

Действие тормозного гамма-нейтронного излучения на параметры индий-селеновых фотопреобразователей

© О.Н. Сидор[¶], О.А. Сидор, З.Д. Ковалюк, В.И. Дубинко*

Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича Национальной академии наук Украины (Черновицкое отделение), 58001 Черновцы, Украина

* НИК „Ускоритель“ ННЦ „Харьковский физико-технический институт“ Национальной академии наук Украины, 61108 Харьков, Украина

(Получена 21 февраля 2013 г. Принята к печати 11 марта 2013 г.)

Впервые изучено влияние тормозного гамма-нейтронного облучения (эффективная энергия $E_{\text{eff}} = 8 \text{ МэВ}$) флюенсами $10^{12} - 10^{13} \text{ н/см}^2$ на электрические и фотоэлектрические параметры слоистых фотопреобразователей $p-n\text{-InSe}$. Даже при максимальном флюенсе облучения обнаружены улучшение их вольт-амперных характеристик, рост напряжения холостого хода при незначительном уменьшении тока короткого замыкания. Существенных изменений спектрального контура фотоответа в целом не установлено. В то же время даже начальная стадия облучения вызвала сильную деградацию параметров тестовых кремниевых солнечных элементов. Данный факт позволяет рекомендовать исследуемые фотодиоды для использования в качестве радиационно стойких фотодетекторов.

1. Введение

Слоистые анизотропные полупроводники группы $A^{III}B^{VI}$ имеют целый ряд уникальных свойств. Важные из них — это:

- высокая чувствительность к электромагнитному излучению видимой и инфракрасной областей спектра;
- возможность получения путем скола в воздушной атмосфере подложек с атомарно-гладкой поверхностью и низким числом оборванных связей;
- возможность создания гомо- и гетеропереходов с помощью „фирменной“ технологии „прямого оптического контакта“ полупроводников;
- стойкость к высокоэнергетическим излучениям.

Действительно, в сравнении с другими полупроводниками (Si, Ge, GaAs, GaP, InP и др.) слоистые кристаллы из-за большого количества собственных структурных дефектов имеют повышенную стойкость проникающей радиации (высокоэнергетические электроны и нейтроны, γ -кванты), и существенные изменения электрофизических параметров начинаются при относительно высоких флюенсах облучения [1,2]. Более того, как показали предыдущие исследования [3–6], в определенном диапазоне доз облучения может наблюдаться увеличение фоточувствительности структур на основе слоистых InSe и GaSe.

Таким образом, использование кристаллов $A^{III}B^{VI}$ чрезвычайно привлекательно в практическом плане для создания радиационно стойких фотодиодов видимого, ближних инфракрасного и ультрафиолетового диапазонов спектра, а в перспективе и детекторов высокоэнергетических излучений.

Настоящая работа имеет целью исследование влияния тормозного γ -нейтронного облучения (эффективная энергия $E_{\text{eff}} = 8 \text{ МэВ}$) на электрические и фотоэлектрические параметры слоистых фотопреобразователей $p-n\text{-InSe}$.

2. Методика эксперимента

Кристаллы InSe выращивались вертикальным методом Бриджмена и имели четко выраженную слоистую структуру. Поскольку специально не легированный селенид индия имеет n -тип проводимости, для его изменения проводилось легирование примесью кадмия в массовом количестве 0.1%. Кинетические параметры $p\text{-InSe}$ при 300 К составляли: концентрация дырок $p = (1-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu_p = 40-50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для $n\text{-InSe}$ концентрация носителей заряда (электронов) и подвижность равнялись $(0.9-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $900-1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно. Структура $p\text{-InSe}(\text{Cd})-n\text{-InSe}$ изготавливалась методом оптического контакта [7]. Для фронтального полупроводника использовались тонкие пластины $p\text{-InSe}$, толщиной $\sim (40-50) \text{ мкм}$, в качестве базовой подложки — $n\text{-InSe}$ толщиной $\sim 100 \text{ мкм}$. Токовые контакты создавались пайкой индием. Средняя площадь изготовленных образцов составила 0.25 см^2 .

