

## ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ $a\text{-Si} : \text{H}$ С ЗЕРКАЛЬНО ОТРАЖАЮЩИМ ТЫЛЬНЫМ КОНТАКТОМ

Манаков С. М., Сулейменов Б. С., Таурбаев Т. И., Дрюков В. Г.

Предложена модельная структура для расчета спектральной зависимости коэффициента собирания носителей заряда в тонкопленочных фотопреобразователях (ФП) на основе аморфного гидрогенизированного кремния ( $a\text{-Si} : \text{H}$ ) с зеркальным отражением света от тыльного контакта. При количественных расчетах спектральных характеристик использовались значения физических параметров конкретного материала  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Определено оптимальное значение толщины ФП, при котором величина тока короткого замыкания максимальна. Показано, что предложенная модель хорошо описывает интерференционные эффекты в тонкопленочных ФП.

**Введение.** Повышение эффективности собирания носителей заряда в фотопреобразователях (ФП) на основе аморфного гидрогенизированного кремния  $a\text{-Si} : \text{H}$  достигается главным образом благодаря оптимизации параметров нелегированного материала и контактных слоев  $P^+$  и  $N^+$  [1]. Для дальнейшего увеличения эффективности собирания используется отражающее покрытие на тыльной поверхности элемента. Поскольку толщина активного слоя ФП составляет обычно 0.3—1.0 мкм, в фотопреобразователях с зеркальным отражением света от тыльного контакта проявляются интерференционные эффекты, дающие вклад в увеличение эффективности преобразования [2]. Результаты расчета поглощения фотонов в тонкопленочном элементе  $a\text{-Si} : \text{H}$  с отражающим тыльным контактом, полученные с помощью моделирования на ЭВМ [3], показывают, что при определенных толщинах пленок  $a\text{-Si} : \text{H}$  появляются относительные максимумы интегрального поглощения солнечного спектра, и, следовательно, — условия для увеличения эффективности ФП.

Однако в настоящее время в литературе отсутствует детальное сравнение результатов расчета эффективности собирания носителей заряда и экспериментальных данных для ФП с отражающим тыльным контактом. В данной работе представлена методика расчета коэффициента собирания  $a\text{-Si} : \text{H}$  ФП с тыльным отражающим контактом и результаты ее экспериментальной проверки на конкретных элементах.

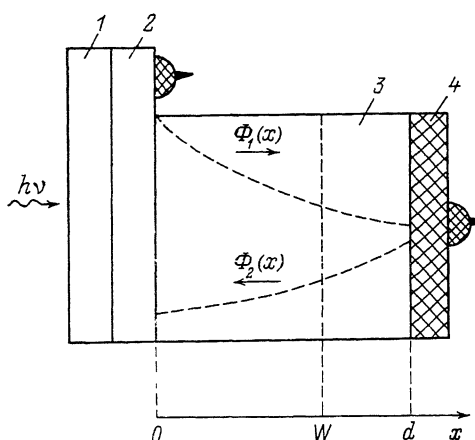
### 1. Изготовление структур

Пленки аморфного гидрогенизированного кремния изготовлены путем разложения смеси 20 %  $\text{SiH}_4 + 80$  %  $\text{He}$  в тлеющем разряде постоянного тока при температуре 270 °С. Для получения фоточувствительных структур (рис. 1) пленки  $a\text{-Si} : \text{H}$  осаждались на кварцевые или стеклянные подложки, предварительно покрытые слоем  $\text{SnO}_2$ , представляющим широкозонный ( $E_g = 3.5$  эВ) вырожденный полупроводник  $N$ -типа проводимости. Толщина слоев  $a\text{-Si} : \text{H}$  варьировалась в пределах 265—825 нм. В качестве тыльного контакта использовался слой иттербия, металла с малой работой выхода, обеспечивающего омический контакт с  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Использование таких простейших поверхностно-

барьерных структур, содержащих только слой  $a\text{-Si} : \text{H}$  с собственным типом проводимости, позволяет упростить их анализ, хотя методика анализа применима и для более сложных структур ( $P-I-N$ , варизонных, каскадных и др.).

