

## ОСОБЕННОСТИ СОБИРАНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА, ГЕНЕРИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ $a\text{-Si} : \text{H}$ И $a\text{-Si} : \text{C} : \text{H}$

В. Г. Голубев, Л. Е. Морозова, А. Б. Певцов,  
Н. А. Феоктистов, В. Ю. Флоринский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 26 июля 1993 г. Принята к печати 2 сентября 1993 г.)

Представлены результаты исследования преобразования потока электронов с энергиями  $3 \div 35$  кэВ в электрический ток  $p-i-n$ -структурами на основе аморфного гидрированного кремния и карбида кремния.

Выполнен численный расчет энергетической зависимости тока короткого замыкания преобразователя от энергии падающих электронов и его сравнение с экспериментом. Приведены спектральные и нагрузочные характеристики исследованных  $p-i-n$ -структур в зависимости от содержания метана в газовой смеси, используемой при получении пленок аморфного карбида кремния. Из сопоставления расчетных и экспериментальных результатов определена величина энергии образования электронно-дырочной пары, равная  $7 \div 8$  эВ.

1. В настоящее время достаточно хорошо изучены процессы токопереноса в  $p-i-n$ -структурах на основе гидрированного аморфного кремния ( $a\text{-Si} : \text{H}$ ) при воздействии на них светового потока. Это нашло отражение в создании фотопреобразователей различных типов, где в качестве активных слоев используются пленки  $a\text{-Si} : \text{H}$  и  $a\text{-Si} : \text{C} : \text{H}$ . В то же время проблемы, связанные с детектированием других видов излучений, в частности низкоэнергетичных электронов, изучены существенно меньше. Основное внимание уделялось исследованию метастабильных дефектов, образующихся в пленках  $a\text{-Si} : \text{H}$  под действием электронного облучения [<sup>1-3</sup>]. Характеристики же аморфных тонкопленочных структур, преобразующих энергию электронов  $E_b$  порядка нескольких кэВ в электрический ток, практически не рассматривались. Вместе с тем известны попытки создания макетов преобразователей энергии изотопных источников электронов с использованием кристаллических полупроводниковых материалов [<sup>4</sup>].

В настоящей работе проведены детальные исследования характеристик преобразования в электрический ток потока электронов с энергиями  $E_b = 3 \div 35$  кэВ приборными структурами на основе тонких пленок аморфного гидрированного кремния.

2. Энергия электронов (с  $E_b$  порядка нескольких кэВ) обуславливает глубину их проникновения в вещество, близкую к значениям, имеющим место в случае поглощения солнечного света. Следовательно, можно ожидать, что при низких уровнях возбуждения представляется, развитые для анализа работы солнечных батарей на основе аморфного кремния, позволяет адекватно описать работу элементов и в случае облучения их такими электронами. По этой причине при создании преобразователя электронного потока в качестве

базисных структур использовались солнечные элементы, технология изготовления и методы исследования которых развивались длительное время [5]. Поскольку взаимодействие высокоэнергетичных частиц с твердым телом имеет свою специфику, для оптимизации параметров устройств и выяснения условий, при которых они могут надежно функционировать, потребовались дополнительные исследования собирания неравновесных носителей заряда. Это позволило, в частности, оценить применимость «световой» модели токопереноса в случае электронного возбуждения образца. Параметры преобразования определялись по нагрузочным характеристикам структур.

Облучение  $p-i-n$ -диодов на основе  $a\text{-Si} : \text{C} : \text{H}$  электронами с указанными энергиями осуществлялось в камере объектов растрового электронного микроскопа РЭММА-202М, собранного по обычной трехлинзовой схеме. В стандартном режиме работы этого прибора плотность тока зонда достаточно велика и воздействие электронного потока вызывает деградацию  $a\text{-Si} : \text{H}$  устройств. В ходе экспериментов было выяснено, что необходимо снижение плотности падающего электронного потока  $j_b$  до значений, меньших  $0.3 \text{ нА/см}^2$ . Для корректного выполнения экспериментов необходимо, чтобы площадь электронного пятна была немного менее активной площади образца, поэтому при проведении измерений использовался режим работы с отключенной объективной линзой. Апертурная диафрагма при этом ограничивает расходимость пучка, определяя величину площади электронного пятна на образце, которая в большинстве случаев составляла  $0.8 \text{ мм}^2$ . Однако в этих условиях при  $E_b < 4 \text{ кэВ}$  измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов становятся некорректными ввиду слишком малого числа генерированных неравновесных носителей. Поэтому применялись плотности тока зонда  $1 \div 100 \text{ нА/см}^2$ , но использовался импульсный режим измерений.