Фотопреобразователи $p-n\text{-InSe}$ облучались на ускорителе электронов КУТ-30 при энергии 36 МэВ. Электронный пучок конвертировался в тормозное γ -излучение на танталовой мишени. Нейтроны с энергией 0–30 МэВ рождались в молибденовой мишени, которая располагалась вплотную за танталовой мишенью. Фильтр для обрезания медленных нейтронов не использовался. Поскольку был нужен только выход нейтронов, то для γ -квантов была установлена энергия обрезания 8 МэВ. В результате облучение осуществлялось смешанным пучком нейтронов с энергией 0–30 МэВ ($E_{\text{eff}} = 8 \text{ МэВ}$) и γ -квантов. Были получены следующие флюенсы: $\Phi = 1.1 \cdot 10^{12} \text{ н/см}^2$ при γ -дозе $6.8 \cdot 10^4 \text{ рад}$ и $\Phi = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ н/см}^2$ при γ -дозе $7.4 \cdot 10^5 \text{ рад}$.

В ходе работы исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) и импеданс структур на амплитудно-частотном анализаторе Schlumberger SI 1255, совмещенном с потенциостатом Schlumberger SI 1286. Измерение

[¶] E-mail: sydor.oleh@gmail.com

спектров фоточувствительности проводилось с помощью монохроматора МДР-23 с разрешающей способностью 2.6 нм/мм. Спектральное распределение фотоответа определялось отношением фототока к числу падающих фотонов. Световые ВАХ изучались на стандартном стенде. Источником света служила вольфрамовая лампа мощностью 200 Вт. Плотность потока светового излучения, падающего на поверхность исследуемых структур, контролировалась калиброванным кремниевым солнечным элементом и составляла ~ 100 мВт/см².

Все измерения проводились при комнатной температуре.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Фотопреобразователи $p-n$ -InSe имели ярко выраженные диодные характеристики, коэффициент выпрямления $K_{\text{гес}}$ составлял 900 (см. таблицу). Их ВАХ $J(U)$ приведены на рис. 1. Всю область прохождения токов можно разбить на два участка. Первый участок в области малых напряжений ($U < 0.3$ В) описывается экспоненциальной зависимостью [8]

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

где J — плотность тока, U — напряжение смещения, q — заряд электрона, T — температура, k — постоянная Больцмана; J_s — плотность тока насыщения, которая находилась линейной экстраполяцией данного участка к точке $U = 0$ (см. рис. 1), n — коэффициент неидеальности ВАХ. На участок при смещениях $U > 0.3$ В оказывает влияние значительное последовательное сопротивление R_s исследуемых структур, что усложняет анализ темновых ВАХ. Определенное из импедансных исследований значение величины R_s

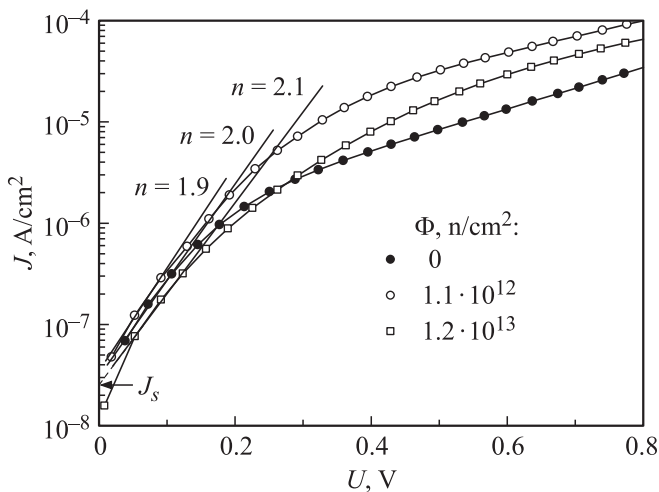


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ InSe-фотопреобразователей в зависимости от дозы облучения. Прямые линии отвечают зависимости $J \propto \exp[q(U - JR_s)/nkT]$.

