

УДК 621:383

Влияние γ -облучения на электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов p -TlInSe₂ / n -TlSe<Ge>

А. З. Абасова, Р. С. Мадатов, А. И. Наджафов, М. Р. Газанфаров

Рассматривается влияние γ -квантов на механизм переноса тока в гетероструктуре p -TlInSe₂ / n -TlSe<Ge>. Выявлено, что взаимодействие радиационных дефектов с исходными дефектами кристаллов приводит к перестройке и перераспределению дефектов на границе раздела гетероперехода. Это сводится к незначительному изменению генерационно-рекомбинационных процессов в механизмах токопереноса. Аномальные дозовые зависимости характеристик гетеропереходов объяснены изменением степени компенсации уровней на границе раздела и в базе структуры.

PACS: 72.70.+m, 85.30.-z, 85.60.Dw

Ключевые слова: гетеропереход, генерационный ток, радиационный дефект, фототок, стойкость.

Введение

Кристаллы TlInSe₂, обладающие полупроводниковыми и сегнетоэлектрическими свойствами, принадлежат к большой группе соединений A^{III}B^{III}C₂V^{VI} со слоисто-цепочечной кристаллической структурой. Кристаллическая структура исследуемых кристаллов TlInSe₂ относится к тетрагональной сингонии с пространственной группой D¹⁸_{4h} (I4/mcm) [1, 2]. Близость параметров решеток и коэффициентов температурного расширения TlInSe₂ ($a = 8,07 \text{ \AA}$, $c = 6,85 \text{ \AA}$, $T_n = 770 \text{ }^\circ\text{C}$) и TlSe ($a = 8,02 \text{ \AA}$, $c = 7,0 \text{ \AA}$, $T_n = 330 \text{ }^\circ\text{C}$) [1—3], а также идентичность технологии синтеза позволяют получать гетероструктуры (ГС) с малым числом дефектов на гетерогранице. Необходимость создания таких структур была связана с перспективами использования слоистых полупроводников, обладающих значительной фоточувствительностью к видимому, рентгеновскому, гамма- и ИК-излучениям [2—5]. Кроме того, характерная особенность слоистых кристаллов позволяет получить слои, не содержащие оборванных связей. Их инертность по отношению к адсорбции и малая скорость поверхностной рекомбинации в сочетании с высокой радиационной устойчивостью удовлетворяет повышенным требованиям к современным полупроводниковым структурам [5—7].

В литературе имеются сведения об электрических параметрах ГС на основе TlInSe₂ [8], в которых отражены их фотоэлектрические свойства. Основной задачей данной работы явилось создание ГС на основе p -TlInSe₂/ n -TlSe<Ge>, а также исследование их электрических и фотоэлектрических характеристик после воздействия γ -квантов.

Методика эксперимента

Монокристаллы для проведения исследований выращивались методом направленной кристаллизации, описанным в работе [9]. Монокристаллы имели тетрагональную структуру, обладали p -типом проводимости с концентрацией дырок $2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Поверхности кристаллов TlInSe₂ были зеркально-гладкими, что позволило использовать их для исследований без какой-либо дополнительной обработки. На поверхность TlInSe₂ наносилась тонкая пленка (5—10 мкм) TlSe<Ge> методом термического напыления в вакууме при остаточном давлении 0,15 Па. Далее температура подложки поддерживалась при температуре 300 К проточной водой, а затем пленка TlSe<Ge> отжигалась при 200 °C в течение 30—50 мин с помощью нагревателя.

Состав пленок TlSe определяли с помощью микрозондового рентгеноспектрального анализа. Согласно полученным данным, атомный состав пленки соответствовал формуле соединения TlSe и воспроизводился для различных участков пленки. Пленки имели n -тип проводимости с удельным сопротивлением $\rho = 10^3$ — $10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, толщина составляла ~ 5—10 мкм. Омические контакты к кристаллам наносились плавлением индия к противо-

Абасова Аделя Зияядин кызы, научный сотрудник.
Мадатов Рагим Салим оглы, руководитель лаборатории.
Наджафов Арзу Ислам оглы, ст. научный сотрудник.
Газанфаров Муслим Рагим оглы, ст. научный сотрудник.
Институт радиационных проблем НАН Азербайджана.
Азербайджан, AZ1143, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 9.
Тел. (99412) 438-32-24. E-mail. msrahim@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2010 г.