## 2. Расчет коэффициента собирания

Для определения спектральной зависимости коэффициента собирания слой  $a\text{-Si} : \text{H}$  толщиной  $d$  (рис. 1) разобьем на две области:  $0 \leq x \leq W$  и  $W < x \leq d$ , где  $W$  — толщина области эффективного собирания. Предполагается, что в слое



толщиной  $W$  квантовый выход внутреннего фотоэффекта равен единице и отсутствует рекомбинация на границе раздела  $a\text{-Si} : \text{H} - \text{SnO}_2$ . Внутренний коэффициент собирания структуры (рис. 1)  $Q_i(\lambda) = J_{sc}/e\Phi_i$  ( $J_{sc}$  — плотность фототока короткого замыкания,  $\Phi_i$  — плотность потока фотонов, вошедших в образец,  $e$  — заряд электрона) и определяется выражением

Рис. 1. Структура  $a\text{-Si} : \text{H}$  ФП.

1 — подложка (кварц, стекло), 2 — прозрачный проводящий электрод ( $\text{SnO}_2$ ), 3 — слой  $a\text{-Si} : \text{H}$ , 4 — тыльный отражающий контакт.

$$Q_i(\lambda) = \alpha(\lambda) \int_0^W \frac{\Phi_3(x)}{\Phi_i} dx, \quad (1)$$

где  $\alpha(\lambda)$  — коэффициент поглощения  $a\text{-Si} : \text{H}$ ,  $\Phi_3(x)$  — плотность потока фотонов в сечении  $x$ , представляющая сумму падающего  $\Phi_1(x)$  и отраженного от тыльного контакта потока фотонов  $\Phi_2(x)$  (рис. 1). Приняв во внимание интерференцию для однократного отражения света от тыльного контакта и то, что квадрат амплитуды электрического (или магнитного) поля пропорционален плотности потока фотонов, а также, учитывая зависимость плотности потока фотонов от координаты  $\Phi(x) = \Phi_1 \exp(-\alpha x)$ , получим

$$\Phi_3(x) = \Phi_1 \left\{ \exp(-\alpha x) + 2\sqrt{R} \exp(-\alpha d) \cos \left[ \frac{4\pi}{\lambda} (d-x)n(\lambda) \right] + R \exp[-\alpha(2d-x)] \right\}, \quad (2)$$

где  $R$  — коэффициент отражения материала тыльного контакта,  $n(\lambda)$  — коэффициент преломления  $a\text{-Si} : \text{H}$ . После подстановки (2) в (1) получим

$$Q_i(\lambda) = 1 - \exp(-\alpha W) + \frac{\sqrt{R}}{2\pi} \alpha \exp(-2\alpha d) \left\{ \sin \left( \frac{4\pi}{\lambda} dn \right) - \sin \left[ \frac{4\pi}{\lambda} (d-W)n \right] \right\} + R \exp(-2\alpha d) [\exp(\alpha W) - 1]. \quad (3)$$

Отметим, что  $Q_i(\lambda) \rightarrow 1$  для значения  $\alpha \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ , которое достигается в коротковолновой области спектра.

Спад коротковолновой чувствительности за счет диффузии электронов против электрического поля  $E$  будем описывать выражением из работы [4]:

$$Q_s = 1/(1 + eE/akT), \quad (4)$$

где  $e$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

Предполагая, что электрическое поле постоянно в области  $0 \leq x \leq W$  и равно  $E = V_b/W$ , где  $V_b$  — встроенный потенциал, получим окончательное выражение для коэффициента собирания:

$$Q(\lambda) = Q_i(\lambda) - Q_s(\lambda). \quad (5)$$

Для вычисления  $Q(\lambda)$  необходимо определить спектральные зависимости коэффициентов  $\alpha(\lambda)$  и  $n(\lambda)$ . При энергии фотона  $h\nu$ , превышающей оптическую ширину запрещенной зоны  $E_g$ , зависимость  $\alpha(h\nu)$  описывается уравнением Тауца [5]:

$$(\alpha h\nu)^{1/2} = B(h\nu - E_g), \quad (6)$$

где  $B$  — параметр, зависящий от свойств  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Для  $h\nu < E_g$  спектральная зависимость  $\alpha(h\nu)$  соответствует закону Урбаха [5]:

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp\left(\frac{h\nu}{E_0}\right), \quad (7)$$

где  $\alpha_0$  и  $E_0$  — параметры, определяемые свойствами материала  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Спектральную зависимость коэффициента преломления аппроксимируем выражением

$$n(\lambda) = \frac{A}{\lambda^2} + C, \quad (8)$$

где  $A$  и  $C$  — постоянные.