составило $\sim 3 \cdot 10^3$ Ом · см² (см. таблицу). Это является следствием невысокой электропроводности соединения InSe перпендикулярно к слоям [9]. В нашем случае кристаллы характеризовались следующими значениями проводимости: $(1-5) \cdot 10^{-2}$ Ом⁻¹ · см⁻¹ для n -InSe и $(3-8) \cdot 10^{-5}$ Ом⁻¹ · см⁻¹ для p -InSe.

Для определения механизма (или механизмов) токопрохождения находился коэффициент неидеальности ВАХ из соотношения

$$n = q\Delta U/kT\Delta \ln J. \quad (2)$$

Для этого прямые ветви дополнительно перестраивались в координатах $\ln J$ от $U - JR_s$ и ВАХ в этом случае описывали выражением

$$J = J_s \{ \exp[q(U - JR_s)/nkT] - 1 \}. \quad (3)$$

Для необлученных фотопреобразователей величина n равнялась 2.0 (см. таблицу), что указывало на протекание рекомбинационного тока.

Для второго участка ($U > 0.5$ В) экспериментальные ВАХ (рис. 1) хорошо описываются линейным законом

$$J \approx U - U_0/R_s, \quad (4)$$

где U_0 — напряжение отсечки.

Обратные ветви ВАХ исследуемых структур хорошо описывались степенной зависимостью тока от напряжения $J \propto U^m$.

Рассмотрим действие радиации на ВАХ фотопреобразователей $p-n$ -InSe. При облучении изменение параметра n составляло ± 0.1 . Для меньшего флюенса происходило уменьшение доли рекомбинационного механизма токопрохождения и соответственно большее проявление надбарьерного тока ($n = 1.9$); для максимального флюенса на суммарный ток оказывала незначительное действие туннельная составляющая ($n = 2.1$) (рис. 1). Данные факты указывают на отсутствие значимого дефектообразования в области пространственного заряда, вызванного радиацией.

С облучением происходило только уменьшение величины обратных токов, показатель степени m не изменялся. Это, как и рост прямых токов, в целом способствовало существенному (почти в 7 раз) увеличению коэффициента выпрямления $K_{\text{гес}}$ для облученных образцов (см. таблицу).

С увеличением флюенса облучения в исследуемых фотопреобразователях наблюдались уменьшение и последующий рост параметра R_s и увеличение шунтирующего сопротивления R_{sh} (см. таблицу), включенного на эквивалентной схеме диода параллельно барьеру. Отметим, что шунтирующее сопротивление незначительно влияет на форму ВАХ при больших напряжениях смещения (и соответственно токах), из-за чего не учитывалось при описанной выше перестройке ВАХ.

Изменения фотоэлектрических параметров гомоперехода $p-n$ -InSe имеют свои особенности (см. таблицу).