положительным поверхностям структуры. Площадь электродов составляла 0,2—0,3 мм², а расстояние между ними равнялось 0,2—0,4 мм.

Были исследованы вольт-фарадные характеристики (ВФХ) и вольт-амперные характеристики (ВАХ) в интервалах электрических полей (1—3)·10⁴ В/см и температур 120—300 К. Измерения спектральных характеристик гетеропереходов (ГП) осуществлялись с помощью лампы накаливания с непрерывным спектром КГМ и монохроматора МДР-4 с кварцевыми конденсаторами. Монохроматическое излучение направлялось в перпендикулярном направлении к плоскости *p-n*-перехода. Все спектры нормировались относительно количества падающих фотонов.

Облучение γ -квантами исследуемых структур проводилось при температуре 300 К с помощью установки ⁶⁰Со мощностью 1700 Р/с и энергией квантов $E = 1,2$ МэВ. ВАХ и ВФХ гетеропереходов измерялись на установке Е7-20.

Результаты и их обсуждение

Прямые и обратные ветви ВАХ структур для различных доз γ -облучения приведены на рис. 1. Здесь видно, что начальный участок ВАХ ГП TlInSe₂—TlSe<Ge> при малых прямых смещениях ($U < 0,2$ В) растет по известному экспоненциальному закону:

$$J = J_0 [\exp(qU/nkT) - 1],$$

где ток насыщения J_0 , определяемый аппроксимацией линейного участка ВАХ при $T = 300$ К и $n = 1,6$ для созданных гетеропереходов, находится в пределах величины 5·10⁻⁸ А/см². Значения показателя n в экспоненте и предэкспоненциальный множитель J_0 , вычисленные из ВАХ для различных доз и температур в области низких напряжений, приведены в таблице. Эти данные могут служить основанием для предположения в пользу рекомбинационного механизма токопереноса.

Влияние γ -облучения на параметры структур *p-TlInSe₂/n-TlSe<Ge>*

Доза облучения, рад	J_0 , А/см ²	n	m	W , см	U_c , В
0	5·10 ⁻⁸	1,6	1,1	3,5·10 ⁻⁴	1,2
1·10 ⁵	4·10 ⁻⁸	1,6	1,1	3,5·10 ⁻⁴	1,2
2·10 ⁵	1,5·10 ⁻⁸	1,7	2,1	2·10 ⁻⁴	1,0
1·10 ⁷	1·10 ⁻⁸	2,0	2,2	6·10 ⁻⁴	1,6

Для напряжений смещения 0,4 < U < 1,5 В темновой ток обычно подчиняется линейному закону $J = (U - U_0)/R_0$, где напряжение отсечки $U_0 = 0,8$ В, а остаточное сопротивление базы $R_0 = (3—5)·10^4$ Ом при 300 К.

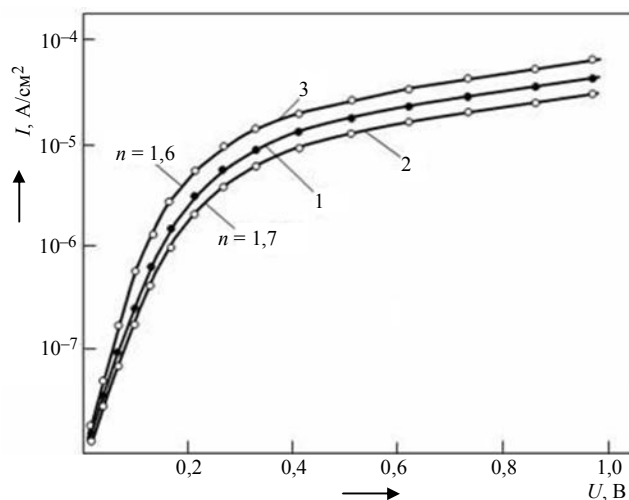


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ гетеропереходов *n-TlInSe₂/p-TlSe<Ge>* при $T = 300$ К в зависимости от дозы облучения: кривая 1 — $\Phi = 0$ рад; 2 — 10⁵ рад; 3 — 1·10⁷ рад