Параметры преобразователя электронного потока (КПД преобразования, ток короткого замыкания, напряжение холостого хода) определялись по его нагрузочной характеристике. Измерения тока зонда осуществлялись с точностью  $\sim 8\%$ , диапазон изменения энергии электронного пучка мог плавно варьироваться в пределах  $(3 \div 35) \text{ кэВ}$ . Исследовавшиеся образцы состояли из нескольких слоев, последовательно нанесенных на кварцевую подложку. Фронтальным электродом служил полупрозрачный для электронов с указанной энергией слой титана. Далее осаждались  $n^+$ ,  $i$ - и  $p^+$ -слои аморфного кремния (в ряде экспериментов в обратном порядке). В качестве тыльного электрода использовался слой проводящего оксида ИТО. Толщины ( $d$ ) легированных слоев ( $n^+$ ,  $p^+$ ) составляли  $60 \div 400 \text{ \AA}$ , собственного слоя  $5000 \text{ \AA}$ , а фронтального и тыльного контактов  $50 \div 100$  и  $1000 \text{ \AA}$  соответственно. Слои аморфного кремния осаждались методом высокочастотного разложения силана и метана в реакторе диодной конструкции. Контролировалось содержание метана в газовой смеси, характеризующее соотношение  $k\text{-CH}_4 / (\text{CH}_4 + \text{SiH}_4)$   $0 < k < 0.33$ . Варьирование величины  $k$  в указанных пределах вызывает изменение концентрации углерода в пленке от 0 до 0.2. Легирование осуществлялось путем добавления в смесь небольшого количества фосфина и диборана для получения  $n$ - и  $p$ -типов проводимости. Толщины  $n^+$ ,  $p^+$ - и  $i$ -слоев определялись методом лазерной интерферометрии непосредственно в процессе роста. На каждую подложку наносились 9 рабочих структур, имеющих площадь  $3 \text{ мм}^2$ , контакт к которым располагался вне области электронного воздействия и обеспечивался пайкой или прижимным способом. Толщина фронтального электрода оценивалась по времени магнетронного распыления титановой мишени.

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента собирания неравновесных носителей  $Q$  от энергии пучка  $E_b$ , отражающая чувствительность образцов к энергии бомбардирующих их электронов. Величина  $Q$  определялась как отношение тока короткого замыкания структуры к току зонда —  $Q = I_{sc} / I_b$ .

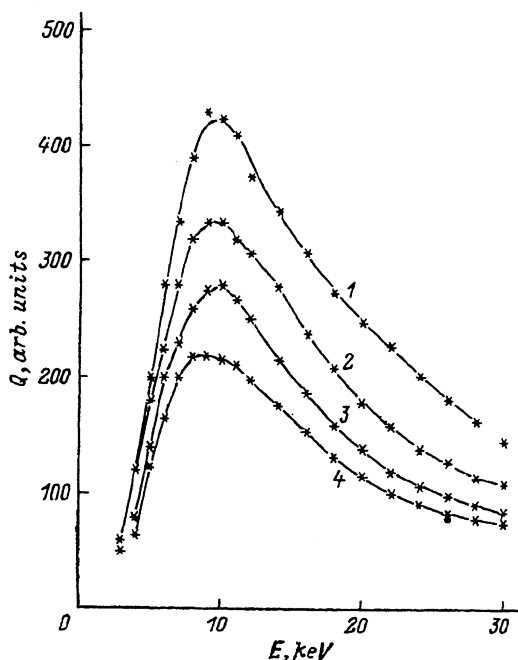


Рис. 1. Зависимости коэффициента собирания ( $Q$ )  $p-i-n$ -структур от энергии падающих электронов при различном содержании метана в газовой смеси с  $k = \text{CH}_4/\text{CH}_4 + \text{SiH}_4$ : 1 — 0, 2 — 0.12, 3 — 0.25, 4 — 0.33.

