

ЭЛЕКТРОННАЯ И ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ

УДК 621.03/620.9.91

МОДЕЛЬ ФОТОГЕНЕРАЦИИ И ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ В СТРУКТУРЕ a-Si:H/c-Si

М. А. БЫКОВ, А. М. БЫКОВ, С. А. ЗУЕВ, А. С. МАЗИНОВ, Н. И. СЛИПЧЕНКО, Д. А. УНЖАКОВ

В работе приводятся и анализируются результаты численных исследований процессов токопереноса в структурах на основе гетероперехода аморфный — кристаллический кремний.

Results of computational investigation of charge transport processes are adduced and parsed in the structures on the basis of heterogeneous junction amorphous — crystalline silicon.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при создании таких микроэлектронных и оптоэлектронных приборов, как фотоприемники, солнечные элементы, тонкопленочные полевые транзисторы и т.п. широко используются пленки аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) и структуры на основе переходов аморфный — кристаллический кремний (a-Si:H — c-Si).

Характеристики таких устройств определяются как свойствами материалов, гетероструктур a-Si:H — c-Si, так и геометрией, в частности, толщиной пленки аморфного кремния.

Однако недостаток глубоких знаний о физике процессов, происходящих в гетероструктурах на основе неупорядоченных полупроводников, включая процессы транспорта и рекомбинации носителей заряда, отсутствие ясных представлений об их свойствах и закономерностях формирования, затрудняет практическую реализацию приборов на их основе.

В большинстве работ, посвященных изучению электрических и фотоэлектрических свойств данного материала, измерения и расчеты проводились на пленках, толщина которых более 1 мкм. Технология позволяет создавать приборы на основе пленок меньшей толщины, вплоть до десятков нанометров. Исследования, проведенные в работах [1–5], показали, что величина проводимости и фотопроводимости пленок a-Si:H зависит от их толщины, причем характер изменения данных параметров при изменении толщины различен для нелегированных и легированных пленок a-Si:H.

Целью данной работы является представление численных результатов исследования механизмов переноса и свойств пленок на основе гетероструктур a-Si:H/c-Si с толщиной меньше 1 мкм, когда толщина пленки соизмерима с диффузионной длиной неравновесных носителей и характерными размерами области приповерхностного искривления зон, обусловленного поверхностными состояниями.

МОДЕЛЬ СТРУКТУРЫ

Решение поставленной задачи наиболее целесообразно проводить в кинетическом приближении. При описании процессов переноса носителей в кремнии можно использовать модель, предложенную в [3, 4], дополнив ее представлениями из [6, 7].

При моделировании в рамках кинетического приближения используется общее уравнение Больцмана, которое сводится к кинетическим уравнениям для одночастичных функций распределения.

Поскольку функция распределения всего ансамбля частиц представляет собой произведение функций распределения для отдельных носителей, можно ввести одночастичные функции распределения зарядов i -того сорта $f_i(\vec{v}, \vec{r}, t)$, в которых i определяет тип носителя.

Классические одночастичные функции распределения удовлетворяют кинетическому уравнению Больцмана [1, 3]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}_r f) + \frac{1}{\hbar} (\vec{F}_i \vec{\nabla}_k f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i, \quad (1)$$

где $\vec{v}_i$ — скорость носителя заряда, $\vec{F}_i$ — сила, действующая на него со стороны внешнего электромагнитного поля и остальных носителей заряда; $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i$ — интеграл столкновений, который описывает процессы рассеяния носителей на неоднородностях кристаллической решетки, то есть взаимодействие носителей с примесями, фононами, парные кулоновские столкновения частиц, процессы рекомбинации и генерации и т.п.

Потенциал электрического поля в активной области прибора удовлетворяет уравнению Пуассона [6]:

$$\Delta \varphi = -\frac{1}{\epsilon} (\rho(\vec{r}) - \sum_i e_i \int f_i d\vec{v}_i), \quad (2)$$

где ρ — объемный заряд примесей, $\sum_i e_i \int f_i d\vec{v}_i$ — объемный заряд, создаваемый свободными носителями тока в активной области прибора.

Граничные условия для функции распределения определяются инжекционными и отражательными свойствами соответствующих границ. Носители всех типов, сталкиваясь с границами электродов, выбывают, на остальных границах их учет проводится путем зеркального отражения. В качестве начальных условий в (1) можно принять равномерное пространственное распределение электронов в областях с однородной плотностью примесей и максвелловское распределение по скоростям вблизи энергии, соответствующей температуры кристалла полупроводника. Граничные условия для уравнения Пуассона — непрерывность производной потенциала на границе раздела.