Параметры InSe-фотопреобразователей до и после γ -нейтронного облучения

Флюенс, н/см ²	0	$1.1 \cdot 10^{12}$	$1.2 \cdot 10^{13}$
<i>p-n-InSe</i>			
K_{rec} при $ U = 1$ В	900	5500 (+511)	6200 (+589)
n	2.0	1.9 (-5)	2.1 (+5)
U_{oc} , В	0.46	0.57 (+24)	0.59 (+28)
J_{sc} , мкА/см ²	465	496 (+7)	410 (-12)
R_s , Ом · см ²	$3.4 \cdot 10^3$	$2.5 \cdot 10^3$ (-26)	$4.0 \cdot 10^3$ (+18)
R_{sh} , Ом · см ²	$4.5 \cdot 10^5$	$8.5 \cdot 10^5$ (+89)	$9.2 \cdot 10^5$ (+104)
J_s , А/см ²	$3.0 \cdot 10^{-8}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-8}$
S_I ($\lambda = 0.98$ мкм), мА/Вт	68	80 (+18)	70 (+3)
S_U ($\lambda = 0.98$ мкм), В/Вт	$1.9 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^4$ (+21)	$2.4 \cdot 10^4$ (+26)
S , В ⁻¹	53	73 (+38)	75 (+42)
$\delta_{1/2}$, эВ	0.857	0.807	0.716
λ_{max} , мкм	0.77	0.81	0.82
$\Delta\lambda$, мкм	0.50–1.02	0.51–1.02	0.53–1.02
<i>n-p-Si</i>			
K_{rec} при $ U = 0.65$ В	$1.5 \cdot 10^4$	$7.2 \cdot 10^3$ (-52)	–
U_{oc} , В	0.38	0.34 (-10)	–
J_{sc} , мА/см ²	12.1	6.8 (-44)	–
n	1.6	1.7 (+6)	–
S_I ($\lambda = 0.98$ мкм), мА/Вт	98	19 (-81)	–
S_U ($\lambda = 0.98$ мкм), В/Вт	$9.3 \cdot 10^3$	$2.2 \cdot 10^3$ (-76)	–
<i>ITO-SiO₂-n-Si</i>			
K_{rec} при $ U = 0.65$ В	$5.1 \cdot 10^3$	$3.4 \cdot 10^3$ (-33)	–
U_{oc} , В	0.52	0.44 (-15)	–
J_{sc} , мА/см ²	19.2	8.6 (-55)	–
n	2.3	2.4 (+4)	–
S_I ($\lambda = 0.98$ мкм), мА/Вт	471	22 (-95)	–
S_U ($\lambda = 0.98$ мкм), В/Вт	$2.6 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^3$ (-87)	–

Примечание. В скобках указаны изменения параметров (в процентах) для облученных образцов относительно исходных.

Для исследуемых структур наблюдается только позитивная тенденция роста напряжения холостого хода U_{oc} с увеличением флюенса. Даже для максимального флюенса облучения происходит рост U_{oc} на 28%. Для флюенса 10^{12} н/см² ток короткого замыкания J_{sc} увеличивается на 7%, но последующее облучение снижает ток на 12%. Если представить выражение для J_{sc} как [10]

$$J_{sc} = J_s [\exp(-qJ_{sc}R_{sh}/nkT) - 1] - [J_{sc}R_s/R_{sh}] - J_{ph}, \quad (5)$$

где J_{ph} — фототок, а U_{oc} как [10]

$$U_{oc} = [nkT/q] \ln[(J_{ph}/J_s) - (U_{oc}/J_s R_{sh}) + 1], \quad (6)$$

можно отметить следующее. Плотность тока короткого замыкания растет при меньших значениях последовательного сопротивления и больших шунтирующего. Напряжение холостого хода увеличивается при росте R_{sh} , что мы и наблюдаем в эксперименте. На параметры U_{oc} и J_{sc} также оказывает влияние величина J_s . Изначально низкие значения J_{sc} можно объяснить большим последовательным сопротивлением исследуемых гомопереходов.

Фотопреобразователи *p-n-InSe* имели значительную фоточувствительность η в области длин волн

$\lambda = 0.50-1.02$ мкм с максимумом при $\lambda_{\text{max}} = 0.77$ мкм (рис. 2). Наличие такого максимума является результатом конкурирующего действия объемной и поверхностной рекомбинации. Край собственного поглощения характеризуется быстрым экспоненциальным ростом с крутизной $S = \Delta(\ln \eta)/\Delta h\nu = 53$ эВ⁻¹. Для исследуемого гомоперехода при энергиях фотонов $h\nu > 1.8$ эВ характерен монотонный спад фоточувствительности. Это связано с неоптимальной толщиной фронтального слоя, вследствие чего фотоносители успевают рекомбинировать, не достигнув *p-n*-перехода. С другой стороны, получение тонких (толщиной < 20 мкм) пластин неизбежно сопряжено с возникновением пластических деформаций [11], а использование таких пластин в методике оптического контакта усложняет ее, приводит к большому количеству дефектов на границе перехода и значительно ухудшает фотоэлектрические параметры образцов.

