

***U*-пик в спектрах DLTS *n*-GaAs, облученного быстрыми нейтронами и протонами (65 МэВ)**

© В.Н. Брудный, В.В. Пешев*[†]

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,
634050 Томск, Россия

*Томский политехнический университет,
634034 Томск, Россия

(Получена 23 апреля 2002 г. Принята к печати 22 мая 2002 г.)

Исследована причина появления широкой *U*-полосы в спектрах, полученных методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) *n*-GaAs, облученного протонами (65 МэВ) и быстрыми нейтронами. Показано, что данная полоса предположительно является суперпозицией двух пиков, сформированных известными в GaAs дефектами *P2* и *P3* в пределах скоплений дефектов. Проведены расчеты спектров DLTS с учетом неоднородного распределения этих дефектов в образце и встроенных электрических полей, обусловленных этими неоднородностями.

1. Введение

Известно, что при облучении GaAs *n*-типа проводимости ионами или быстрыми нейтронами в спектрах DLTS (deep level transient spectroscopy) в температурной области 250–350 К, характерной для проявления пиков *E4* и *E5* в образцах, облученных гамма-квантами и электронами 1–2 МэВ, наблюдается широкий пик, получивший в литературе название *U*-полосы. Этот пик предположительно связывают с присутствием в таких образцах плотных скоплений (кластеров) точечных дефектов [1]. Предпринимались попытки связать данный пик с anti-site дефектом типа As_{Ga} радиационного происхождения, подобным ростовому центру *EL2* в GaAs с энергией $E_c = (0.75–0.82)$ эВ. Действительно, измерения электронного парамагнитного резонанса фиксируют эффективную генерацию такого дефекта при облучении GaAs [2], в то время как спектры DLTS не отмечают увеличения интенсивности полосы, соответствующей центру *EL2*. Поэтому было предположено, что радиационный дефект As_{Ga} при ионном и нейтронном облучениях формируется в области плотного кластера дефектов. При этом вблизи него образуется неизвестный дефект *X* с более мелким энергетическим уровнем. В этом случае эмиссия электрона с уровня As_{Ga} в зону проводимости происходит через уровень дефекта *X*, что предположительно приводит к сдвигу соответствующего пика DLTS в низкотемпературную область спектра [3]. Действительно, в результате изохронного отжига облученных образцов наблюдалось смещение *U*-пика в область высоких температур и некоторое увеличение интенсивности пика *EL2* по сравнению с его исходным (до облучения) значением в спектрах DLTS, что связывалось с аннигиляцией дефекта *X*. Однако последующие специальные исследования данной проблемы не подтвердили эти предположения [4]. Было также отмечено на образцах GaAs *n*-типа проводимости, облученных нейтронами,

что уменьшение амплитуды заполняющего импульса U_p (при неизменном напряжении смещения U_b) сдвигает максимум *U*-пика в высокотемпературную область спектра. Это явление было приписано аномально сильному влиянию напряженности внешнего приложенного электрического поля на скорость эмиссии электронов с ловушек, формирующих *U*-полосу [5]. Поэтому авторы данной работы предложили оценивать „истинное“ положение *U*-пика, экстраполируя напряженность внешнего электрического поля к нулю.

2. Результаты исследований и их обсуждение

В данной работе развивается предположение о том, что *U*-полоса связана с уже известными точечными дефектами, характерными для спектров DLTS GaAs, облученного электронами 1–2 МэВ или гамма-квантами, но расположенными в кластере дефектов в случае облучения ионами или быстрыми нейтронами. Тогда можно ожидать, что особенности данной полосы обусловлены тем, что эмиссия электронов с этих дефектов происходит в области неоднородного электрического поля, сформированного на границе раздела кластер–(кристаллическая матрица). Действительно, поскольку уровень Ферми в облученном GaAs стабилизируется в предельном (стационарном) положении вблизи $F_{lim} = E_v + 0.6$ эВ [6], между кластером дефектов и матрицей кристалла возникает контактная разность потенциалов $\varphi_c = (E_g - F_{lim} - F_0)/q$, которая приводит к образованию области пространственного заряда (ОПЗ) на границе раздела (кластер дефектов)–кристалл. Здесь E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, F_0 — уровень Ферми, задаваемый легированием исходного материала, q — заряд электрона.