Таким образом, описание поведения основных носителей в активной области прибора сводится к решению системы уравнений (1-2) с соответствующими граничными условиями [6, 7], которая является сложной системой интегро-дифференциальных уравнений большой размерности. Для решения этой системы воспользуемся методом крупных частиц.

Суть метода крупных частиц заключается в представлении функций, описывающих плотность частиц в фазовом или координатном пространстве через совокупность точек или областей в этом пространстве, называемых макрочастицами. Тогда плотность расположения макрочастиц может интерпретироваться как дискретная аппроксимация функции плотности носителей. Координаты и скорости макрочастиц изменяются во времени в соответствии с законами движения носителей с учетом их рассеяния на неоднородностях кристаллической решетки (с-Si), дефектах (а-Si:H) и процессов генерации и рекомбинации. Эволюция плотности ансамбля макрочастиц в ходе моделирования описывает эволюцию аппроксимируемой плотности.

Функции распределения $f_i(\vec{v}, \vec{r}, t)$ представляются набором функций состояния, таких как плотность ансамбля носителей, распределение электрического поля и гидродинамических скоростей, которые определяют коллективное состояние ансамбля носителей в структуре.

Для решения системы (1-2) вводится Эйлерова сетка на оси времени и в координатном пространстве, и все функции состояния вычисляются на пространственной сетке в моменты времени, соответствующие узлам временной сетки методом Cloud in the Cell [8].

Изменение функции распределения во времени в уравнении (1) описывается тремя слагаемыми, из которых, первое определяет фазовые переходы на различных рассеивающих центрах, второе — изменение пространственного положения носителей в соответствии со скоростью их движения, а третье — изменение импульса под воздействием внешних сил.

Таким образом, кинетическое уравнение можно свести к решению уравнений движения для носителей заряда в кристалле с учетом механизмов рассеяния [6, 7]:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\epsilon_k}{d\vec{k}} \text{ и } \frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{\vec{F}}{m^*}, \quad (3)$$

где ϵ_k — энергия носителя, $\vec{F}$ — действующая на него внешняя сила, $m^* = m \frac{q}{q^*}$.

Внешняя сила, действующая на носители заряда — электрическая $\vec{F} = \nabla_r \phi(\vec{r}, t)$, где ϕ — потенциал электрического поля, определяемый при решении уравнения Пуассона (2).

Рассеяния носителя заряда — это переход из состояния с квазиимпульсом $\vec{k}_i$ в другое разрешенное состояние с $\vec{k}_f$. Вероятность ухода из состояния i дается выражением первого порядка теории возмущений:

$$W = \int \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_s | i \rangle|^2 \cdot \delta(E_f - E_i) dS_f, \quad (4)$$

где интеграл берется по всем конечным состояниям S_f , H_s — гамильтониан рассеяния, чей вид определяется центром рассеяния.

Тогда, интеграл столкновений в (1) представляется с учетом (4) как [6, 7]:

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_s = \sum_s \int \left\{ W(\vec{k}', \vec{k}) f(\vec{k}') - W(\vec{k}, \vec{k}') f(\vec{k}) \right\} \cdot \delta(E_{k'} - E_k) dk',$$

где i — тип рассеяния, $W(\vec{k}', \vec{k})$ — вероятность перехода $\vec{k} \rightarrow \vec{k}'$.

Вероятность ухода из состояния k $W_s(\vec{k}) = \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}')$ связана с временем между актами рассеяния одного типа: $\frac{1}{\tau_s(\vec{k})} = W_s(\vec{k})$. Поскольку процессы рассеяния на различных рассеивающих центрах независимы, время свободного пролета носителя заряда определяется суммой всех времен рассеяния [6, 7]:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_s \frac{1}{\tau_s}. \quad (5)$$

Интегралы столкновений описывают перемещения частиц в фазовом пространстве. Сочетая решение уравнений движения за время свободного пробега носителей между двумя произвольными актами рассеяния, с выбором механизма рассеяния и учетом соответствующего фазового перехода, можно на каждом временном этапе получить функцию распределения всего ансамбля носителей заряда в заданной области.

