

Радиационные дефекты в арсениде галлия, введенные нейтронами и протонами

В. В. Пешев, Э. Г. Соболева

Методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) изучены радиационные дефекты в эпитаксиальных слоях *n*-GaAs, облученных протонами (65 МэВ) и быстрыми нейтронами. Используя различные условия для заполнения глубоких ловушек электронами и различные условия отжига облученных образцов, показано, что широкая *U*-полоса предположительно является суперпозицией двух пиков, сформированных известными в GaAs дефектами *P2* и *P3*, находящимися в пределах скоплений дефектов. При этом и форма, и местоположение пиков *P2* и *P3* в спектрах DLTS изменены вследствие влияния электрических полей областей разупорядочения на скорость эмиссии электронов с глубоких уровней. Проведены расчеты спектров DLTS с учетом неоднородного распределения этих дефектов в образце и встроенных электрических полей, обусловленных этими неоднородностями.

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 обнаруживают 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 [5] предложили оценивать “истинное” положение U -пика, экстраполируя напряженность внешнего электрического поля к нулю.

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 $F_{\text{lim}} = E_V + 0,6$ эВ [6], между кластером дефектов и матрицей кристалла возникает контактная разность потенциалов $\phi_c = (E_G - F_{\text{lim}} - F_0)$, 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, определяющих форму и температурное положение U -полосы, изучалось влияние длительности t_p и амплитуды U_p заполняющего импульса на форму U -пика в GaAs n -типа проводимости, облученном нейтронами импульсного реактора ($\cong 1$ 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 проводили на структурах Au – Ti – n -GaAs – n^+ -GaAs – n^{++} -GaAs, где $n = (3 \div 6) \cdot 10^{15}$, $n^+ \cong 2 \cdot 10^{17}$, $n^{++} \cong 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Исследуемая n -область содержала ростовые дефекты типа $EL2$ и $EL3$, концентрации которых составляли около $(5 \div 8) \cdot 10^{13}$ и $\leq 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³, соответственно. Облучение структур приводило к появлению в спектрах DLTS известных пиков $E2$ (E_C — 0,16 эВ) и $E3$ (E_C — 0,38 эВ) и широкого пика в температурной области 250–350 К, известного как U -полоса, (рис. 1а, б).

Из рис. 1а, б следует, что уменьшение длительности заполняющего импульса от 20 (кривые 1, 1') до

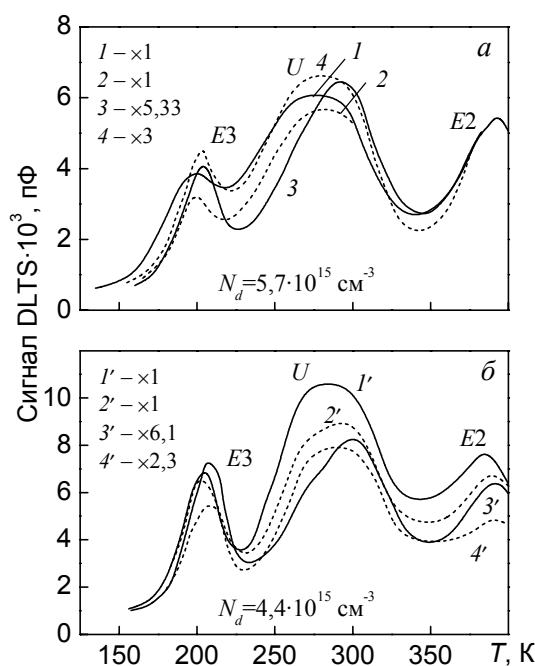


Рис. 1. Спектры DLTS n -GaAs, облученного быстрыми нейтронами (доза $D = 6,3 \cdot 10^{13}$ см⁻²) (а) и протонами ($D = 1,3 \cdot 10^{13}$ см⁻², 65 МэВ) (б). Режимы измерения: 1, 1' — $U_b = U_p = 6$ В, $t_p = 20$ мкс (режим почти полного заполнения ловушек U -полосы); 2, 2' — $U_b = U_p = 6$ В, $t_p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

2 мкс (кривые 2, 2'), при неизменном $U_p = 6$ 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 $t_p = 2$ 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 обеднен-

ного 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 $U_p = 2$ В, но при увеличенной длительности заполняющего импульса $t_p = 300$ 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].