С целью выяснения причин, обуславливающих форму и температурное положение *U*-полосы, изучалось влияние длительности t_p и амплитуды U_p заполняющего

[†] E-mail: peshev@mail2000.ru
Факс: (3822)415269

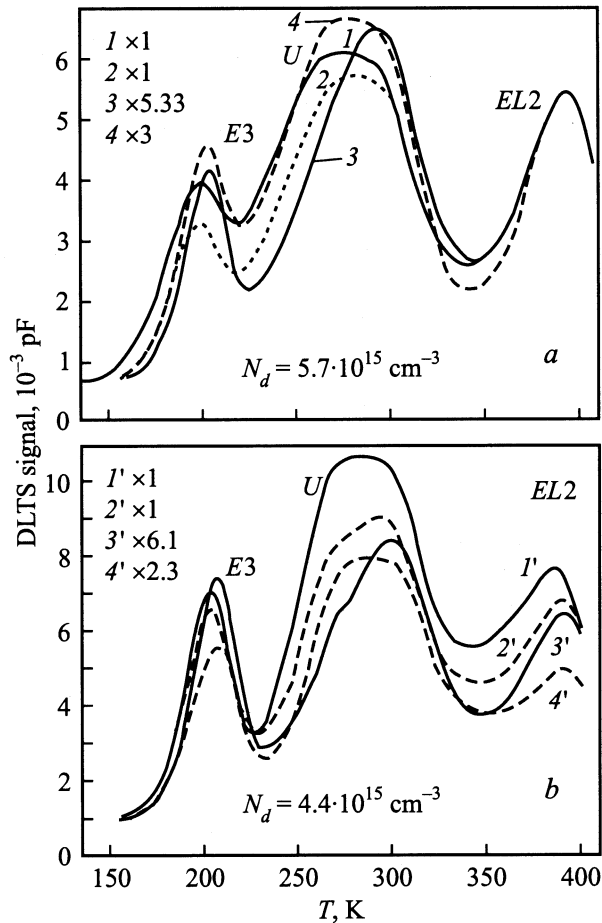


Рис. 1. Спектры DLTS *n*-GaAs, облученного быстрыми нейтронами (доза $D = 6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) (а) и протонами ($D = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, 65 МэВ) (б). Режимы измерения: 1, 1' — $U_b = U_p = 6 \text{ В}$, $t_p = 20 \text{ мкс}$ (режим почти полного заполнения ловушек *U*-полосы); 2, 2' — $U_b = U_p = 6 \text{ В}$, $t_p = 2 \text{ мкс}$ (режим неполного заполнения); 3, 3' — $U_b = 6 \text{ В}$, $U_p = 2 \text{ В}$, $t_p = 2 \text{ мкс}$ (режим с еще меньшей степенью заполнения); 4, 4' — $U_b = 6 \text{ В}$, $U_p = 2 \text{ В}$, при длительном импульсе t_p , мкс: 4 — 300, 4' — 100 (режим почти полного заполнения). Временное окно: $t_1/t_2 = 2 \cdot 10^{-3}/10^{-2} \text{ с/с}$.

импульса на форму *U*-пика в GaAs *n*-типа проводимости, облученном нейтронами импульсного реактора ($\sim 1 \text{ МэВ}$) и протонами циклотрона (65 МэВ). Проводился изохронный отжиг облученных образцов как с приложением напряжения обратного смещения, так и без него. С учетом неоднородного распределения дефектов и наличия встроенных электрических полей, обусловленных этими неоднородностями, были выполнены расчеты спектров DLTS таких образцов.

Измерение спектров DLTS проводилось на структурах Au-Ti-*n*-GaAs-*n*⁺-GaAs-*n*⁺⁺-GaAs, где $n = (3-6) \cdot 10^{15}$, $n^+ \approx 2 \cdot 10^{17}$, $n^{++} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Исследуемая *n*-область содержала ростовые дефекты типа EL2 и EL3, концентрации которых составляли около $(5-8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\lesssim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ соответ-

ственно. Облучение структур приводило к появлению в спектрах DLTS известных пиков E2 ($E_c - 0.16 \text{ эВ}$) и E3 ($E_c - 0.38 \text{ эВ}$) и широкого пика в температурной области 250–350 К, известного как *U*-полоса, (рис. 1, а, б).