При облучении образцов γ -квантами наблюдается незначительное изменение экспоненциальной зависимости тока от напряжения (рис. 1, кривые 2 и 3). В области малых доз облучения ($\Phi < 2 \cdot 10^5$ рад) возрастает прямое падение напряжения на ГП. При высоких дозах облучения ($\Phi > 2 \cdot 10^5$ рад) наблюдается сдвиг прямой ВАХ к оси ординат. Аномальный сдвиг прямой ветви ВАХ, вызванный облучением, по-видимому, определяется структурными радиационными нарушениями, приводящими к росту плотности тока [10]. Динамика изменения J_0 (вначале — 5·10⁻⁸ А/см², после облучения — 1,5·10⁻⁸ А/см², доза 2·10⁵ рад) и n (вначале — 1,6, после облучения — 1,7, доза 2·10⁵ рад) свидетельствуют о том, что после облучения γ -квантами наблюдается незначительное изменение механизма переноса тока через потенциальный барьер. Это можно объяснить как влиянием подвижных носителей заряда, так и тем, что в исследуемых образцах в области барьера имеются рекомбинационные центры, находящиеся в заряженном состоянии, которые способны удерживать подвижные носители зарядов. Если зарядовое состояние этих рекомбинационных центров изменяется, то они могут давать вклад в емкость.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что облучение приводит к изменению концентрации акцепторов в зависимости от дозы облучения.

Для обратных ветвей ВАХ (рис. 2) характерна степенная зависимость тока от напряжения $J \sim U^m$, где показатель степени принимал значения $m = 1$ (при $U < 6,8$ В), что отвечает генерационно-рекомбинационным процессам в слое объемного заряда структуры, а при $U > 6,8$ В происходит воз-

растание показателя степени до $m = 2,1$, что, в свою очередь, позволяет связать прохождение тока с ограничением пространственным зарядом.

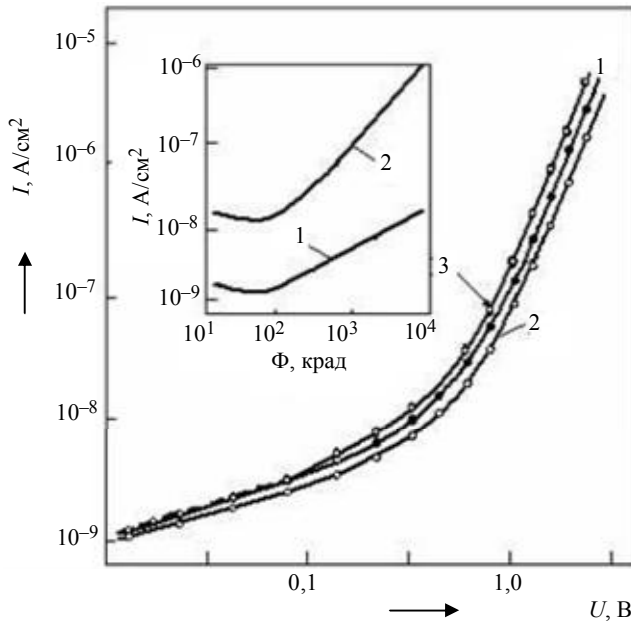


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ гетеропереходов $p\text{-TlInSe}_2/n\text{-TlSe}\langle\text{Ge}\rangle$ при $T = 300\text{ K}$ в зависимости от дозы облучения: кривая 1 — $\Phi = 0$ рад; 2 — 10^5 рад; 3 — $1 \cdot 10^7$ рад. На вставке — дозовая зависимость прямого (кривая 2) и обратного (1) тока

Отметим, что степенной характер зависимости обратного тока от напряжения сохраняется также после облучения. Видно, что показатель степени m незначительно изменяется с облучением от 1 до 1,1, что доказывает преобладание генерационного тока в слое объемного заряда [10, 11]. Динамика поведения обратного тока исследуемых структур показывает (см. рис. 1), что изменения темнового тока, вызванные облучением, в основном определяются изменением параметров и структуры гетероперехода. Изменения структуры ГП удалось оценить, измеряя барьерную емкость [12] до и после облучения.

На рис. 3 приведены результаты измерений ВФХ ГП в диапазоне частот 0,400—10 МГц при 300 К. Как следует из рис. 3, до и после облучения структуры наблюдается линейный характер распределения концентрации примесей в области объемного заряда, о чем свидетельствует наклон кривых. Градиент концентрации носителей заряда и ширина слоя объемного заряда W , вычисленные из рис. 2, показаны в таблице. Величина концентрации носителей, определенная по формуле $N = ad_0$, равна $3 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$, что соответствует значению концентрации носителей в TlInSe_2 . Емкостное напряжение отсечки U_c , найденное экстраполяци-

ей прямых до пересечения с осью напряжений, составляет 0,7 В при 300 К и с ростом температуры линейно уменьшается. Температурный коэффициент напряжения отсечки равен $6 \cdot 10^{-3}\text{ В/град}$.

