

06;08

## Восстановление фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов, облученных $\gamma$ -квантами $^{60}\text{Co}$ , с помощью ультразвуковой обработки

© Н.А. Гусейнов, Я.М. Олих, Ш.Г. Аскеров

Институт физики НАН Азербайджана, Баку

E-mail: nguseynov@mail.ru

Институт физики полупроводников им. Лашкарёва НАН Украины, Киев

E-mail: jaroluk3@ukr\_net

Бакинский государственный университет, Азербайджан

Поступило в Редакцию 19 июня 2006 г.

Показана возможность восстановления с помощью ультразвуковой обработки фотоэлектрических свойств кремниевых солнечных элементов, предварительно облученных  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Отмечается, что наблюдаемое увеличение максимальной выходной мощности кремниевых солнечных элементов после ультразвуковой обработки связано с повышением однородности кристаллической структуры и перераспределением в ней радиационных дефектов.

PACS: 72.50.+b, 61.82.Fk

Как известно, при облучении полупроводниковых приборов заряженными частицами высоких энергий происходит накопление в объеме полупроводника радиационных дефектов, что приводит к существенному ухудшению электрофизических и фотоэлектрических характеристик приборов [1,2]. Контролируемое воздействие на дефектную структуру полупроводникового прибора в области  $p$ – $n$ -перехода и базовой области позволяет целенаправленно корректировать его характеристики. Традиционно для этих целей используют термический отжиг, хотя в последнее время большое внимание уделяют атермическим способам обработки. Учитывая результаты многочисленных работ по акустостимулированному улучшению свойств полупроводниковых материалов [3–6], использование для этой цели ультразвуковых (УЗ) волн может оказаться также эффективным способом и для приборов. В данной работе исследовано восстановление с помощью ультразвуковой

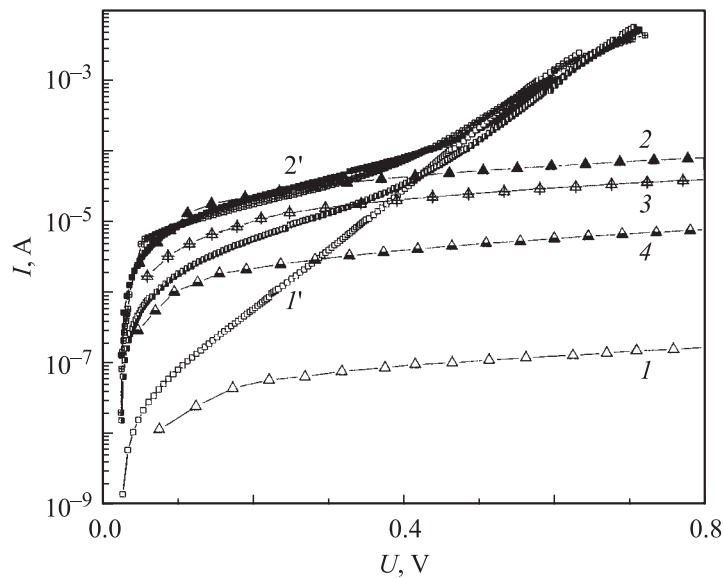
Рассчитанные значения параметров СЭ (при 300 К)

Состояние образца	Параметры				
	$N_{ef}, \text{cm}^{-3}$	$A$	$I_0, \mu\text{A}$	$L_n, \mu\text{m}$	$\tau_n, \mu\text{s}$
До облучения	$2.17 \cdot 10^{16}$	2.58	88.2	51.0	0.78
После $\gamma$ -облучения	$3.14 \cdot 10^{16}$	2.85	287.0	44.9	0.60
После УЗО-1	$2.92 \cdot 10^{16}$	2.78	276.0	48.5	0.70
После УЗО-2	$2.48 \cdot 10^{16}$	2.67	135.0	49.6	0.73

обработки (УЗО) первоначальных свойств кремниевых солнечных элементов (СЭ), свойства которых ухудшились в результате радиационного облучения.