В процессе моделирования, для макрочастицы определяется время свободного пролета, решаются уравнения движения (3), а затем макрочастицы рассеиваются в соответствии с известными вероятностями механизмов рассеяния. Выбор типа рассеяния определяется его вероятностью методом Монте-Карло, впервые предложенным Куросавой

в 1966 г. [9]. Основные типы рассеяния дополняются механизмами рекомбинации и генерации, со своими вероятностями.

Фигурирующие в уравнениях макроскопические параметры получаются усреднением соответствующих величин.

При применении описанного метода в рамках поставленной задачи, точность решения в значительной степени зависит от того, насколько адекватно представлены акты рассеяния носителей как в кристалле, так и в аморфном кремнии.

Для кристаллического кремния учитывались следующие центры рассеяния:

- 1) рассеяние на деформационном потенциале на LA-фононах (DLA-рассеяние);
- 2) деформационное рассеяние на TA-фононах (DTA-рассеяние);
- 3) упругое рассеяние на LO-фононах (PLO-рассеяние);
- 4) электрон-электронное рассеяние;
- 5) рассеяние на ионах примесей;
- 6) рассеяние на нейтральных атомах примесей;
- 7) рассеяние на дислокациях.

Процесс переноса носителей в аморфном кремнии описывается в терминах прыжковой проводимости для неупорядоченной системы с наличием случайного поля хаотически расположенных заряженных точечных центров. Проводимость описывается переходами носителей между различными локализованными состояниями.

Корреляционная функция случайного поля представляется в виде [10]:

$$\varphi(r) = \frac{2\pi n_i e^4}{\varepsilon^2} r_0 \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right), \quad (6)$$

где $r_0 = \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{\varepsilon T}\right) = \alpha^{-1}$ — радиус экранирования;

n_i — концентрация центров; e — заряд электрона; ε — диэлектрическая проницаемость образца, а $r = r_1 - r_2$ — расстояние между двумя точками в образце.

Кинетическое уравнение (1) для аморфного кремния в стационарном состоянии можно записать в виде, предложенном в [10], переписав правую часть с учетом всех основных процессов генерации и рекомбинации носителей тока.

$$\frac{\partial f_\lambda}{\partial t} = -\sum_{\lambda'} \{W_{\lambda\lambda'} f_\lambda (1 - f_{\lambda'}) - W_{\lambda'\lambda} f_{\lambda'} (1 - f_\lambda)\}, \quad (7)$$

где f_λ — неравновесный диагональный элемент одночастичной матрицы плотности, $W_{\lambda\lambda'}$ — вероятность перехода между состояниями λ и λ' .

Данное уравнение описывает эволюцию диагональной части матрицы плотности, а в области локализованных состояний оно описывает баланс электронных переходов между различными состояниями. Вероятности перескоков между различными парами центров меняются случайным образом и в широком интервале. В результате изменения

заселенности состояний, наиболее легкие направления перескоков могут быть блокированными. Таким образом, уравнения (1) и (7) полностью согласуются и хорошо стыкуются на границе раздела кристаллический — аморфный кремний.

В общем виде кинетическое уравнение для нестационарного состояния всей структуры можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_\lambda}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}_r f_\lambda) + \frac{1}{\hbar} (\vec{F}_i \vec{\nabla}_k f_\lambda) = \\ = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i - \sum_{\lambda'} \{W_{\lambda\lambda'} f_\lambda (1 - f_{\lambda'}) - W_{\lambda'\lambda} f_{\lambda'} (1 - f_\lambda)\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Генерация носителей тока характеризуется темпом оптической генерации G . В общем случае G зависит от мощности потока излучения, энергии фотонов, вероятности фотопоглощения и глубины. При описании диффузии фотогенерированных носителей заряда можно воспользоваться законом поглощения света Ламберта: $G = G_0 \exp(-\chi c d)$, где χ — удельный показатель поглощения света в a-Si:H, c — концентрация вещества, d — глубина, на которой рассчитывается поглощение.

Для интерпретации фотопроводимости используются следующие модели рекомбинации:

1) рекомбинация «зона — хвост» происходит при захвате неравновесного носителя из свободной зоны на состояние хвоста противоположной зоны, захватившее перед этим носитель другого знака и действующее как рекомбинационный центр. Количество состояний хвоста увеличиваются по мере уменьшения температуры;

2) рекомбинация «хвост — оборванная связь» происходит при туннелировании захваченных носителей из состояния хвостов зон на состояния оборванных связей;

3) рекомбинация «хвост — хвост» — это туннельная рекомбинация между электронами, захваченными на состояния хвоста зоны проводимости, и дырками, захваченными на состояния хвоста валентной зоны.