Таким образом, для расчета спектральной характеристики необходимо численно задать 10 параметров:  $E_g$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $d$ ,  $\alpha_0$ ,  $E_0$ ,  $R$ ,  $V_b$ ,  $W$ . Значения их найдем, опираясь на экспериментально измеренные физические параметры для конкретной структуры и материала  $a\text{-Si} : \text{H}$ .

### 3. Определение исходных параметров

Первые 5 параметров находились из спектров пропускания пленок  $a\text{-Si} : \text{H}$ , выращенных на кварцевых подложках, расположенных в реак-

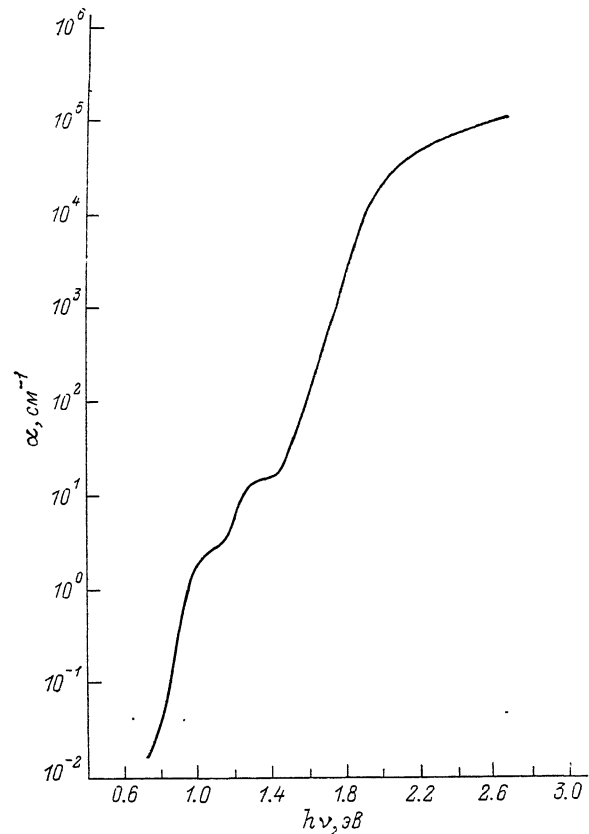


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha(h\nu)$  в  $a\text{-Si} : \text{H}$ .

торе рядом с формируемыми структурами. Спектры пропускания снимались на установке КСВУ-23 и обсчитывались на ЭВМ по методике, изложенной в [6]. Проведенные измерения дали следующие результаты:  $E_g = 1.72\text{--}1.74$  эВ,  $B = 830\text{--}850$  эВ $^{-1/2} \cdot \text{см}^{-1/2}$ ;  $A = 3 \cdot 10^5$  нм $^2$ ,  $C = 2.7\text{--}2.75$ .

Для фотонов с энергией  $h\nu < E_g$  спектральная зависимость коэффициента поглощения определялась методом постоянного фототока [7]. На рис. 2 представлена типичная для полученных образцов зависимость  $\alpha = f(h\nu)$ , из которой следует, что  $E_0 = 0.06$  эВ и  $\alpha_0 = 770$  см $^{-1}$ . Коэффициент отражения  $R$  взят равным 0.9; значение встроенного потенциала  $V_b$  определялось из зависимости напряжения холостого хода  $V_{oc}$  ФП от  $V_b$ , приведенной в [8]. Для данной серии ФП величина  $V_{oc}$  при освещении, близком к АМ 1.5, составляла 0.36—0.4 В, и соответствующее значение  $V_b = 0.4$  В.