СЭ изготавливались диффузией фосфора в кремниевую монокристаллическую пластину  $p$ -типа проводимости с исходной концентрацией дырок  $N_a \sim 1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ . Толщина верхнего диффузионного слоя  $n$ -типа ( $N_d \sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ) составляет  $d_n = 0.3 \mu\text{m}$ , а толщина базы  $d_p = 280 \mu\text{m}$  [7]. Площади исследуемых кремниевых СЭ составляли  $1 \text{cm}^2$ . СЭ облучались при комнатной температуре  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$  до дозы  $\sim 10^6 \text{rad}$ . Затем эти образцы были последовательно, в два этапа, подвергнуты УЗО; продольная волна вводилась с тыльной стороны образца, перпендикулярно к его рабочей поверхности. На первом этапе УЗО-1 (частота  $f_{US} \sim 9 \text{MHz}$ , интенсивность  $W_{US} \sim 0.5 \text{W/cm}^2$ , продолжительность  $t \sim 120 \text{min}$ ); на втором, УЗО-2, ( $f_{US} \sim 27 \text{MHz}$ ,  $W_{US} \sim 1 \text{W/cm}^2$  и  $t \sim 200 \text{min}$ ). После каждого этапа УЗО измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) в широком интервале температур ( $100 \div 350 \text{K}$ ) и вольт-фарадные характеристики (ВФХ) СЭ. Из емкостных измерений определялись значения времени жизни неосновных носителей  $\tau_n$  и эффективной концентрации ионизированных центров  $N_{ef}$  [8]. Параметры СЭ до и после соответствующих обработок приведены в таблице.

На рис. 1 приведены ВАХ солнечных элементов. Видно, что  $\gamma$ -облучение приводит к ухудшению ВАХ по сравнению с исходной (уменьшение тока в прямом направлении  $I_D$  — рис. 1, кривая 2' и увеличение на несколько порядков обратного тока  $I_R$ , кривая 2). Последующие УЗО-1 и особенно УЗО-2 восстанавливают характеристики СЭ, приближая их к исходным (кривые 3 и 4). Влияние  $\gamma$ -облучения и УЗО непосредственно



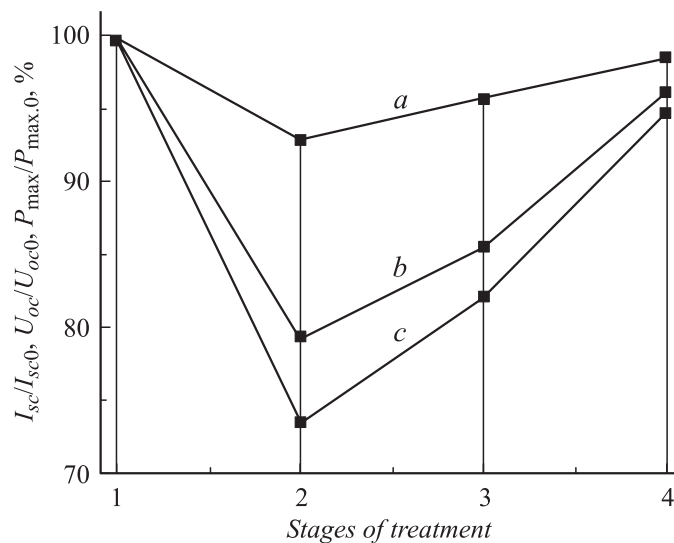
**Рис. 1.** Сравнительные измеренные прямые ветви ВАХ солнечного элемента (индексы со штрихами) и обратные при 200 К на разных этапах обработки. Кривые:  $I$  — исходная;  $2$  — после  $\gamma$ -облучения дозой  $10^6$  rad;  $3$  — после УЗО-1;  $4$  — после УЗО-2.

на фотоэлектрические параметры СЭ показаны на рис. 2. Видно, что  $\gamma$ -облучение снижает напряжение холостого хода  $U_{oc}$ , ток короткого замыкания  $I_{sc}$  и максимальную выходную мощность  $P_{max}$ , последующие же УЗО повышают их, приближая к исходным значениям. Отметим, что изменения при ультразвуковой обработке ВАХ и ВФХ исходных (до  $\gamma$ -облучения) СЭ значительно меньше зависят от режимов обработки и определяются в основном акустостимулированными процессами релаксации внутренних механических напряжений [5].

Величина фототока определяется из выражения [8]:

$$I_F = qSN_FQ, \quad (1)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $SN_F$  — общее количество фотогенерированных электронно-дырочных пар на площадке  $S$ ,  $Q$  — коэффициент



**Рис. 2.** Изменение относительных величин  $U_{oc}/U_{oc0}$  (a),  $I_{sc}/I_{sc0}$  (b) и  $P_{max}/P_{max0}$  (c) СЭ при 300 К на разных этапах его обработки. Точки на абсциссе: 1 — исходная; 2 — после  $\gamma$ -облучения дозой  $10^6$  rad; 3 — после УЗО-1; 4 — после УЗО-2.