В области  $E_b = 9 \div 11$  кэВ отклик элементов максимален. При этом для структур с  $k = 0$  (собственный слой без углерода)  $Q \approx 400 \div 500$  и уменьшается по мере увеличения содержания метана в газовой смеси (кривые 2—4) до величины  $Q \approx 220$  ( $k = 0.33$ ). Качественно наблюдаемые энергетические зависимости коэффициента собирания можно объяснить следующим образом. С увеличением энергии налетающих электронов поглощение их кремнием ослабевает, приводя к уменьшению числа генерированных в толще образца электронно-дырочных пар, вследствие чего в области высоких энергий наблюдается спад зависимости  $Q(E_b)$ . С другой стороны, понижение энергии  $E_b$  обуславливает уменьшение величины коэффициента размножения  $M = E_b/E_{ch}$ , где  $E_{ch}$  — энергия образования электронно-дырочной пары. Поэтому при низких значениях  $E_b$  наблюдается уменьшение протекающего через структуру тока и соответственно коэффициента собирания.

Для выяснения вопроса о влиянии толщин  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев на форму спектральной характеристики  $Q(E_b)$  были сформированы структуры ИТО— $p^+ - i - n^+ - \text{Ti}$  и ИТО— $n^+ - i - p^+ - \text{Ti}$  с разными толщинами фронтальных легированных слоев (100, 200, 300 Å). Измерения в области сильного поглощения ( $E_b = 5 \div 10$  кэВ) показали, что такое изменение толщин легированных слоев не влияет существенно на эффективность преобразования структуры. Действительно, глубина проникновения электронов с такими энергиями в  $\alpha\text{-Si}$ : Н или  $\alpha\text{-Si}$ : С: Н превышает 1000 Å. Поэтому слои толщиной 100 ÷ 300 Å являются для них практически прозрачными. Аналогично и тонкие пленки фронтального металлического электрода практически прозрачны для электронов с энергией более 3 кэВ. Так, при увеличении толщины пленки титана от 50 до 100 Å изменения тока составили менее 10%.

Кроме энергетических зависимостей коэффициента собирания были выполнены исследования нагрузочных характеристик. Напряжение холостого хода

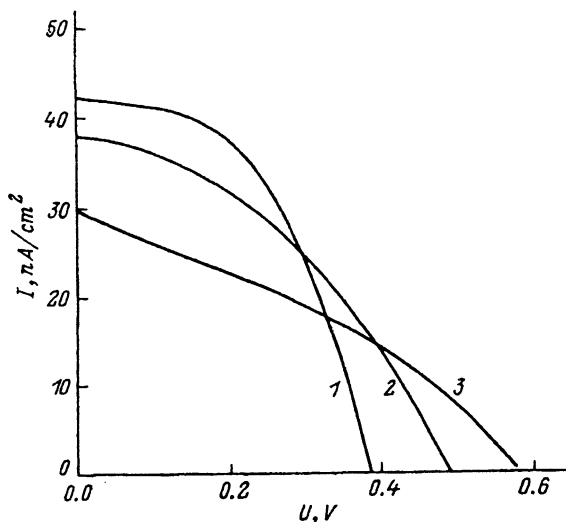


Рис. 2. Нагрузочные характеристики  $p-i-n$ -структур при различном содержании метана в газовой смеси с  $k$ : 1 — 0, 2 — 0.12, 3 — 0.33.