Из рис. 1, а, б следует, что уменьшение длительности заполняющего импульса от 20 (кривые 1, 1') до 2 мкс (кривые 2, 2'), при неизменном $U_p = 6 \text{ В}$, перемещает максимум *U*-пика в высокотемпературную область, причем это перемещение обусловлено главным образом искажением формы пика за счет уменьшения величины сигнала DLTS на низкотемпературном плече *U*-полосы. Это указывает на то, что ловушки, формирующие низкотемпературный край *U*-полосы, имеют меньшее значение сечения захвата, чем ловушки, ответственные за высокотемпературный край этой полосы. При этом уменьшение амплитуды заполняющего импульса U_p от 6 до 2 В (при $t_p = 2 \text{ мкс}$) приводит к дальнейшему перемещению максимума данной полосы в высокотемпературную область за счет аналогичного искажения ее формы (кривые 3, 3'). Предположительно это связано с тем, что уменьшение амплитуды U_p заполняющего импульса вызывает рост отношения $\lambda/(W_1 - W_0)$. Здесь W_0 и W_1 — длины обедненного слоя во время действия заполняющего импульса и без него, λ — расстояние между границей обедненного слоя и точкой пересечения квазиуровня Ферми для электронов с уровнем глубокой ловушки. Это приводит к увеличению вклада ловушек с медленным заполнением в общее количество ловушек в зондируемой области [7]. В связи с этим уменьшается вклад в сигнал DLTS от ловушек с меньшим сечением захвата (низкотемпературный край *U*-пика), что и приводит к изменению формы *U*-пика.

Для уточнения причины смещения максимума *U*-пика в низкотемпературную область при уменьшении значения U_p был измерен спектр DLTS при $U_p = 2 \text{ В}$, но при увеличенной длительности заполняющего импульса $t_p = 300 \text{ мкс}$ (кривая 4) и 100 мкс (4'). Увеличение t_p практически восстанавливает температурное положение максимума *U*-пика и его форму. Отсюда следует, что основной причиной смещения максимума *U*-пика при уменьшении величины U_p (при $t_p = \text{const}$) является неполное заполнение ловушек, формирующих низкотемпературный край *U*-полосы за время длительности импульса t_p . Это указывает на то, что в отличие от предположений авторов [5] скорость эмиссии электронов с ловушек, формирующих *U*-полосу, практически не зависит от напряженности приложенного внешнего электрического поля. Поэтому можно предположить, что эмиссия электронов с уровней *U*-полосы уже осуществляется в сильных встроенных неоднородных электрических полях, сформированных на границе раздела (кластер дефектов)–(матрица полупроводника). В этом случае скорости эмиссии электронов с ловушек, расположенных в ОПЗ, сильно изменяются предположительно за счет эффекта Пула–Френкеля, что может приводить к существенному уширению пика DLTS в низкотемпературную область [8].

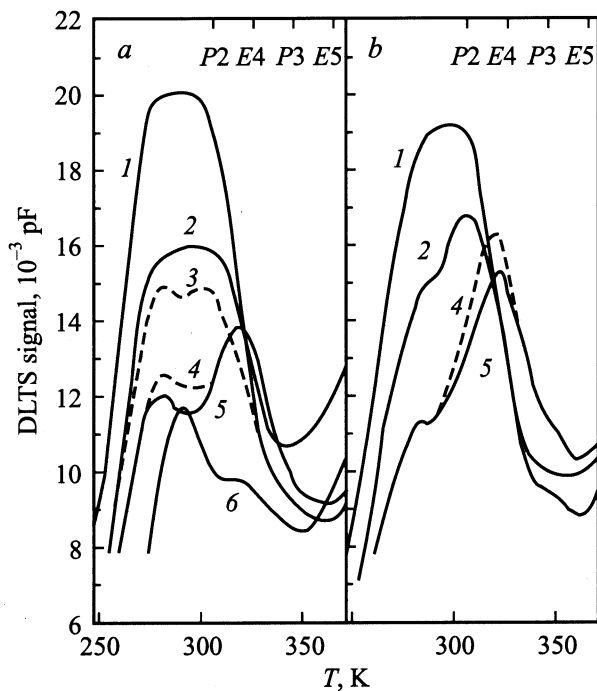


Рис. 2. Спектры *U*-полосы *n*-GaAs: 1 — после облучения протонами ($6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, 65 МэВ); 2 — после изохронного отжига (5 мин) с $U = 0 \text{ В}$ (рис. *a*) и $U = 15 \text{ В}$ (рис. *b*) при температурах отжига, °С: 2 — 250, 3 — 275, 4 — 325, 5 — 375, 6 — 500. Временное окно: $t_1/t_2 = 2 \cdot 10^{-3}/10^{-2} \text{ с/с}$.