Для облученных фотопреобразователей *p-n-InSe* наблюдается существенный рост фототока в длинноволновой области (рис. 2). Так, отношение чувствительности в этой области к максимальной выросло в сравнении с аналогичным параметром для исходного образца в 1.25

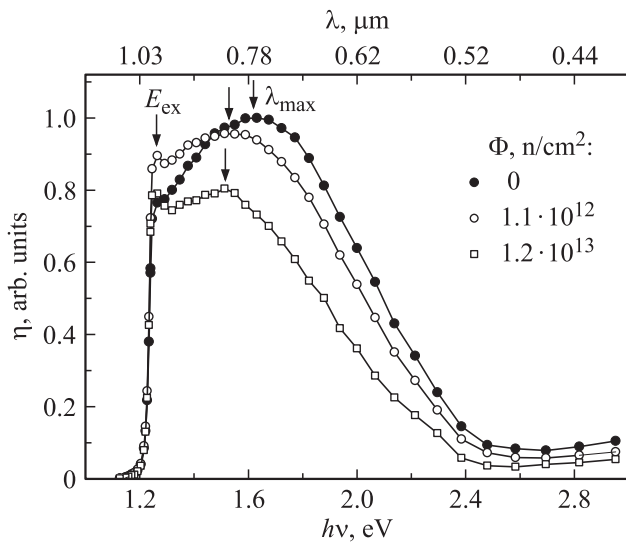


Рис. 2. Спектры фотоотклика InSe-фотопреобразователей в зависимости от дозы облучения.

и 1.36 раз соответственно для первого и второго флюенсов. Возрастает параметр S (см. таблицу). Дополнительно нужно отметить появление экситонных максимумов при энергии $E_{ex} = 1.26$ эВ. Данные факты можно связать с сохранением структурного совершенства InSe и диссоциацией экситонов на радиационных дефектах в результате миграции первых по объему слоистого кристалла. Положительная роль данных дефектов состоит в том, что они способствуют распаду экситонов на электрон и дырку и повышению фоточувствительности. Похожую динамику поведения спектров фотоотклика мы наблюдали при γ - [4] и электронном облучении [5].

Максимум фоточувствительности структур $p-n$ -InSe с облучением несколько смещается в длинноволновую часть спектра (рис. 2). Параллельно происходит уменьшение ширины спектров на их полувысоте $\delta_{1/2}$ (см. таблицу). Известно, что в отличие от гетероструктур для $p-n$ -гомоперехода кривая фоточувствительности определяется формой спектральной зависимости коэффициента сбора фотоносителей. Уменьшение квантовой эффективности фототока в глубине полосы фотоответа может быть связано с особенностями поглощения света в слоистом полупроводнике и характером движения фотогенерированных носителей к $p-n$ -переходу. Имеются в виду изменения коэффициента поглощения света и величины диффузионной длины неосновных носителей поперек слоев.

Если рассматривать коротковолновую область, $\lambda < 0.5$ мкм, то в ней наибольшая чувствительность характерна для исходного образца (рис. 2). Рост скорости поверхностной рекомбинации с γ -нейтронным облучением приводит к падению фототока на 27–49%.

