

06.2  
©1993

## ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ И НАГРУЗОЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $p-i-n$ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ $\beta$ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ $a$ -Si:H

*В.Ю.Флоринский, Н.А.Феохтистов, А.Б.Певцов,  
А.И.Косарев, А.Я.Виноградов, А.Г.Пилатоев,  
Л.Е.Морозов, П.П.Голокоз, В.Н.Червинский,  
В.М.Ганшин, Н.С.Петренко*

Перспективность использования тонких пленок аморфного гидрированного кремния ( $a$ -Si:H) для фотоэлектрического преобразования солнечной энергии хорошо известна и обоснована [1]. В настоящей работе рассмотрена возможность создания на основе собственного и легированных слоев  $a$ -Si:H "не солнечного" автономного преобразователя, использующего энергию  $\beta$ -излучения изотопного источника. Проведены исследования спектральных и нагрузочных характеристик подобного рода  $p-i-n$  структур.

В качестве источника  $\beta$ -излучения с плотностью электронного потока  $\sim 0.2$  нА/см<sup>2</sup> применялась пленка титана толщиной  $\sim 4500$  Å, насыщенная тритием с максимумом энергетического распределения электронного потока при 5.7 кэВ [2]. Следует отметить, что использование тритий-титанового источника для экспериментальных исследований представляет трудности из-за невозможности варьирования параметров возбуждения: плотности электронного потока, энергии и площади пучка.

Поэтому на первом этапе работы при оптимизации параметров приборных структур (толщин отдельных слоев, концентрации легирующих добавок и т.д.) и измерении электрофизических характеристик мы использовали в качестве аналога источника  $\beta$ -излучения пучок растрового электронного микроскопа РЭММА-202М в режиме "точки" (с отключенными развертками). Энергия падающих электронов  $E_b$  варьировалась в диапазоне 3–35 кэВ при плотностях тока пучка  $I_b = 0.3 - 30$  нА/см<sup>2</sup>. Использование таких величин токов обусловлено как интенсивностью излучения возможных изотопных источников, так и требованием стабильности параметров структуры в процессе эксперимента. Площадь электронного пучка на поверхности образца изменялась в пределах от долей до десятков миллиметров с помощью фокусировки.

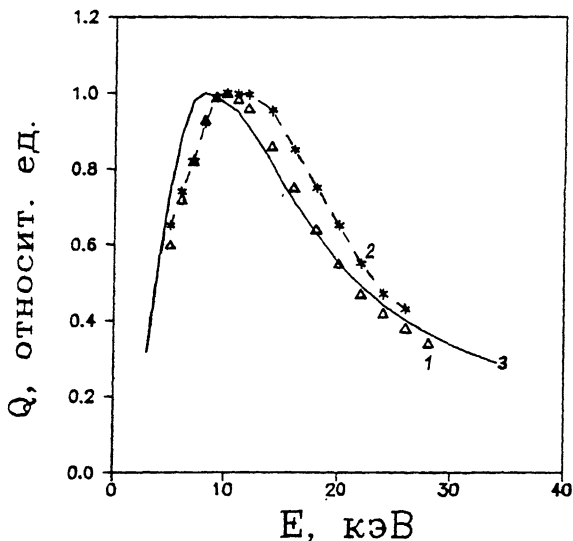


Рис. 1. Энергетические зависимости коэффициента собирания ( $Q$ )  $p-i-n$  структур (1 —  $p-i-n$  структура; 2 — каскадная  $p-i-n-p-i-n$  структура; 3 — теоретический расчет).

Исследуемые  $p-i-n$  структуры изготавливались последовательным нанесением на стеклянную подложку следующих слоев: титан толщиной  $300 \text{ \AA}$  —  $p^+$  —  $a\text{-Si:H}/200\text{--}400 \text{ \AA}$  —  $i\text{-a-Si:H}/5000 \text{ \AA}$  —  $n^+$  —  $a\text{-Si:H}/200\text{--}400 \text{ \AA}$  — титан  $50\text{--}100 \text{ \AA}$ . Активная площадь структур составляла  $0.03\text{--}1 \text{ см}^2$ . Легированные и нелегированные слои аморфного кремния наносились методом высокочастотного разложения силана в реакторе диодной конструкции. Кроме  $p-i-n$  структур были приготовлены также  $n-i-p$  структуры, в которых фронтальным легированным слоем служил  $p^+$ -слой и каскадные структуры типа  $p-i-n-p-i-n$ .

На рис. 1 в относительных единицах представлены для одинарной и каскадной структур спектральные зависимости коэффициента собирания  $Q(E_b)$  электронно-дырочных пар, возбуждаемых потоком эВ-электронов. Величина  $Q(E_b)$  определялась как отношение плотности электрического тока  $p-i-n$  структуры при отсутствии внешнего напряжения ( $U = 0$ ) к плотности тока падающих на образец электронов. Видно, что кривые  $Q(E_b)$  имеют максимум в области  $9\text{--}12 \text{ кэВ}$ , который смещается в область больших энергий для каскадных структур. Максимальные значения коэффициента собирания достигали для исследованных структур величин  $400\text{--}500$ . Спад  $Q(E_b)$  в области малых энергий связан с уменьшением коэффициента размножения

первичных электронов по мере понижения их энергии. Спад  $Q(E_b)$  в области больших энергий обусловлен увеличением длины пробега высокоэнергетичных электронов по сравнению с толщиной ( $\leq 0.5$  мкм) активного  $i$  слоя  $p-i-n$  структуры. Именно по этой причине коэффициент собирания каскадной структуры (имеющей двойную толщину) повышен в области больших ( $> 12$  кэВ) энергий по сравнению с одинарной  $p-i-n$  структурой.