Эксперименты показывают, что в нейтронно-облученных образцах *U*-пик частично разрешается на два пика при последующем отжиге [5,9], а на протонно-облученном материале такое разрешение достигается без отжига при использовании режима неполного заполнения ловушек (рис. 1, *b*, кривые 2', 3'). Это позволяет предположить, что *U*-полоса сформирована двумя типами дефектов, возможно уже известными в облученном *n*-GaAs. При этом форма этих пиков и их температурное положение сильно искажены тем, что эмиссия электронов с этих ловушек в зону проводимости происходит в области встроенных неоднородных электрических полей, создаваемых скоплениями дефектов.

В результате частичного изохронного отжига уменьшение плотности дефектов в скоплении будет приводить к уменьшению величины φ_c и, следовательно, к уменьшению напряженности встроенного электрического поля. Поэтому при увеличении температуры изохронного отжига, соответствующей распаду кластера, форма и температурное положение каждого из пиков, предположительно формирующих *U*-полосу, будут стремиться к своим „истинным“ значениям, характерным для изолированных дефектов. В результате анализа этих пиков при предельно возможных температурах отжига и определения параметров дефектов, формирующих *U*-пик, можно их идентифицировать.

На рис. 2, *a, b* приведены спектры DLTS в области *U*-полосы для образцов, облученных протонами (65 МэВ), отожженных изохронно без приложения напряжения обратного смещения (рис. 2, *a*) и с приложением обратного смещения величиной $U = 15 \text{ В}$ (рис. 2, *b*). В верхней части рисунков показано положение максимумов пиков DLTS для хорошо известных центров *E4*, *E5*, *P2* и *P3* в *n*-GaAs, облученном электронами с энергией 1 МэВ [10]. Из рис. 2 следует, что с увеличением температуры отжига *U*-пик изменяет свою форму, смещается в высокотемпературную область и частично разрешается на два субпика, относительный вклад которых в формирование *U*-полосы сильно зависит от условий отжига. Это позволяет выделить эти пики и оценить их параметры, изменяя условия изохронного отжига. Из анализа этих субпиков (обозначенных далее как пики *P2'* и *P3'*), полученных после отжига облученных образцов до температур $T = 500^\circ\text{C}$ при $U = 0$ (пик *P2'*) и до $T = 325^\circ\text{C}$ при $U = 15 \text{ В}$ (пик *P3'*), оценены их параметры: $E_{na} = 0.48 \text{ эВ}$, $\sigma_{na} = 2.2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ и $E_{na} = 0.68 \text{ эВ}$, $\sigma_{na} = 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ соответственно. По мере увеличения температуры отжига эти оценочные величины приближаются к параметрам известных центров *P2* ($E_c - 0.5 \text{ эВ}$; $1.4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$) и *P3* ($E_c - 0.72 \text{ эВ}$; $1.4 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$), наблюдавшихся в облученном электронами (1 МэВ) и гамма-квантами *n*-GaAs [10].

На основе полученного ранее аналитического выражения для описания спектров DLTS образцов, содержащих кластеры радиационных дефектов [8], численно описана форма *U*-полосы как комбинация двух известных пиков *P2* и *P3*:

$$R(T) \approx \frac{\bar{N}_T C (W_1^2 - W_0^2)}{2N_d W_1^2 \sigma^2} \int_{r_0}^{3\sigma} r \exp(-r^2/2\sigma) \times [\exp(-\alpha(r)t_1) - \exp(-\alpha(r)t_2)] dr. \quad (1)$$

Здесь t_1 и t_2 — времена стробирования релаксации емкости, задающие „окно скоростей“; T — температура образца; C — емкость барьера Шоттки при отсутствии заполняющего импульса, \bar{N}_T — макроскопическая концентрация ловушек, формирующих *U*-полосу, α — скорость эмиссии электронов из ловушек в зону проводимости, r_0 — радиус сферической поверхности кластера, на которой уровень Ферми F пересекает уровень глубокой ловушки, σ — дисперсия нормального распределения центров *P2* и *P3* в ОПЗ кластера. Величины W_0 , W_1 , C связаны известными соотношениями с концентрацией свободных носителей N_d в матрице полупроводника, а также с напряжением U , приложенным к диоду, и контактной разностью потенциалов барьера Шоттки. При оценках параметров кластера использованы его характеристики из работы [11]. При этом предполагалось, что дефекты в ОПЗ распределены по нормальному закону с дисперсией σ , значение которой оценивалось путем регрессионного анализа экспериментальных спектров