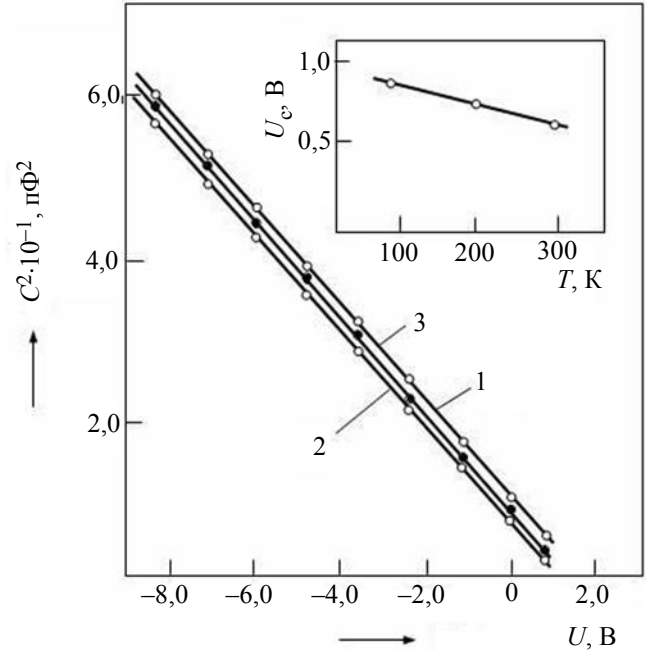


Рис. 3. ВФХ гетеропереходов $p\text{-TlInSe}_2/n\text{-TlSe}\langle\text{Ge}\rangle$ при комнатной температуре: 1 — $\Phi = 0$; 2 — 10^5 рад; 3 — $1 \cdot 10^7$ рад.

На вставке — температурная зависимость емкостного напряжения отсечки U_c

Исследование ВФХ показывает, что γ -облучение приводит к сдвигу характеристик. Это свидетельствует о возникновении заряда, который изменяется с ростом дозы облучения. Наблюдаемое при дозах $\Phi < 2 \cdot 10^5$ рад некоторое уменьшение емкости ГП может быть объяснено частичной компенсацией в базе структуры в процессе дефектообразования [10].

Анализ ВАХ и ВФХ свидетельствует, что при облучении γ -лучами с дозой $\Phi < 2 \cdot 10^5$ рад рожденные дефекты в анионных подрешетках вакансий V_{Se}^+ и V_{In}^+ , а также образованные с их участием комплексы ($[V_{\text{Tl}}\text{Se}_i]$, $[V_{\text{Tl}}\text{I}_i]$) скапливаются на границе раздела ГП и повышают высоту барьера структуры (рис. 3, кривая 2), а образованные комплексы с участием вакансий V_{Tl} распадаются при дозе $2 \cdot 10^5$ рад и понижают высоту потенциального барьера ГП, что и обуславливает увеличение тока.

Исследовано также спектральное распределение фоточувствительности η ГП $p\text{-TlInSe}_2/n\text{-TlSe}\langle\text{Ge}\rangle$ до и после облучения γ -квантами при комнатной температуре (рис. 4). Из графика видно, что при освещении со стороны широкопо-

лосного соединения n -TlInSe₂ спектр имеет вид двух горбов, положение которых определяется фундаментальным поглощением света в TlSe<Ge> (ширина запрещенной зоны $E_g = 0,6$ эВ) и в TlInSe₂ ($E_g = 1,2$ эВ) [13, 14]. Характерными особенностями спектров являются наличие максимумов при $\lambda_1 = 0,95$ мкм и $\lambda_2 = 1,85$ мкм (рис. 4, кривая 1). Следует отметить, что величина фототока, наблюдаемая при λ_2 , в два раза меньше, чем при λ_1 , как видно из рисунка-вставки.