$U_{oc}$  составило 0.35 В в максимуме спектральной чувствительности элемента. Для повышения величины напряжения холостого хода в пленку аморфного кремния вводился углерод. То, что элементы с углеродосодержащими слоями обладают большим  $U_{os}$ , является следствием возрастания оптической ширины запрещенной зоны  $E_g$  и подтверждено экспериментально в случае фотопреобразователей. На поглощение электронов величина  $E_g$  влияет слабо, поэтому ожидалось, что ток короткого замыкания структуры практически не изменится при введении углерода. Однако, как показывают спектральные зависимости  $Q(E_b)$  (рис. 1),  $I_{sc}$  уменьшается почти в два раза, когда содержание углерода в газовой фазе изменяется от  $k=0$  до  $k=0.33$ . По-видимому, это является следствием уменьшения параметра  $\mu\tau$  (произведение подвижности  $\mu$  на время жизни носителей  $\tau$ ), определяемого возрастающей в этих условиях плотностью локализованных состояний в щели подвижности  $a-Si:C:H$ . Тем не менее эффект возрастания  $U_{oc}$  действительно имеет место. В структурах, полученных при  $k=0.33$ ,  $U_{jd}$  достигает 0.60 В. Одновременно при этом ухудшается форма нагрузочной характеристики (рис. 2), однако коэффициент полезного действия элемента  $KПД = q \cdot FF \cdot Q \cdot U_{oc} / E_b$  [ $q$  — заряд электрона,  $FF$  — коэффициент заполнения нагрузочной характеристики, определяемый как  $FF = P_{max} / (I_{sc} \cdot U_{oc})$ , где  $P_{max}$  — максимальная мощность преобразователя] изменяется слабо.

Энергетические зависимости коэффициента заполнения нагрузочной кривой ( $FF$ ) для образцов, собственный слой которых получен при различном содержании метана в газовой смеси, представлены на рис. 3. В области низких энергий падающих электронов наблюдается резкое убывание величины  $FF$  по мере уменьшения  $E_b$ . Наилучшее значение коэффициента заполнения достигается в области максимума спектральной чувствительности элемента. Образцы с высоким содержанием углерода обнаруживают более сильное влияние энергии бомбардирующих электронов на вид нагрузочной характеристики во всем диапазоне изменения  $E_b$ . Падение величины  $FF$  при энергиях меньше 5 кэВ, по-нашему мнению, свидетельствует о возрастании влияния поверхностной рекомбинации в случае, когда неравновесные носители генерируются вблизи границы раздела легированный слой— $i$ -слой.

Подтверждением этого вывода служит аналогичное ухудшение  $FF$  при освещении синим (сильно поглощающимся) вблизи границы легированный—

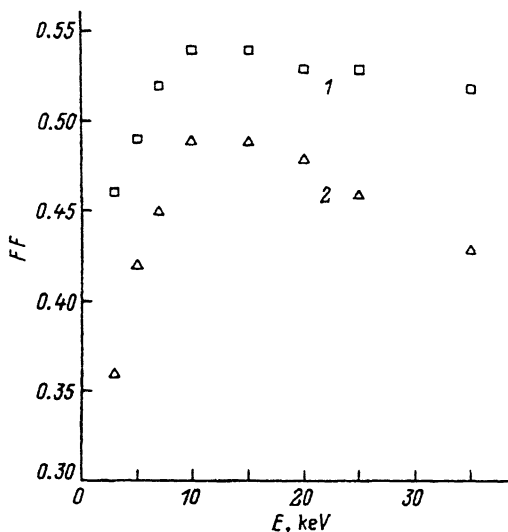


Рис. 3. Энергетические зависимости коэффициента заполнения ( $FF$ ) для  $p-i-n$ -структур на основе: 1 —  $a\text{-Si}:\text{H}$  ( $k=0$ ), 2 —  $a\text{-Si}:\text{C}:\text{H}$  ( $k=0.33$ ).

собственный слой) светом по сравнению с освещением красным светом этих же  $p-i-n$ -структур. Таким образом, можно сделать вывод, что влияние поверхностной рекомбинации ограничивает чувствительность исследованных структур в области малых энергий падающих электронов ( $E_b < 5$  кэВ).