Анализ полученных результатов выполнен с помощью численного решения транспортных уравнений, описывающих собирание неравновесных носителей встроенных полей  $p-i-n$  структуры, с использованием приближений, применяемых для расчета характеристик солнечных элементов на основе  $\alpha$ -Si:H [3]. Предполагалось постоянство времен жизни электронов и дырок и отсутствие влияния концентрации неравновесных носителей заряда на распределение электрического поля в структуре. Параметры  $\alpha$ -Si:H — длины диффузии носителей, дебаевская длина экранирования, величина встроенного потенциала — определялись из исследования фотоэлектрических характеристик  $p-i-n$  структур. Функция генерации ( $G$ ) неравновесных носителей вводилась как:

$$G(x) = \frac{I_b}{lE_{eh}} \cdot \frac{dE}{dx},$$

где  $e$  — заряд электрона,  $E_{eh}$  — энергия образования пары носителей. Диссипация энергии электрона ( $dE/dx$ ) при пролете  $i$ -слоя определялась в соответствии с аппроксимацией, полученной в [4], где в качестве зависимости длины пробега  $R \subset E \supset$  от энергии  $\beta$ -частиц использовалась оценочная эмпирическая зависимость  $R = bE^\gamma$  (величины  $b$  и  $\gamma$  зависят от плотности зарядового и массового чисел среды). Энергия  $E_{eh}$  служила подгоночным параметром.

На рис. 1 вычисленная зависимость  $Q(E_b)$  для одинарной  $p-i-n$  структуры представлена сплошной кривой. Получено удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных значений  $Q(E_b)$  в случае равенства  $E_{eh} = 7-8$  эВ. Отметим, что величина энергий образования пар для кристаллического кремния составляет 3.6 эВ. Увеличение  $E_{eh}$  может быть связано как большей величиной запрещенной зоны у аморфного кремния, так и с увеличением диссипации энергии без генерации электронно-дырочных пар из-за структурной неупорядоченности материала.

На рис. 2 представлены нагрузочные характеристики одинарной и каскадной структуры при облучении электронным потоком с энергией 15 кэВ и плотностью 1 нА/см<sup>2</sup>. Наблюдалось почти двукратное увеличение напряжения холостого хода для каскадной структуры при незначительном

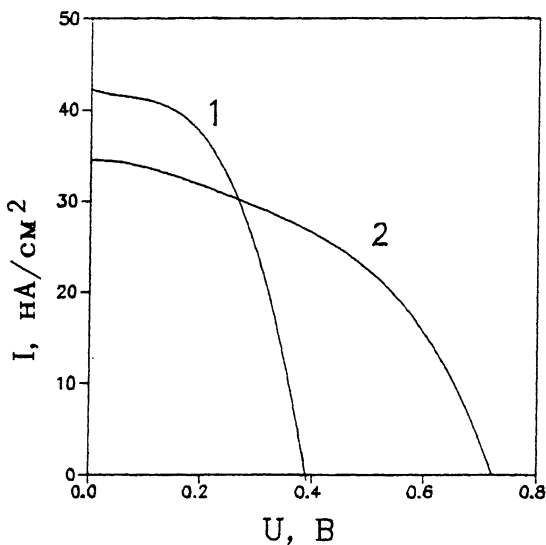


Рис. 2. Нагрузочные характеристики  $p-i-n$  (кривая 1) и  $p-i-n-p-i-n$  (кривая 2) структур при облучении их электронами с энергией 10 кэВ и плотностью потока 1 нА/см<sup>2</sup>.

отличии по сравнению с одинарной  $p-i-n$  структурой коэффициента заполнения нагрузочной кривой, величина которого для разных образцов менялась в пределах 0.4–0.5.

Выполненные экспериментальные исследования и численные расчеты  $p-i-n$  структур показали, что вариации толщин легированных слоев в диапазоне 100–400 Å не приводят к существенному изменению величины коэффициента собирания для  $E_b > 5$  кэВ, а оптимальная толщина собственного слоя  $a-Si:H$  составляет 0.4–0.6 мкм. Мы не обнаружили существенных отличий эффективности преобразования  $p-i-n$  и  $n-i-p$  структур. На основе полученных результатов были изготовлены оптимизированные  $p-i-n$  структуры, механически соединенные с источником  $\beta$ -излучения — пленкой титана, насыщенной тритием, и исследованы их характеристики. В этом случае для одинарных структур с площадью 1 см<sup>2</sup> были получены следующие параметры:  $Q = 300 - 400$ , напряжение холостого хода 0.25–0.35 В, коэффициент заполнения около 0.4. Эффективность преобразования потока  $\beta$ -частиц (с учетом конкретного вида спектра излучения источника) одинарной  $p-i-n$  структурой можно оценить величиной 1–2 %. Без учета подложек удельная электрическая мощность такого преобразователя составляет  $\sim 70$  мкВт/см<sup>3</sup>.

## Список литературы

- [1] Аморфные полупроводники и приборы на их основе / Под ред. И.Хамакавы, М.: Металлургия, 1986. 376 с.
- [2] Ключников А.А., Коломиец Н.Ф., Минчук Г.Я., Червинский В.Н. Принципы построения и применения металло-тритиевых структур. Киев: Наукова думка, 1992. 215 с.
- [3] Gutkowitz-Krusin D., Wronski C.R., Tiedje T. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. P. 87.
- [4] Everhart T.E., Hoff P.H. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 5837.

Физико-технический  
институт им. А.Ф.Иоффе РАН,  
С.-Петербург

Поступило в Редакцию  
11 июня 1993 г.

---