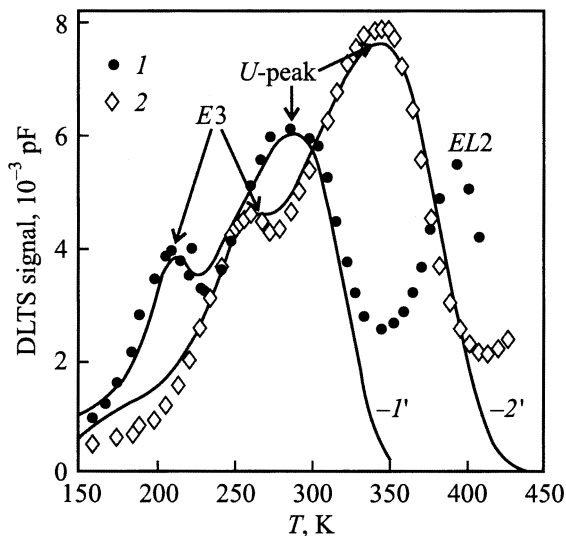


Рис. 3. Экспериментальные (точки 1, 2) и расчетные (сплошные кривые 1', 2') спектры DLTS n -GaAs ($N_d = 5.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), облученного быстрыми нейтронами ($6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), для временных окон $t_1/t_2 = 2 \cdot 10^{-3}/10^{-2} \text{ с/с}$ (1, 1') и $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5}/2 \cdot 10^{-4} \text{ с/с}$ (2, 2') и параметра дисперсии $\sigma = 250 \text{ \AA}$.

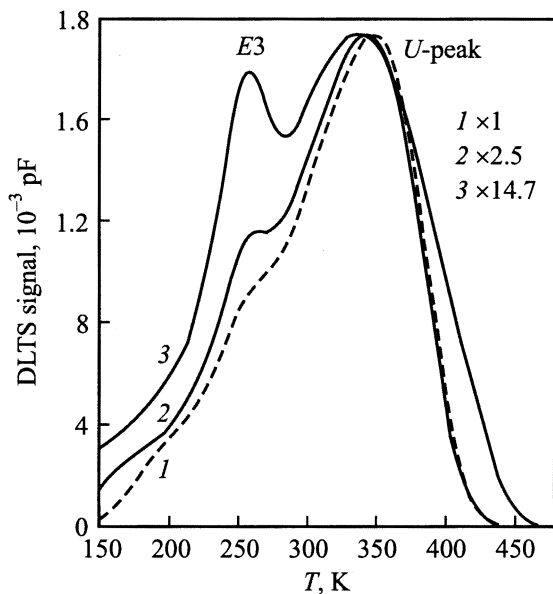


Рис. 4. Расчетные спектры DLTS для n -GaAs с различным исходным уровнем легирования: 1 — 10^{15} , 2 — $5.5 \cdot 10^{15}$, 3 — 10^{17} см^{-3} , облученного быстрыми нейтронами (доза $D = 6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Временное окно $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5}/2 \cdot 10^{-4} \text{ с/с}$ и параметр дисперсии $\sigma = 250 \text{ \AA}$.

DLTS с учетом известных „электрических“ размеров кластера в модели протекания [11].

Расчитанный в соответствии с выражением (1) спектр (сплошная кривая 1' на рис. 3) удовлетворительно совпадает с формой экспериментально измеренного U -пика (точки 1) для n -GaAs, облученного быстрыми

нейтронами (рис. 3). В соответствии с выражением (1) с увеличением окна скоростей пики должны сдвигаться в область более высоких температур, при этом этот сдвиг должен сопровождаться изменением их формы и высоты. Представленные на рис. 3 экспериментальный (2) и расчетный (2') спектры, полученные при временном окне $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5}/2 \cdot 10^{-4} \text{ с/с}$, показывают неплохое совпадение эксперимента и расчета, что свидетельствует о корректности выражения (1). Результаты расчета (рис. 4) также подтверждают экспериментальные данные об увеличении полуширины U -полосы главным образом за счет увеличения вклада ее низкотемпературного края с ростом уровня легирования материала [12].