Отметим, что КПД преобразования энергии падающего потока составил  $\sim 1.0 \div 1.5\%$  в максимуме спектральной чувствительности.

3. Теоретическое описание полученных результатов осуществлялось с помощью модифицированной теории токопереноса генерированных светом неравновесных носителей заряда, развитой ранее для солнечных элементов на основе аморфного кремния [6]. Основными приближениями этой модели являются низкий уровень возбуждения и постоянство времен жизни электронов и дырок. Система уравнений имеет стандартный вид [6] и решается численными методами. В отличие от светового воздействия, при котором скорость генерации электронно-дырочных пар  $G(x)$  экспоненциально затухает с увеличением расстояния  $x$  от поверхности фотоприемника, сложный характер взаимодействия электронов с энергиями порядка нескольких кэВ с твердым телом определяет немонотонный характер зависимости  $G(x)$ :

$$G(x) = \frac{I_b}{qE_{cb}} \cdot \frac{dE}{dx}, \quad (1)$$

где  $dE/dx$  — потери энергии налетающего электрона на единицу длины пробега. Обычно они вычисляются с помощью нормализованной функции  $b(y)$ , вид которой определялся в ряде работ. Мы применили аппроксимацию Эверхарта [7]:  $b(y) = 0.60 + 6.21y - 12.40y^2 + 5.69y^3$ . Тогда

$$\frac{dE}{dx} = \frac{fE_b}{R_g} b(y), \quad (2)$$

где  $y = x/R$ ,  $R$  — длина пробега электронов в твердом теле. В настоящей работе для нее использовалось эмпирическое выражение  $R_g = (4.28 \cdot 10^{-6}/\rho) \cdot E_b^{1.75}$ ,  $\rho$  — плотность аморфного кремния в  $\text{г}/\text{см}^3$ ,  $E_b$  измеряется в кэВ, величина  $R_g$  — в см. Обратное рассеяние электронов учитывается введением множителя

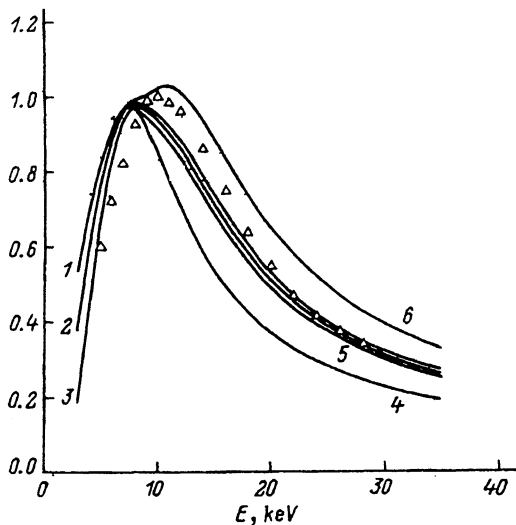


Рис. 4. Расчетные зависимости  $Q(E)$  для различных толщин фронтального легированного слоя  $d$ , Å: 1 — 0, 2 — 300, 3 — 600 и для разных коэффициентов отражения от тыльной поверхности: 4 — 0, 5 — 0.25, 6 — 0.5. Треугольниками представлена экспериментальная зависимость  $Q(E)$  для  $p-i-n$ -структуры на основе  $a\text{-Si:H}$  ( $k=0$ ).

$f=0.9$  для кремния. Результаты расчета спектральной зависимости коэффициента сбора представлены на рис. 4. Совпадение с экспериментальными результатами достаточно хорошее, причем продемонстрировано влияние отражения от заднего контакта на форму кривой  $Q(E_b)$ . Специфика электронного возбуждения (в отличие от светового) проявляется, помимо использования функции генерации в виде (1), также и в необходимости более сложного учета отражения от второго (тыльного) контакта. Если для простоты рассмотреть случай нормального падения, то число отраженных электронов  $N \cos \varphi$  ( $\varphi$  — угол с нормалью к поверхности). Следовательно, значительное число высокоэнергетичных электронов проходит в пленке путь, существенно превышающий ее толщину. Поэтому вычисления, использующие коэффициенты отражения, полученные из данных по обратному рассеянию электронов твердыми телами, дают заниженное число генерированных электронно-дырочных пар, что может привести к сдвигу рассчитанной спектральной зависимости в сторону низких энергий.