собираения. Поскольку величина  $SN_F$  остается практически постоянной в условиях данного эксперимента, то происходящее в результате обработок падение фототока СЭ, очевидно, обусловлено уменьшением  $Q$ . В свою очередь, когда диффузионная длина неосновных носителей в базе  $L_n \ll d_p$ , величина  $Q$  определяется из [9]:

$$Q = \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ ,  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов.

Напомним, что, в соответствии с [8], напряжение холостого хода  $U_{oc}$  определяется как

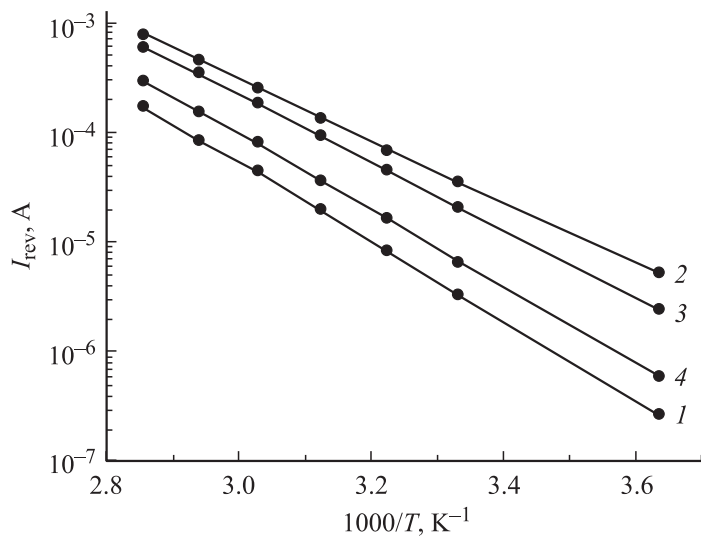
$$U_{oc} \approx \frac{AkT}{q} \ln \frac{I_{sc}}{I_0}, \quad (3)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $A$  — безразмерный коэффициент, характеризующий скорость рекомбинации в слое

объемного заряда,  $I_0$  — обратный ток насыщения, протекающий через  $p$ – $n$ -переход,  $I_{sc}$  — ток короткого замыкания. Как показывают наши оценки, облучение  $\gamma$ -квантами не приводит к значительному изменению  $A$  (см. таблицу). Не должны приводить к заметному изменению  $U_{oc}$  и вариации  $I_{sc}$  и  $I_0$ , поскольку они находятся под знаком логарифма в [3].

Как известно [10], ток термогенерации прямо пропорционален концентрации генерационно-рекомбинационных центров. Измерение величины  $I_{rev}$  при практическом постоянстве наклона ВАХ после соответствующих обработок указывает на изменение концентрации центров генерации — рекомбинации (уменьшение величины  $I_{rev}$  обусловлено уменьшением концентрации центров генерации — рекомбинации, увеличение  $I_{rev}$  — их ростом). Изменение наклона ВАХ при изменении величины  $I_{rev}$  после соответствующих обработок указывает как на изменение концентрации центров генерации–рекомбинации, так и на изменение механизма токопереноса. Об этом также свидетельствует температурная зависимость  $I_{rev}$  при  $U_{rev} = 0.4$  В.

Проанализируем возможные механизмы наблюдаемых изменений. При облучении СЭ  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ , в результате взаимодействия радиационных дефектов с уже имеющимися в кристалле дефектами, в области  $p$ – $n$ -перехода и базы могут создаваться дополнительные электрические и оптические активные центры, играющие роль генерационно-рекомбинационных центров, что приводит к уменьшению  $\tau_n$  и параметров  $Q$  и  $I_F$ , зависящих от  $\tau_n$ . Поскольку в исследуемых образцах толщина освещаемого верхнего диффузионного слоя значительно меньше, чем диффузионная длина неосновных носителей ( $d_n \ll L_p$ ), радиационное уменьшение  $L_p$  в этом  $n$ -слое в соответствии с уравнением (2) не влияет на  $Q$  и  $I_F$ . С другой стороны, толщина базы  $d_n \gg L_n$ , и происходящие изменения  $L_n$  (см. таблицу) должны приводить к заметным изменениям  $Q$  и  $I_F$ . Следовательно, введение в полупроводниковую структуру радиационных дефектов значительно сильнее сказывается на  $\tau_n$  и  $L_n$ , чем на  $L_p$ , и соответственно изменения  $Q$  происходят в основном за счет изменения  $L_n$  [11]. Мы полагаем, что именно с этим механизмом связаны основные изменения фотоэлектрических характеристик СЭ в результате облучения  $\gamma$ -квантами. При УЗО в результате диффузии радиационных дефектов преимущественно в глубь базы [6] происходит восстановление  $\tau_n$  и  $L_n$ . „Отток“ подвижных радиационных дефектов от  $p$ – $n$ -перехода подтверждается также емкостными измерениями, из