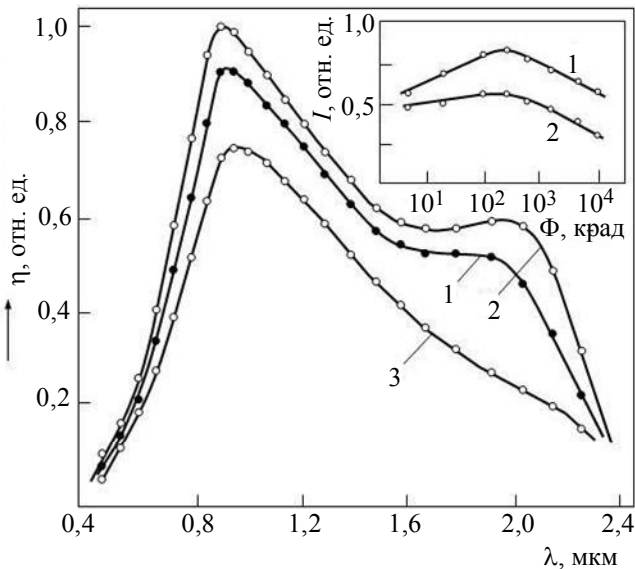


Рис. 4. Спектры относительной квантовой эффективности η гетеропереходов n -TlInSe₂/ p -TlSe<Ge> (при освещении со стороны широкополосного соединения n -TlInSe₂) в зависимости от дозы облучения: кривая 1 — $\Phi = 0$ рад; 2 — $\Phi = 10^5$ рад; 3 — $\Phi = 1 \cdot 10^7$ рад. На вставке — дозовая зависимость максимумов фототока: кривая 1 соответствует $\lambda_1 = 0,95$ мкм, кривая 2 — $\lambda_2 = 2$ мкм

Облучение γ -квантами до дозы 200 крад привело к увеличению чувствительности во всем спектральном диапазоне (рис. 4, кривая 2). Положение максимума при облучении γ -квантами дозой $2 \cdot 10^5$ рад практически не изменялось, а фоточувствительность возрасла в 1—1,5 раз. С дальнейшим увеличением дозы облучения γ -квантами фототок во всем спектральном диапазоне уменьшается (рис. 4, кривая 3). Зависимость фототока от дозы облучения показана на вставке к рис. 4. Получено, что при освещении со стороны широкозонного полупроводника фототок, соответствующий λ_1 и λ_2 , увеличивается монотонно до дозы $\sim 2 \cdot 10^5$ рад, а далее с ростом дозы облучения уменьшается. По-видимому, основной причиной наблюдаемого изменения фототока при γ -облучении является распад комплексов ($[V_{Tl}Se_i]$, $[V_{Tl}I_i]$), присутствующих в исходных образцах TlInSe₂, а также перераспределением точечных дефектов в

слое объемного заряда в результате взаимодействия с первичными радиационными дефектами [15]. Косвенным подтверждением этого является зафиксированное изменение емкости перехода после облучения.

На рис. 5 приведены относительные кривые спектрального распределения фоточувствительности η ГП p -TlInSe₂/ n -TlSe<Ge> при 300 К в условиях их освещения со стороны TlSe<Ge> (т. е. с обратной стороны по сравнению с рис. 4). Фоточувствительность этих образцов наблюдается в широкой спектральной области от 0,5 до 2,4 мкм. Интересным является то, что в спектрах, в отличие от рис. 3, наблюдается максимальный фототок при $\lambda = 1,85$ мкм. При этом важно отметить, что в коротковолновой области спектра фоточувствительность образцов падала на ~ 50 %. Наблюдаемая особенность на зависимости $I_{\Phi}(\lambda)$ может быть связана с глубиной оптического поглощения света. Так, в работах [7, 14] показано, что край фундаментального поглощения в TlSe<Ge> обусловлен непрямыми переходами и максимум поглощения в глубине области собственного поглощения связан с экситонами.