Спектральные характеристики снимались в диапазоне 390—730 нм по модуляционной методике на установке, созданной на базе КСВУ-23. С целью исклю-

чения влияния разброса толщины и спектральной зависимости коэффициента пропускания пленок  $\text{SnO}_2$  перед каждым процессом осаждения слоя  $a\text{-Si:H}$ : Н снимался спектр пропускания пленок  $\text{SnO}_2$  на кварце. При получении «внутренней» спектральной характеристики фоточувствительной структуры учитывался измеренный спектр пропускания  $\text{SnO}_2$ .

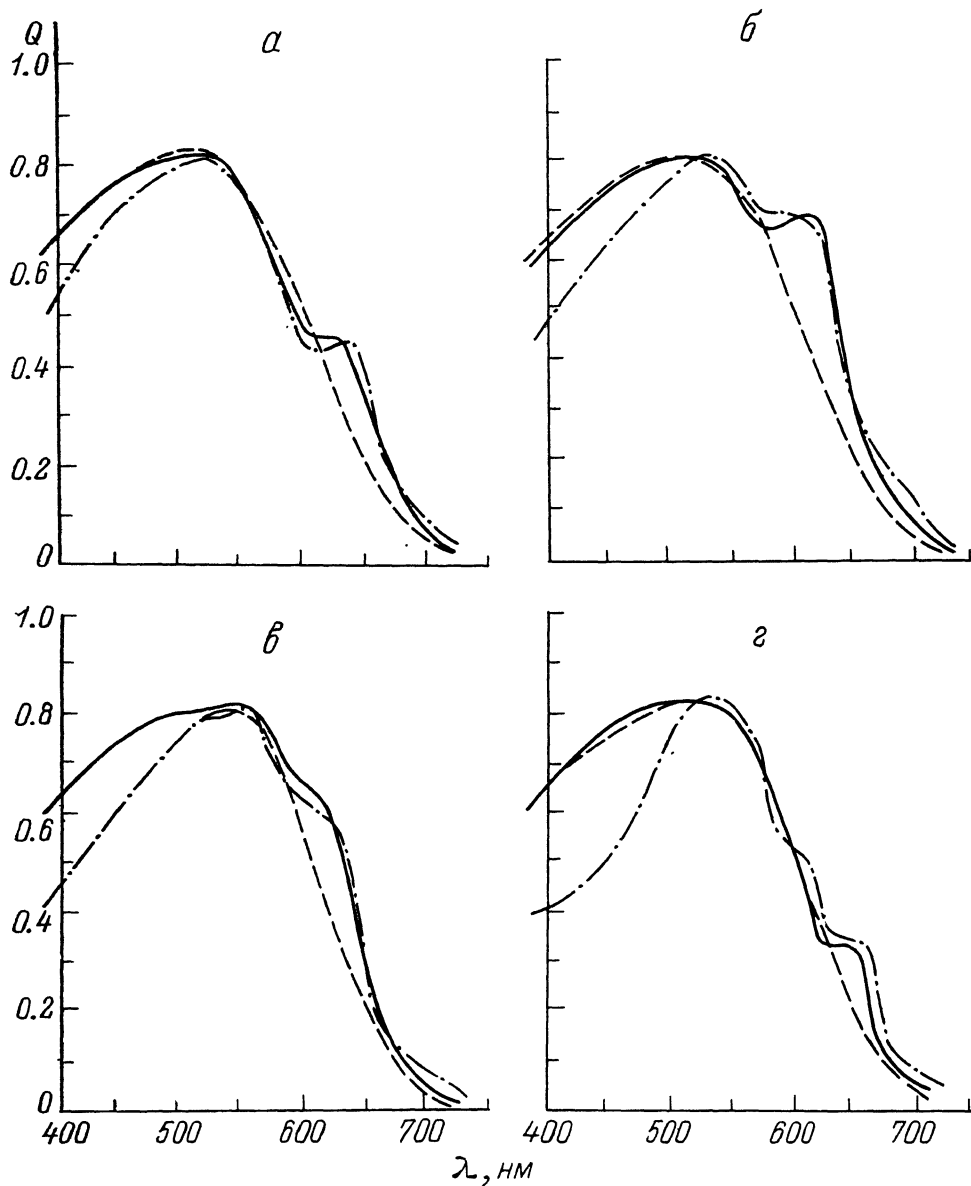


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента сбора  $a\text{-Si:H}$  ФП.