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. 1б, 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, что приводит к 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 приведены спектры DLTS в области U -полосы для образцов, облученных протонами (65 МэВ), отожженных изохронно без приложения

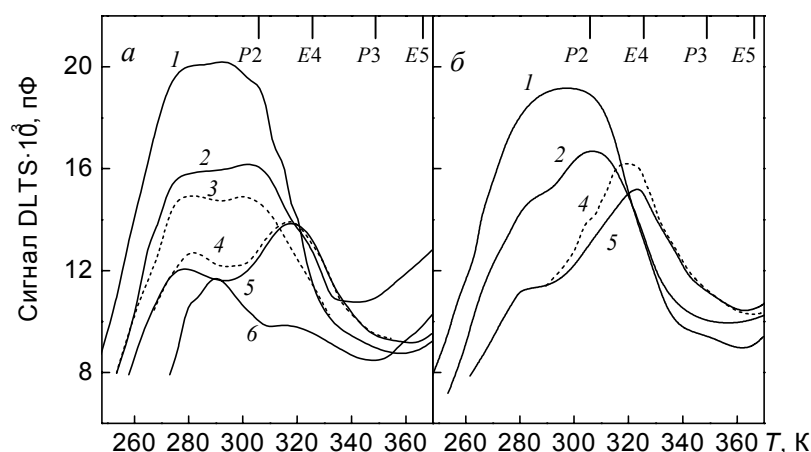


Рис. 2. Спектры U -полосы n -GaAs: 1 – после облучения протонами ($1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, 65 МэВ); 2 – после изохронного отжига (5 мин) с $U = 0$ (а) и $U = 15$ В (б) при температурах отжига, °С: 2 – 250, 3 – 275, 4 – 325, 5 – 375, 6 – 500. Временное окно: $t_1/t_2 = 2 \cdot 10^{-3}/10^{-2}$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

напряжения обратного смещения (рис. 2а) и с приложением обратного смещения величиной $U = 15$ В (рис. 2б). 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 $U = 15$ В (пик $P3'$), оценены их параметры: $E_{na} = 0,48$ эВ, $\sigma_{na} = 2,2 \cdot 10^{-15}$ см² и $E_{na} = 0,68$ эВ, $\sigma_{na} = 1,4 \cdot 10^{-15}$ см², соответственно. По мере увеличения температуры отжига эти оценочные величины приближаются к параметрам известных центров $P2$ ($E_C = 0,5$ эВ; $1,4 \cdot 10^{-15}$ см²) и $P3$ ($E_C = 0,72$ эВ; $1,4 \cdot 10^{-13}$ см²), 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 $P3$:

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

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^2 — 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 пред-

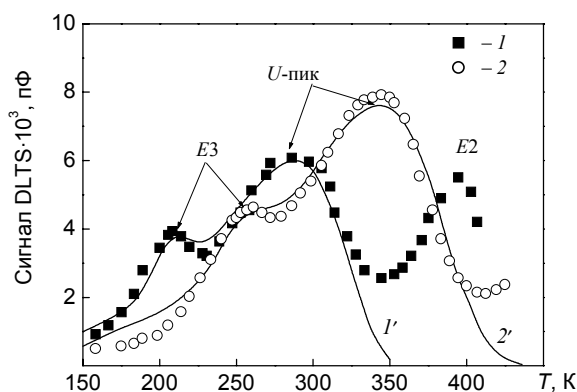


Рис. 3. Экспериментальные (точки 1, 2) и расчетные (сплошные кривые 1', 2') спектры DLTS n -GaAs ($N_d = 5,7 \cdot 10^{15}$ см⁻³), облученного быстрыми нейтронами ($6,3 \cdot 10^{13}$ см⁻²), для временных окон $t_1/t_2 = 2 \cdot 10^{-3}/10^{-2}$ с/с (1, 1') и $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5}/2 \cdot 10^{-4}$ с/с (2, 2') и стандартного отклонения $\sigma = 250$ Å.

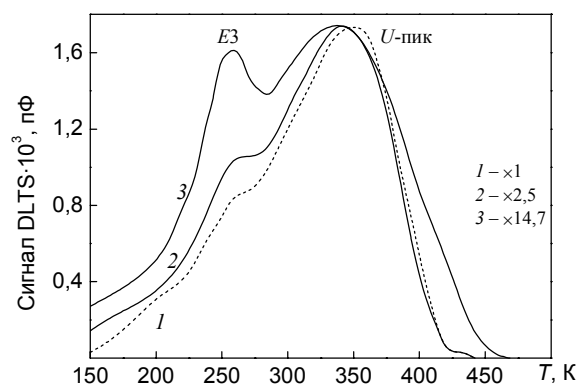


Рис. 4. Расчетные спектры DLTS для n -GaAs с различным исходным уровнем легирования: 1 — 10^{15} , 2 — $5,5 \cdot 10^{15}$, 3 — 10^{17} см⁻³, облученного быстрыми нейтронами (доза $D = 6,3 \cdot 10^{13}$ см⁻²). Временное окно $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5}/2 \cdot 10^{-4}$ с/с и стандартное отклонение $\sigma = 250$ Å.