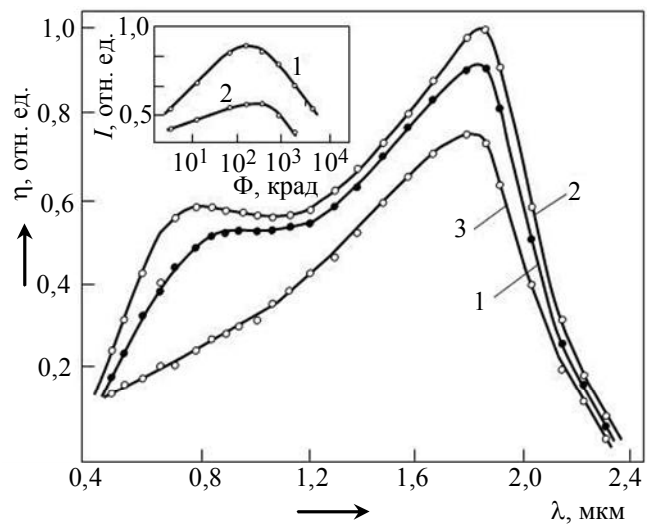


Рис. 5. Спектры относительной квантовой эффективности η гетеропереходов p -TlInSe₂/ n -TlSe<Ge> в зависимости от дозы облучения (при освещении со стороны TlSe<Ge>): кривая 1 — $\Phi = 0$ рад; 2 — 10^5 рад; 3 — $1 \cdot 10^7$ рад. На вставке — дозовая зависимость максимумов фототока: кривая 1 соответствует $\lambda_1 = 0,95$ мкм; кривая 2 — $\lambda_2 = 2$ мкм

Анализ спектров фоточувствительности облученных ($\Phi < 2 \cdot 10^5$ рад) ГП показывает, что относительная квантовая эффективность фототока в коротковолновой области спектра увеличивается (рис. 5, кривая 2) и при $\lambda = 0,93$ мкм появляется дополнительный максимум, который можно свя-

зять с существованием экситонных состояний в кристаллах [14].

Известно [15], что в соединениях TlInSe_2 со слоисто-цепочечной структурой междуузельные точечные радиационные дефекты Se_i и In_i являются акцепторными центрами, а Tl_i имеют донорные свойства. Пороговая энергия электронов, необходимая для смещения атомов селена в междуузелье, в три раза меньше энергии, необходимой для смещения атомов таллия [15, 16]. Поэтому можно предположить, что созданные γ -квантами дефекты, в основном, будут акцепторного типа. Указанный факт подтверждает ранее сделанный вывод о том, что в процессах вторичного дефектообразования в кристаллах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{III}}\text{C}_2^{\text{VI}}$ и $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$ доминирующую роль играют собственные дефекты акцепторного типа [15]. Действительно, как видно из рис. 1 и 2, в облученном нелегированном p - TlInSe_2 при 300 К наблюдается увеличение концентрации свободных дырок, что связано с образованием акцепторных дефектов с энергией ионизации $E_v+0,15$ эВ [17]. При облучении доноры и акцепторы захватывают первичные радиационные дефекты и становятся электрически нейтральными. Скорости этих процессов зависят в основном от концентраций N_a и N_d . В образцах p - TlInSe_2 N_a и N_d близки (но $N_a > N_d$), и скорость уменьшения доноров вначале больше, чем акцепторов. Поэтому $N_a - N_d$ в начале облучения увеличивается. Когда концентрация доноров становится очень мала, скорость удаления доноров падает (большие дозы) и $N_a - N_d$ уменьшается, причем величина $N_a - N_d$ стремится к насыщению. Такое поведение центра указывает на то, что этот центр является вырожденным дефектом, присутствующим и в исходных образцах, но исчезающим при взаимодействии с первичными радиационными дефектами [17].

По-видимому, дефекты, вводимые в образец в результате γ -облучения, образуют комплексы с имеющимися в кристалле исходными дефектами $[\text{V}_{\text{Tl}}\text{Se}_i]$ и ликвидируют их как центры захвата фотовозбужденных носителей. Это, в свою очередь, приводит к увеличению фоточувствительности образцов после соответствующих доз γ -облучения. Дальнейший рост дозы облучения способствует существенному повышению концентрации новых дефектов и, тем самым, вызывает уменьшение фоточувствительности ГП.

Таким образом, предложенные в работе технология формирования ГС на основе p - TlInSe_2/n - $\text{TlSe}\langle\text{Ge}\rangle$ позволяет получить фотодетектор с высокой радиационной стойкостью к гамма-воздействию.

Заключение

Более высокую радиационную стойкость структуры p - TlInSe_2/n - $\text{TlSe}\langle\text{Ge}\rangle$ можно объяснить наличием в них наряду с центрами захвата дырок также и центров захвата электронов. Установлено, что улучшение электрических и фотоэлектрических характеристик структур при малых дозах облучения γ -квантами обусловлено частичной компенсацией зарядом электронов зарядов, захваченных на ловушках дырок. Выявлено, что взаимодействие радиационных дефектов с исходными дефектами кристаллов приводит к перестройке и перераспределению дефектов на границе раздела гетероперехода. Это выражается в незначительном изменении генерационно-рекомбинационных процессов в механизмах токопереноса.