Схожие изменения наблюдались в спектрах фотопроводимости селенида индия при его облучении γ -квантами (энергия $E = 1.23$ МэВ) [12]. При нейтронном облучении кристаллов InSe:Ag флюенсом

$\leq 10^{13}$ н/см² наблюдалось увеличение их фоточувствительности, дальнейшее облучение приводило к ее спаду [13]. В случае InSe:Ge результатом воздействия флюенсов 10^{11} – 10^{14} н/см² являлось только уменьшение фоточувствительности во всем спектральном диапазоне [13].

Диапазон длин волн спектральной характеристики фотопреобразователей $p-n$ -InSe, в котором их чувствительность составляла не менее 10% от своего максимального значения (другими словами, область спектральной чувствительности $\Delta\lambda$), с облучением существенно не изменялся (см. таблицу).

Если рассматривать в целом (рис. 2), то на фоне исходных образцов наблюдается уменьшение абсолютных значений фотоотклика облученных фотопреобразователей в исследуемом спектральном диапазоне.

Монохроматическая вольтовая чувствительность S_U фотопреобразователей $p-n$ -InSe с облучением только возрастает, что коррелирует с поведением параметра U_{oc} . Максимальный рост монохроматической токовой чувствительности S_I (при $\lambda = 0.98$ мкм) достигал 18%. Облучение флюенсом 10^{13} н/см² приводило к падению данной величины, однако в сравнении с начальным значением все же зафиксирован небольшой рост S_I .

Как известно [14,15], при нейтронном облучении формируются сложные структурные дефекты — так называемые разупорядоченные области и кластеры дефектов с радиусом в несколько десятков нанометров. Кроме того, при облучении нейтронами существенную роль в формировании радиационных дефектов играют вторичные процессы, вызванные диффузией и перемещением первичных дефектов Френкеля. Структурные повреждения влияют на электрофизические параметры полупроводников: снижают концентрацию, время жизни и подвижность неосновных носителей заряда. Эффект от γ -квантов в нашем случае минимален (на фоне действия нейтронов, естественно), и поэтому данную компоненту излучения мы не будем брать в расчет. Действительно, если исходить из результатов рентгенографических исследований, рамановских спектров, электрических и фотоэлектрических измерений, сделанных в работе [6], в диапазоне используемых в этой работе доз 10^4 – 10^6 рад (см. п. 2) не происходит существенного превращения собственной дефектной структуры селенида индия, а поведение ВАХ фотодиодов на его основе указывает на высокую степень стойкости $p-n$ -перехода к γ -излучению. Также можно пренебречь ядерным легированием полупроводниковых кристаллов [16], поскольку процентный вклад термических нейтронов являлся небольшим.

В селениде индия влияние небольших флюенсов облучения (до 10^{12} н/см²) сводится к улучшению его электрических и спектральных характеристик. Как следствие этого улучшаются параметры фотопреобразователей $p-n$ -InSe. Это можно связать с радиационно-стимулированным упорядочением дефектной структуры слоистого полупроводника — преодолением структурных несовершенств, которые для исходных кристаллов проявляются в неупорядоченном характере распределения катионных вакансий, примесных атомов или

сверхстехиометрического индия. Последние две компоненты проявляют тенденцию к размещению между слоями. Облучение помогает примесным атомам создавать вдоль кристаллографической оси c кластеры, которые усиливают связь между слоями. Присутствуют процессы ассоциации In_i с V_{In} и Se_i с V_{Se} . Упорядочение кристаллической структуры приводит к уменьшению удельного сопротивления полупроводника, что является прямой причиной изменения таких параметров, как R_s и соответственно J_{sc} . Эффекты улучшения параметров полупроводников и изделий на их основе после облучения также наблюдались в случаях кремния, арсенида и фосфида галлия [17]. При больших флюенсах описанные ранее процессы замедляются и начинают преобладать следующие: происходит создание вакансионных кластеров и рост множества мелких кластеров межузельного типа, а также накопление радиационных дефектов. При взаимодействии налетающего нейтрона массой m с атомом вещества массой M первичному атому передается энергия в диапазоне от 0 до E_{max} [16], где