**Рис. 3.** Температурные зависимости обратного тока  $I_{rev}$  кремниевого СЭ при напряжении  $V_{rev} = 0.4$  V. Нумерация кривых та же, что и на рис. 1.

которых было определено значение эффективной концентрации ионизированных центров в  $p$ -области. Из таблицы видно, что  $\gamma$ -облучение приводит к росту, а последующие УЗО — к понижению  $N_{ef}$ . Заметим при этом, что как для исходных, так и для прошедших соответствующие обработки СЭ изменение обратного тока  $I_{rev}$  с ростом обратного напряжения  $U_{rev}$  (при  $U_{rev} > 0.1$  V) описывается зависимостью, близкой к  $I_{rev} \sim \sqrt{U_{rev}}$ , что указывает на преимущественно термогенерационную природу обратного тока. В исходном состоянии (рис. 3, кривая 1) наклон температурной зависимости  $I_{rev}$  составляет величину  $\sim 0.71$  eV, что указывает на наличие диффузионного и генерационного механизма токопереноса. Наклон температурной зависимости  $I_{rev}$  СЭ облученного  $\gamma$ -квантами (рис. 3, кривая 2), понизился и составил величину  $\sim 0.55$  eV, характерную для тока термогенерации (т. е. величину порядка  $E_g/2$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны кремния). После УЗО-1 и особенно УЗО-2 наклон температурной зависимости  $I_{rev}$  возрастает (рис. 3, кривые 3 и 4) и становится равным  $\sim 0.69$  eV. Это свидетельствует

о появлении диффузионной компоненты в механизме токопереноса и уменьшении концентрации генерационно-рекомбинационных центров в области  $p-n$ -перехода.

Таким образом, в отличие от тепловой энергии, поглощаемой равномерно во всем объеме полупроводника, поглощение энергии УЗ волны происходит в основном на дефектах кристаллической решетки, способствуя их перераспределению к равновесному состоянию [3,5,6]. Поскольку облучение  $\gamma$ -квантами создает радиационные дефекты в СЭ, которые более подвижны, то при последующей УЗО акустическая волна взаимодействует преимущественно с последними, способствуя их перераспределению и акустическому отжигу [12]. Приведенные в работе результаты свидетельствуют о том, что УЗО частично восстанавливает совершенство кристаллической структуры СЭ, нарушенное в процессе облучения  $\gamma$ -квантами.

## Список литературы

- [1] Вавилов В.С., Ухин Н.А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М.: Атомиздат, 1965. 310 с.
- [2] Мамонтов А.П., Чернов И.П. Эффект малых доз ионизирующего излучения. М.: Энергоатомиздат, 2001. 250 с.
- [3] Браиловский Е.Ю., Здебский А.П., Семенова Г.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 21. В. 4. С. 80–84.
- [4] Олих Я.М., Шавлюк Ю.Н. // ФТТ. 1996. Т. 38. В. 11. С. 3365–3371.
- [5] Ермолович И.Б., Миленин В.В., Конакова Р.В. и др. // ФТП. 1997. Т. 31. В. 4. С. 503–508.
- [6] Парчинский П.Б., Власов С.И., Муминов Р.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 10. С. 40–45.
- [7] Guseynov N.A., Askerov Sh.G., Aslanov Sh.S. // SQO. 2005. V. 8. N 3. P. 85–87.
- [8] Абдулаев Г.Б., Искендерзаде З.А. Некоторые вопросы электронно-дырочных переходов. Баку: Элм, 1971. 246 с.
- [9] Бордина Н.М., Головер Т.М. // Гелиотехника. 1977. № 1. С. 11–16.
- [10] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 455 с.
- [11] Олих О.Я., Островский И.В. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 7. С. 1198–1202.
- [12] Олих Я.М., Карась Н.И. // ФТП. 1996. Т. 30. В. 8. С. 765–767.