Полученные результаты исследований позволяют рекомендовать структуры p - TlInSe_2/n - $\text{TlSe}\langle\text{Ge}\rangle$ со слоисто-цепочечной кристаллической структурой для использования в качестве радиационной стойких приемников излучения.

Литература

1. Muller D., Hahn H. // *Allgem. Chem.* 1978. V. 438. P. 2—58.
2. Guseinov G., Ramanzade A. M., Kerimova E. M., Ismailov M. Z. // *Phys. Stat. Sol.* 1967. V. 22. P. 117.
3. Mooser E., Pirson W. // *Phys. Rev.* 1956. V. 101. P. 4—92.
4. Mimura K., Wakita K., Arita M., Mamedov N., Orudzhev G., Taguchi Y., Ichikawa K., Namatame H., Taniguchi M. // *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* 2007. V. 379. P. 156.
5. Guseinov G. D., Abdullaev G. B., Bidzinova S. M., Ismailov M. Z., Seidov F. M., Pashaev A. M. // *Phys. Lett.* 1970. V. 33A. P. 421.
6. Капович И. А., Червова И. А., Леонов Е. Н. // *Изв. вуз. СССР. Физика.* 1972. № 5. С. 157.
7. Ахмедов А. М., Бахышов А. Э., Лебедев А. А. // *ФТП.* 1978. Т. 12. Вып. 3. С. 520.
8. Алексеев И. В. // *Там же.* 1998. Т. 32. Вып. 5. С. 5—88.
9. Гусейнов Г. Д., Алиев В. А., Наджафов А. И. // *Изв. АН СССР. Неорг. материалы.* 1981. Т. 17. Вып. 5. С. 802.
10. Вавилов В. С., Ухин Н. А. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах.* — М.: Атомиздат, 1969.
11. Мадатов Р. С., Наджафов А. И., Мамедов В. С., Мамедов М. А. // *Изв. НАН Азерб.* 2008. Т. XXV11. № 2. С. 100.
12. Берман Л. С. *Емкостные методы исследования полупроводников.* — Л., 1972.
13. Kerimova E., Mustafaeva S., Guseinova D., Mamedov T., Babaev S., Salaev E., Allakverdiev K. // *Phys. Stat. Solid.* 2000. V. 179. P. 199.
14. Абуталыбов Г. И., Джафарова Н. А., Рагимова С. В. // *ФТП.* 1992. Т. 26. Вып. 9. С. 1643.
15. Абдуллаев Г. Б., Абасова А. З., Горшков А. М., Заитов Ф. А., Стафеев В. И., Салаев Э. Ю., Шалапина Г. М. // *ФТП.* 1982. Т. 16. Вып. 6. С. 1136.
16. Мадатов Р. С., Наджафов А. И., Тагиев Т. Б., Газанфаров М. Р. // *Изв. НАН Азерб.* 2008. Т. XXX. № 2. С. 64.
17. Шелег А. У., Иодковская К. В., Родин С. В. // *ФТТ.* 1997. Т. 39. С. 1088.

Effect of the γ -irradiation on the electrical and photovoltaic properties of heterojunction $p\text{-TlInSe}_2/n\text{-TlSe}$ <Ge>

A. Z. Abasova, R. S. Madatov, A. I. Nadjafov, M. R. Gazanfarov
Institute of Radiation Problems, National Academy of Sciences of Azerbaijan,
9, F. Agaeva str., Baku, AZ1143, Republic of Azerbaijan
E-mail: msrahim@mail.ru

The effect of γ -irradiation on the current transport mechanism in the $p\text{-TlInSe}_2/n\text{-TlSe}$ <Ge> heterostructures is studied. It has been revealed that the interaction of radiation defects with the initial defects of crystals brings in the reconstruction and redistribution of defects at the edge of heterojunction separation. This results leads to an insignificant change of hetero-recombination processes in the current transport mechanism. Abnormal dose dependence of the heterojunction characteristics is explained by a level compensation rate at the edge of separation and in the structure base.

PACS: 72.70.+m, 85.30.-z, 85.60.Dw

Keywords: heterojunction, generation, current, radiation defect, photocurrent, resistance.

Bibliography — 17 references.

Received November 15, 2010

* * *