Сопоставление теоретической и экспериментальной спектральных зависимостей  $Q(E_b)$  позволило оценить величину энергии, необходимую для рождения одной электронно-дырочной пары. Она оказалась равной  $7 \div 8$  эВ, что существенно превышает значение  $E_{ch} = 3.6$  эВ, имеющее место в случае кристаллического кремния. Такое заметное различие энергий можно понять, учитывая два обстоятельства. Во-первых, как было показано для кристаллических полупроводников Клейном [8], существует взаимосвязь между шириной запрещенной зоны  $E_g$  и  $E_{ch}$ :  $E_{ch} = (2.67E_g + 0.87)$  эВ. Учитывая ширину щели аморфного кремния ( $E_g \approx 1.7$  эВ), получаем значение  $E_{ch} = 5.6$  эВ. Во-вторых, в аморфном материале из-за отсутствия дальнего порядка имеется гораздо больше возможностей диссипации энергии первичного пучка без образования неравновесных носителей заряда (в частности, за счет образования метастабильных дефектов типа оборванных связей), что увеличивает потери энергии и вызывает возрастание  $E_{ch}$ ). Поэтому технологические особенности изготовления пленок  $a\text{-Si:C:H}$  могут сильно влиять на величину  $E_{ch}$ , затрудняя сравнение между собой

данных, полученных в разных лабораториях. Тем не менее значение  $E_{ch} = 4.8$  эВ, приводимое в [9] (облучение  $\alpha$ -частицами), представляется нам явно заниженным.

4. Таким образом, анализ работы  $p-i-n$ -структур на основе аморфного кремния при облучении их электронами с энергиями  $3 \div 35$  кэВ позволяет заключить, что их можно применять в качестве преобразователей электронного потока при низких уровнях возбуждения.

Теория токопереноса, разработанная для  $a-Si:H$  фотопреобразователей, позволяет получить хорошее соответствие с экспериментальными результатами и в случае облучения структур электронами. Для этого необходимо использовать другой вид функции генерации и учесть угловое распределение отраженных от тыльного контакта электронов. Кроме того, показано следующее:

- 1) величина энергии образования электронно-дырочной пары составляет  $7 \div 8$  эВ;
- 2) поверхностная рекомбинация не влияет на работу  $a-Si:H$  и  $a-Si:C:H$   $p-i-n$ -структур при энергиях электронов, больших 5 кэВ;
- 3) эффективность преобразования электронного потока в электрический ток достигает 1% в максимуме спектральной чувствительности;
- 4) повышение содержания углерода в пленке  $a-Si:C:H$  существенно увеличивает напряжение холостого хода элемента (до 0.60 В), что сопровождается незначительным уменьшением КПД преобразования.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] U. Schneider, B. Schroder. Sol. St. Commun., 69, 895 (1989).
- [2] U. Schneider, B. Schroder. J. Non-Cryst. Sol., 114, 633 (1989).
- [3] F. Scholz. J. Non-Cryst. Sol., 137—138, 259 (1991).
- [4] P. Rappaport. Phys. Rev., 93, 246 (1954).
- [5] Аморфные полупроводники и приборы на их основе (под ред. И. Хамакавы), 376. М. (1986).
- [6] D. Gutkowitz-Krusin, C. R. Wronski, T. Tiedje. Appl. Phys. Lett., 38, 87 (1981).
- [7] T. Everhart, P. Hoff. J. App. Phys., 42, 5837 (1971).
- [8] G. Klein. J. Appl. Phys., 39, 2028 (1968).
- [9] V. Perez-Mendez, G. Cho et al. J. Non-Cryst. Sol., 137—138, 1291 (1991).

Редактор Т. А. Полянская

---