полагалось, что дефекты в ОПЗ распределены по нормальному закону с дисперсией σ^2 , значение которой оценивалось путем регрессионного анализа экспериментальных спектров DLTS с учетом известных “электрических” размеров кластера в модели протекания [11].

Рассчитанный 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) при увеличении окна скоростей пики должны сдвигаться в область более высоких

температур, и этот сдвиг должен сопровождаться изменением их формы и высоты. Представленные на рис. 3 экспериментальный (2) и расчетный (2') спектры, полученные при временном окне $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5}/2 \cdot 10^{-4}$ 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].

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 $E_V + 0,6$ 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.

Литература

1. Martin G.M., Mitonneau A., Mircea A. Electron traps in bulk and epitaxial GaAs crystals. *Electron. Lett.*, 1977, v. 13, no.7, p. 191 – 92.
2. Goltzene A., Meyer B., Schwab C. Electron paramagnetic resonance monitoring of recovery of fast neutron irradiated GaAs. *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 57, no. 4, p.1332 – 1335.
3. Martin G.M., Esteve E., Langlade P., and Makram-Ebeid S. Kinetics of formation of the midgap donor EL2 in neutron irradiated GaAs materials. *J.Appl. Phys.*, 1984, v. 56, no. 10, p. 2655 – 2557.
4. Брудный В.Н., Колин Н.Г., Новиков В.А., Нойфех А.И., Пешев В.В. Высокотемпературный отжиг и ядерное легирование GaAs, облученного реакторными нейтронами. *Физика и техника полупроводников*, 1997, т. 31, вып. 7, с. 811 – 815.
5. Magno R., Spencer M., Giessner J.G., Weber E.R. Transient capacitance measurements on neutron irradiated gallium arsenide. In: 13th International Conf. On Defects In Semicond. Coronado, California, 1984, p. 981 – 987.
6. Brudnyi V.N., Grinyaev S.N., Stepanov V.E. Local neutrality conception: Fermi level pinning in defectivesemiconductors. *Physica B: Condens. Matter.*, 1995, v. 212, p. 429 – 435.
7. Stievenard D., Bourgoin J.C., Lannoo M.J. An easy method to determine carrier-capture cross section: application to GaAs. *Appl. Phys.*, 1984, v. 55, no. 6, p. 1447 – 1481.
8. Новиков В.А., Пешев В.В. Влияние неоднородного распределения дефектов в GaAs на спектры НЕСГУ. *Физика и техника полупроводников*, 1998, т. 32, вып. 4, с. 411 – 416.
9. Брудный В.Н., Колин Н.Г., Потапов А.И. Глубокие ловушки в n -GaAs, облученном быстрыми нейтронами. *Физика и техника полупроводников*, 1993, т. 27, вып. 2, с. 260 – 263.
10. Pons D., Bourgoin J.C. Irradiation-induced defects in GaAs. *J. Phys. C.: Solid State Phys.*, 1985, v. 18, p. 3839 – 3871.
11. Coates R., Mitchell E.W.J. The optical and electrical effects of defects in irradiated crystalline gallium arsenide. *Adv. Phys.*, 1975, v. 24, p. 593 – 644.
12. Barnes C.E., Zipperian T.E., Dawson L.R. Neutron-induced trapping levels in aluminum gallium arsenide. *J. Electron. Mater.*, 1985, v. 14, no. 2, p. 95 – 118.
13. Брудный В.Н., Колин Н.Г., Потапов А.И. Электрофизические свойства и отжиг дефектов в ядерно-легированном GaAs, облученном ионами H^+ . *Изв. вузов. Физика*, 1992, т. 35, № 10, с. 62 – 65.

Пешев Владимир Викторович — Юргинский технологический институт Томского политехнического университета (г. Юрга), доктор физико-математических наук, профессор. Специалист в области физики полупроводников и диэлектриков.

Соболева Эльвира Гомеровна — Юргинский технологический институт Томского политехнического университета (г. Юрга), аспирант. Специалист в области физики полупроводников и диэлектриков.