$$E_{\text{max}} \propto 4Mm/(M+m)^2. \quad (7)$$

Отсюда можно заключить, что атом Se получает энергии больше, чем атом In, и, следовательно, длина пробега первичного иона халькогена больше, чем первичного иона металла. Все это сказывается на картине кластеров в селениде индия. Генерация новых радиационных дефектов приводит, помимо прочего, к росту удельного сопротивления полупроводников [16] и увеличению роли безызлучательных центров рекомбинации, что соответственно является причиной возрастания последовательного сопротивления R_s и уменьшения фототклика облученных фотопреобразователей. За данные центры в слоистых кристаллах отвечает бивакансия металла–халькогена [5].

Представленные выше результаты находятся в согласии с немногочисленными литературными данными, касающимися слоистых полупроводников. В работах [18–20] исследовалось облучение барьера Шоттки $\text{Au}-n\text{-InSe}$ импульсными γ -нейтронными флюенсами 10^{12} и 10^{14} н/см². Авторами для малых флюенсов зафиксировано возрастание монохроматической (на 7%), вольт-ваттной (на 19%) и интегральной (на 9%) чувствительностей. С ростом флюенса чувствительность структуры $\text{Au}-n\text{-InSe}$ уменьшалась на 10–30%, увеличивались токи прямых и обратных ветвей ВАХ.

Даже начальный флюенс γ -нейтронного облучения оказывается фатальным для параметров традиционных фотопреобразователей на основе кремния, вызывая их сильную деградацию (см. таблицу). Фоточувствительность солнечных элементов двух типов $n-p\text{-Si}$ и $\text{ITO}-\text{SiO}_2-n\text{-Si}$, выбранных в качестве тестовых структур, уменьшается в 5 и 21 раз соответственно. Это же касается величин U_{oc} и J_{sc} , их падение составило 10–15% и 44–55% соответственно. Существенно деградировал коэффициент выпрямления: на 33–55%. С облучением только параметр n претерпевал незначительное увеличение.

4. Заключение

Показано, что при γ -нейтронном облучении фотопреобразователей $p-n\text{-InSe}$ флюенсами 10^{12} и 10^{13} н/см² существенно увеличились (на 26–59%) параметры K_{rec} , R_{sh} , U_{oc} и S_U при почти неизменном коэффициенте неидеальности n . Для начального флюенса наблюдалось уменьшение последовательного сопротивления (на 26%) и увеличение тока короткого замыкания (на 7%) исследуемых структур; при последующем облучении данные параметры ухудшались на 18 и 12% соответственно. Даже для максимального флюенса значительных изменений спектрального контура фототока в целом не установлено, но, в частности, зафиксировано появление экситонного пика после облучения. Вышесказанное может свидетельствовать о радиационно-стимулированном упорядочении дефектной структуры слоистого полупроводника при облучении флюенсом 10^{12} н/см², увеличении роли рекомбинационных центров и диссоциации экситонов на радиационных дефектах при флюенсе 10^{13} н/см².

В то же время даже начальная стадия облучения вызвала сильную деградацию параметров тестовых кремниевых солнечных элементов $n-p\text{-Si}$ и $\text{ITO}-\text{SiO}_2-n\text{-Si}$.

Полученные результаты доказывают высокую стойкость InSe -фотопреобразователей к γ -нейтронному излучению и перспективность их использования при наличии значительного радиационного фона.