$d$ , нм: а — 265, б — 335, в — 410, г — 825. Сплошные линии — расчет при  $R=0.9$ , штриховые — расчет при  $R=0$ , штрих-пунктирные — эксперимент.

Для определения толщины области сбора снимались спектральные характеристики «толстых» ( $d=1000-1500$  нм) ФП, для которых интерференционные эффекты незначительны; далее, в соответствии с методикой, описанной в [9], определялась толщина области сбора. Для толстых ФП значение  $W$  составляло 210—230 нм. При дальнейших расчетах использовалось среднее значение  $W=220$  нм.

#### 4. Сравнение расчетных и наблюдаемых спектральных характеристик

На рис. 3 представлены результаты вычисления коэффициентов сбора  $a\text{-Si} : \text{H}$  ФП для различных значений толщины  $i$ -слоя. На этих же графиках нанесены спектральные зависимости  $Q(\lambda)$ , полученные экспериментально. Как видно из прилагаемых графиков, интерференционные явления играют значительную роль для длин волн  $\lambda > 500$  нм, что сказывается на увеличении спектральной чувствительности в длинноволновой области. Наблюдается удовлетворительное совпадение относительных максимумов и минимумов для расчетных и экспериментальных кривых. Отклонение расчетных значений от экспериментальных кривых. Отклонение расчетных значений от экспериментальных в коротковолновой области спектра ( $\lambda < 500$  нм), видимо, вызвано недостаточно корректным предположением об однородности электрического поля в пределах

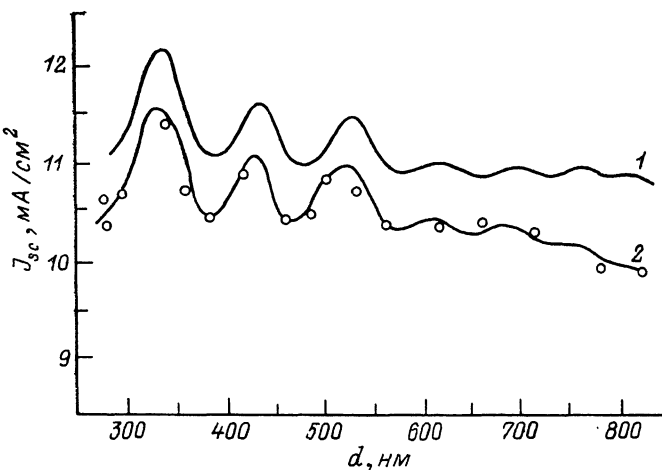


Рис. 4. Зависимость плотности тока короткого замыкания фотопреобразователей от толщины.

1 — расчет по формуле (5), 2 — расчет с учетом потерь коротковолновой чувствительности, точки — эксперимент.

области сбора и отсутствии рекомбинации носителей заряда на границе раздела  $\text{SnO}_2 - a\text{-Si} : \text{H}$ . Кроме того, отметим, что увеличение толщины  $i$ -слоя сопровождается спадом коротковолновой чувствительности. Наиболее вероятной причиной этого является эффект накопления избыточных носителей заряда в области слабого поля, возрастающий с увеличением толщины этой области и приводящий к возрастанию диффузии электронов против электрического поля.

Спектральные зависимости коэффициента сбора были рассчитаны и для случая полностью поглощающего тыльного контакта ( $R=0$ ) и представлены на рис. 3. Из сравнения зависимостей  $Q(\lambda)$  для отражающего ( $R=0.9$ ) и поглощающего ( $R=0$ ) тыльных контактов видно, что интерференционные эффекты оказывают существенное влияние на спектральные характеристики при малых толщинах  $i$ -слоя  $a\text{-Si} : \text{H}$  ( $d < 530$  нм) благодаря увеличению числа низкоэнергетических фотонов, поглощенных в слое  $W$ , эффективно разделяющим фотогенерированные носители заряда. При увеличении толщины образца (рис. 3, б) влияние интерференции снижается в результате увеличения поглощения низкоэнергетических фотонов в области слабого поля ( $d - W$ ). Кроме того, на графиках зависимости  $Q(\lambda)$  ( $R=0.9$ ) наблюдаются интервалы значений  $\lambda$ , для которых величина коэффициента сбора меньше аналогичного значения для случая  $R=0$  (рис. 3, а), т. е. наряду с увеличением спектральной чувствительности благодаря интерференции может наблюдаться и относительное уменьшение  $Q(\lambda)$ . Таким образом, варьирование только одного параметра  $d$  при неизменности остальных позволяет эффективно изменять спектральные характеристики пленочных ФП.