3. Заключение

Известно, что в температурной области 250–350 К в спектрах DLTS образцов n -GaAs, облученных вблизи 300 К электронами с энергией 1–2 МэВ или гамма-квантами, доминируют пики ловушек $E4$ и $E5$, которые „маскируют“ дефекты $P2$ и $P3$. Только после отжига облученных образцов вблизи 200°C или высокотемпературного облучения, когда дефекты $E4$ и $E5$ исчезают, появляются пики, соответствующие ловушкам $P2$ и $P3$ [10]. При этом вклад P -ловушек составляет менее 5% от общей доли наблюдаемых радиационных дефектов, но он возрастает до 10% в случае облучения n -GaAs протонами (5 МэВ) [13]. Поэтому следует ожидать увеличения вклада P -дефектов в общее дефектообразование в образцах GaAs, облученных высокоэнергетическими протонами (65 МэВ) и быстрыми нейтронами. В таких образцах после их прогрева вблизи 200°C дефекты типа $E4$ и $E5$ устраняются, что приводит к некоторой трансформации формы и интенсивности U -полосы (рис. 2). При этом, согласно данным рис. 2, вклад P -дефектов в формирование этой полосы составляет около 70%. Предположительно, P -ловушки являются более сложными дефектами, по сравнению с E -ловушками, которые обычно связывают с дефектами в подрешетке As [10]. Возможно, это комплексы нескольких точечных дефектов, поскольку они отжигаются при высоких температурах (вблизи 450–600°C) [10,13]. В образцах n -GaAs, облученных ионами или быстрыми нейтронами, эти дефекты формируются главным образом в скоплениях (кластерах). Поскольку в таких кластерах уровень Ферми в GaAs закреплен в предельном (стационарном) положении вблизи $E_v + 0.6 \text{ эВ}$, это приводит к формированию областей объемного заряда на границе раздела (кластер дефектов)–кристалл. При этом эмиссия электронов из P -ловушек в зону проводимости проходит в неоднородных электрических полях этих областей, что позволяет с учетом эффекта Пула–Френкеля описать форму наблюдаемой U -полосы и ее трансформацию при изменении режимов измерения спектров DLTS и режимов изохронного отжига облученного материала.

Список литературы

- [1] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea. *Electron. Lett.*, **13**, 191 (1977).
- [2] A. Goltzene, B. Meyer, C. Schwab. *Appl. Phys. Lett.*, **54** (10), 907 (1989).
- [3] S. Makram-Ebeid, P. Boher. *Mater. Sci.*, **10/12**, 1075 (1986).
- [4] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, В.А. Новиков, А.И. Нойфех, В.В. Пешев. *ФТП*, **31** (7), 811 (1997).
- [5] R. Magno, M. Spencer, J.G. Giessner, E.R. Weber. *Abstracts 13th Int. Conf. on Defects in Semicond.* (Coronado, California, 1984) p. 981.
- [6] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. *Physica B: Condens. Matter*, **212**, 429 (1995).
- [7] D. Stievenard, J.C. Bourgoin, M.J. Lannoo. *Appl. Phys.*, **55**, 1447 (1984).
- [8] В.А. Новиков, В.В. Пешев. *ФТП*, **32**, 411 (1998).
- [9] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, А.И. Потапов. *ФТП*, **27**, 260 (1993).
- [10] D. Pons, J.C. Bourgoin. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **18**, 3839 (1985).
- [11] R. Coates, E.W.J. Mitchell. *Adv. Phys.*, **24**, 593 (1975).
- [12] C.E. Barnes, T.E. Zipperian, L.R. Dawson. *J. Electron. Mater.*, **14**, 95 (1985).
- [13] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, А.И. Потапов. *Изв. вузов. Физика*, **35** (10), 57 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

The *U*-peak in the DLTS-spectra of *n*-GaAs after fast neutron and proton (65 MeV) irradiation

V.N. Brudnyi, V.V. Peshev*

V.D. Kuznetsov Siberian Physical Technical Institute,
634050 Tomsk, Russia

* Tomsk Polytechnical University,
634034 Tomsk, Russia

Abstract The *U*-peak origin in the DLTS-spectra of the proton (65 MeV) and fast neutron irradiated *n*-GaAs has been investigated. It is revealed that this band was formed by two subpeaks which were produced by well known in GaAs *P2* and *P3* defects within the imperfections clusters. The simulated DLTS-spectra are presented, in which the inhomogeneous defect distribution in the sample and the internal electric fields determined by this defect non-uniformity have been taken into account.