Список литературы

- [1] V.M. Koshkin, Yu.P. Dmitriev. Chem. Rev., **19** (2), 1 (1994).
- [2] K.A. Askerov, M.G. Bektashi, V.I. Gadzhieva, D.Sh. Abidinov. *19th Int. Conf. on Photoelectronics and Night Vision Devices* (Moscow, Russia, 2006) [Proc. SPIE, **6636**, 66360C-1 (2007)].
- [3] K.A. Аскеров, А.З. Абасова, Ф.К. Исаев. Прикл. физика, **4**, 94 (2004).
- [4] З.Д. Ковалюк, В.Н. Катеринчук, О.А. Политанская, О.Н. Сидор. Технология и конструирование в электронной аппаратуре, **5**, 47 (2005).
- [5] З.Д. Ковалюк, О.А. Политанская, О.Н. Сидор, В.Т. Маслюк. ФТП, **42** (11), 1321 (2008).
- [6] Z.D. Kovalyuk, O.A. Politanska, V.G. Tkachenko, I.N. Maksymchuk, V.V. Dubinko, A.I. Savchuk. J. Nucl. Mater., **385**, 489 (2009).
- [7] В.Л. Бакуменко, В.Ф. Чишко. ФТП, **11** (10), 2000 (1977).
- [8] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984) кн. 1, гл. 2, с. 95.
- [9] П.И. Савицкий, З.Д. Ковалюк, И.В. Минтянский. Неорг. матер., **32** (4), 405 (1996).
- [10] В.И. Стриха, С.С. Кильчицкая. Солнечные элементы на основе контакта металл–полупроводник (СПб., Энергоатомиздат, 1991) гл. 1, с. 10.
- [11] V. Augelli, C. Manfredotti, R. Murri, A. Rizzo, L. Vasanelli. Nuovo Cimento B, **47**, 101 (1978).
- [12] M.Z. Zarbaliyev, I.H. Mutlu. Rad. Eff. Def. Solids, **161** (11), 665 (2006).
- [13] K.A. Askerov, A.Z. Abasova, F.K. Isayev. *17th Int. Conf. Photoelectronics and Night Vision Devices* (Moscow, Russia, 2002) [Proc. SPIE, **5126**, 483 (2003)].

- [14] Б. Келли. *Радиационное повреждение твердых тел* (М., Атомиздат, 1970).
- [15] К. Лейман. *Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов* (М., Атомиздат, 1979).
- [16] В.С. Вавилов, Н.П. Кекелидзе, Л.С. Смирнов. *Действие излучений на полупроводники* (М., Наука, 1988).
- [17] Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырев, В.А. Вавилов. *Воздействии радиации на интегральные микросхемы* (Минск, Наука и техника, 1986) гл. 2, с. 47.
- [18] К.А. Аскеров. *Физика*, **2** (2), 19 (1996).
- [19] Р.Ю. Алиев, Д.И. Караев, К.А. Аскеров. *Физика*, **2** (3), 32 (1996).
- [20] Р.Ю. Алиев, К.А. Аскеров. *Прикл. физика*, **3**, 78 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of bremsstrahlung gamma-neutrons on parameters of indium–selenium photoconverters

*O.N. Sydor, O.A. Sydor, Z.D. Kovalyuk, V.I. Dubinko**

Institute for Problems of Materials Science
(Chernivtsi Department),
National Academy of Sciences of Ukraine,
58001 Chernivtsi, Ukraine

* „Accelerator“ S&R Establishment with NSC
„Kharkiv Institute of Physics and Technology“,
61108 Kharkiv, Ukraine

Abstract For the first time the effect of bremsstrahlung gamma-neutron irradiation ($E_{\text{eff}} = 8 \text{ MeV}$) by the fluences $10^{12} - 10^{13} \text{ n/cm}^2$ on the electrical and photoelectrical parameters of layered photoconverters $p-n\text{-InSe}$ is studied. Even at the highest fluence of irradiation it is found an improvement of their current–voltage characteristics, an increase of open-circuit voltage at a slight decrease in short-circuit current. Substantial changes of the spectral photoresponse curve are not established on the whole. At the same time, even the initial stage of irradiation caused strong degradation of parameters of test silicon solar cells. This fact allows to recommend the photodiodes studied for use as radiation-resistant photodetectors.