В [5] показано, что в действительности нужно учитывать все возможные механизмы рекомбинации и выделять из них основной в зависимости от спектра состояний носителей, типа и концентрации дефектов, внешних условий (температура, интенсивность света и т.д.).

При описании процессов рекомбинации носителей и их захвата на соответствующие ловушки можно воспользоваться моделью, предложенной в [3, 4], дополнив ее представлениями, описанными в [10].

Плотность состояний в неупорядоченном полупроводнике при $|E| \gg \sqrt{\psi_1}$ [10]:

$$\rho(E) = \frac{\psi_1 \exp\left(-\frac{E^2}{2\psi_1}\right)}{2\pi^2 |E|^{3/2}} + \frac{\alpha \cdot \exp\left(-\frac{E^2}{2\psi_1}\right)}{8\sqrt{2}\pi^{3/2} \sqrt{\psi_1}} \left(E - \frac{\alpha |E|^{3/2}}{\sqrt{2\pi\psi_1}} \right), \quad (9),$$

где $\psi_1 = 2\pi n_i e^4 r_0 / \varepsilon^2$, E — энергия состояния,

$\alpha^{-1} = r_0$ — характерная длина, роль которой играет радиус экранирования.

Расчеты проводятся для упрощенной модели плотности состояний в щели подвижности, состоящей из четырех дискретных уровней (рис. 1). Уровни E_p и E_m с плотностью состояний N_p и N_m — эффективные уровни хвоста валентной зоны и зоны проводимости соответственно. Уровни E_D и $E_D + U$ — энергетические уровни состояний оборванных связей. Рассматриваем состояния хвостов зон в качестве мелких ловушек, находящихся в термодинамическом равновесии с ближайшей зоной, т. е. «ловушки для дырок» и «ловушки для электронов». Такое упрощенное представление плотности состояний в щели подвижности, как показано в работе [4], не приводит к качественным изменениям результатов численного расчета.

На рис. 1 показаны вероятные переходы, которые учитывались при расчетах. Как и в модели [3, 4], в данной работе рассмотрены два возможных канала рекомбинации: прямой захват свободных электронов и дырок на D -центры (потоки U_1 , U_2 , U_5 и U_6) и туннельная рекомбинация между электронами, захваченными на состояния хвоста зоны проводимости, и дырками, захваченными на состояния хвоста валентной зоны (U_{13}).

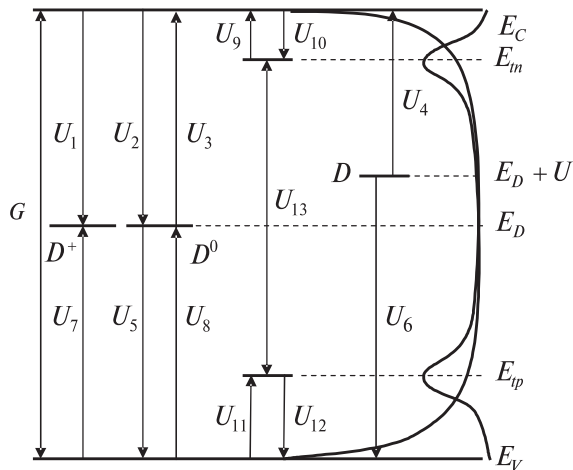


Рис. 1. Схематическое представление электронных переходов для упрощенной модели плотности состояний и вид плотности состояний в щели подвижности из (1)

Определив вероятности нахождения D -центра в состоянии D^+ , D^0 и D^- как f^+ , f^0 и f^- соответственно, поскольку D -центр может находиться только в трех состояниях, $f^+ + f^0 + f^- = 1$. Можно записать на основе формализма Шокли-Рида [10]:

$$\begin{aligned} U_1 &= nN_D f^+ c_n^+, U_2 = nN_D f^0 c_n^0, U_3 = N_D f^0 e_n^0, \\ U_4 &= N_D f^- e_n^-, U_5 = pN_D f^0 c_p^0, U_6 = pN_D f^- c_p^-, \\ U_7 &= N_D f^+ e_p^+, U_8 = N_D f^0 e_p^0, U_9 = nN_m (1 - f_m) c_m, \\ U_{10} &= N_m f_m e_m, U_{11} = pN_p f_p c_p, U_{12} = N_p (1 - f_p) e_p, \\ U_{13} &= N_p f_p N_m f_m T_{np}, \end{aligned} \quad (8)$$