Для выяснения влияния, оказываемого интерференцией на эффективность преобразования световой энергии в электрическую, рассчитаем величину плот-

ности тока короткого замыкания ( $J_{sc}$ )  $a$ -Si : H ФП для стандартных условий освещения AM 1.5, используя вышеуказанные значения исходных параметров при различных  $d$ . Рассчитанная зависимость  $J_{sc} = f(d)$  представлена на рис. 4, кривая 1. Данная зависимость имеет осциллирующий характер. С увеличением толщины  $i$ -слоя амплитуда осцилляций уменьшается и  $J_{sc}$  асимптотически стремится к значению  $J_{sc}$  для ФП с  $R=0$ . Учет спада коротковолновой чувствительности изменяет данную зависимость, как показано на рис. 4, кривая 2. Относительные максимумы  $J_{sc}$  имеют место при  $d=335, 430$  нм и т. д. Уменьшение толщины  $i$ -слоя сопровождается увеличением коэффициента заполнения ВАХ при освещении за счет снижения последовательного сопротивления ФП. При толщинах  $d < 250$  нм происходит уменьшение толщины области сбора и коэффициента заполнения в результате неполного зарастивания  $a$ -Si : H и ухудшения его качества.

Таким образом, для  $a$ -Si : H ФП со значением параметра  $W=220$  нм толщина  $i$ -слоя  $d=335$  нм является оптимальной для эффективного сбора носителей заряда.

*Заключение.* Экспериментальная проверка предлагаемой модели для расчета  $Q(\lambda)$  показывает, что она хорошо учитывает интерференционные эффекты в тонкопленочных фотопреобразователях на основе  $a$ -Si : H и дает возможность проводить оптимизацию спектральных характеристик ФП с зеркально отражающим тыльным контактом, используя известные зависимости характеристик получаемых пленок  $a$ -Si : H от технологических режимов их выращивания. Применяемые в данной работе модельные предположения могут быть использованы при рассмотрении ФП на основе полупроводникового материала с другими характеристиками ( $a$ -SiGe : H,  $a$ -SiC : H), а также более сложных конструкций тонкопленочных фотопреобразователей.

#### Список литературы

- [1] Аморфные полупроводники и приборы на их основе / Под ред. И. Хамакавы. М., 1986. 376 с.
- [2] Moustakas T. D. // Sol. Energy Mater. 1986. N 13. P. 373—384.
- [3] Den Boer W., Van Stijp R. M. // Proc. IV E. C. Photovoltaic Sol. Energy Conf. Stresa, 1982. P. 764—768.
- [4] Reichman J. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. N 4. P. 251—253.
- [5] Физика гидрогенизированного аморфного кремния. В. 2. Электронные и колебательные свойства / Под ред. Дж. Джоунопулоса, Дж. Люковски. М., 1988. 448 с.
- [6] Swanepoel R. // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1983. V. 16. P. 1214—1222.
- [7] Vaněček M., Abraham A., Stika O., Stuchlik J., Kocka J. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 83. P. 617—623.
- [8] Hack M., Shur M. // XVI IEEE Photovoltaic Specialists Conf. San Diego, 1982. P. 1429—1430.
- [9] Moustakas T. D., Wronski C. R., Morel D. L. // J. Non-Cryst. Sol. 1980. V. 35-36. P. 719—724.

Казахский государственный  
университет им. С. М. Кирова  
Алма-Ата

Получена 28.12.1990  
Принята к печати 14.05.1991