}$ . Величина энергии ионизации центра  $HI'$  составляет 0.19 эВ. Соот-ветствующие пики DLTS, полученные в результате математического разложения сложного пика  $HI$  на элементарные составляющие, и по-казаны на рис. 6. Полученные параметры центров  $HI'$  и  $HI''$  приведены в табл. 2.

Суммируя полученные результаты, можно заключить, что в слое  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0 < x < 0.05$ ), легированным Ge, полученном методом ЖФЭ, существуют четыре типа центров, концентрация которых воз-растает при увеличении концентрации легирующей примеси германия. Центр свечения, ответственный за полосу 0.80÷0.85 эВ, представляет собой донорно-акцепторную пару, содержащую мелкий акцептор  $\text{Ge}_{\text{As}}$  и глубокий донор, по-видимому,  $\text{As}_{\text{Ga}}$ . Три других центра ( $HI'$ ,  $HI''$  и  $HI$ ) — ловушки для основных носителей (дырок) — играют в решетке роль центров безызлучательной рекомбинации и представляют собой, по-видимому, комплексы, содержащие атомы Ge.

### Список литературы

- [1] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп* (М., Мир, 1967).
- [2] А. Берг, П. Дин. *Светодиоды* (М., Мир, 1979).
- [3] Л.М. Коган. *Полупроводниковые светоизлучающие диоды* (М., Энергоиздат, 1983).
- [4] *Точечные дефекты в твердых телах, сб. статей* (М., Мир, 1979).
- [5] A. Mercat, D. Bois. *Inst. Phys. Conf. Ser.* 46, ch. 1, 82 (1979).
- [6] G.F. Neumark, K. Kosai. *Deep Levels in Wide-Band III-V Semiconductors* (Philips Laboratories, N.Y.) ch. 1 [Reprint from *Semicond. Semimet.*, 19 (1983)].
- [7] P.J. Wang, T.F. Kuech, M.A. Tishler, P. Mooney, G. Scilla, F. Cardone. *J. Appl. Phys.*, 64, 4975 (1988).
- [8] F.D. Auret, M. Nel. *Appl. Phys. Lett.*, 48, 130 (1986).
- [9] C.H. Henry, D.V. Lang. *Phys. Rev. B*, 15, 989 (1977).
- [10] И.Н. Белокурова, О.В. Третяк, С.И. Шаховцева, М.М. Шварц, А.А. Шматов. *ФТП*, 23, 1869 (1989).
- [11] F. Poulin, J.C. Bourgoin. *Phys. Rev. B*, 26, 6788 (1982).

Редактор Л.В. Шаронова

# Deep Centers Related to Germanium Atoms in Double AlGaAs-Based Heterostructures

*V.I.Gnatenko and T.V.Torchinskaya*

Institute of Semiconductors of the Academy of Sciences of Ukraine, 252650, Kiev, The Ukraine

---