где c_n^0 и c_n^+ — коэффициенты захвата электрона на D^0 - и D^+ -состояния; c_p^0 и c_p^- — коэффициенты захвата дырок на D^0 - и D^- -состояния; e_n^0 , e_n^- , e_p^0 и e_p^+ — коэффициенты теплового выброса электронов из D^0 - и D^- -состояний и дырок из D^0 - и D^+ -состояний; f_m , f_p — вероятности заполнения ловушек для электронов и дырок; c_m , c_p и e_m , e_p — коэффициенты захвата электронов и дырок на соответствующие ловушки и теплового выброса из них; N_D — концентрация D -центров; T_{np} — коэффициент туннельной рекомбинации «хвост — хвост».

Увеличение плотности электронов в зоне проводимости обусловлено оптической генерацией G и переходами U_3 , U_4 , U_{10} . Уменьшение плотности обусловлено переходами U_1 , U_2 и U_9 .

Определив вероятности генерации и рекомбинации носителей, входящие в правую часть кинетического уравнения, можно решить систему уравнений (8, 2). В аморфном полупроводнике поле, найденное из уравнения (2), дополняется случайной аддитивной добавкой (6). Методика решения рассмотренной выше системы уравнений подробно изложена в работах [6, 7].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчет проводился для структуры а-Si:H — с-Si, полученной магнетронным методом. Результаты расчетов сравнивались с характеристиками экспериментальных образцов. Рабочие образцы представляли собой двухслойные структуры с омическими контактами (рис. 2). В качестве подложки использовался кристаллический кремний n -типа, на который напылялась пленка аморфного гидрогенизированного кремния p -типа.

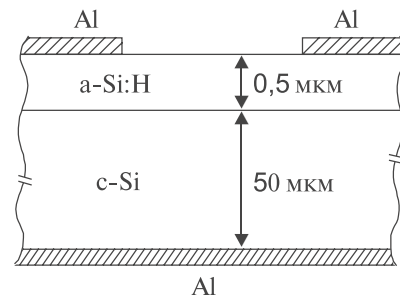


Рис. 2. Геометрия рабочих образцов

Полупроводниковые пленки а-Si:H были получены на магнетронной установке типа УРМ3.279.026, при давлении в рабочей камере 10^{-2} — 10^{-3} Па, при напряжении и токе мишени — 500–650 В и 1,5–2 А. Скорость роста составляла 0,3–0,4 мкм/мин. Сверху на пленку дополнительно нанесли алюминиевые омические контакты с использованием пленочных и металлических масок.

При проведении расчетов в качестве параметров модели использовались значения величин, полученные из экспериментальных исследований [1, 2] и литературных источников [3–5, 10].

Ширина щели подвижности принималась равной 1.8 эВ. Положение уровня Ферми относительно потолка валентной зоны задавалось равным 1.05 эВ. Для параметров оборванных связей принимались следующие значения: $E_D = 0.9$ М, $U = 0.3$ М. Начальный темп фотогенерации принимался равным $G_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $c_n^0 = c_p^0 = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$ и $c_n^+ = c_p^- = 1.5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}$.

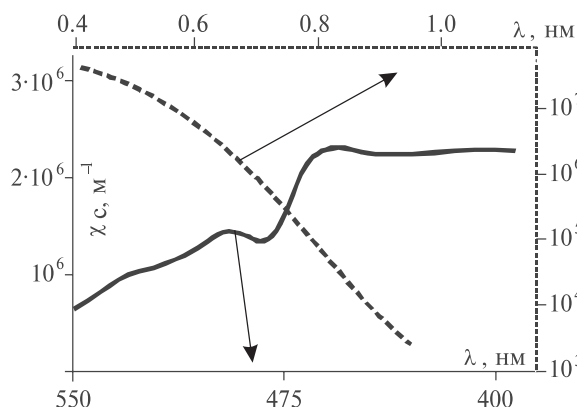


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента поглощения света χ_s в a-Si:H

На основе полученной экспериментально спектральной зависимости коэффициента поглощения на частотах видимого спектра (рис. 3) рассчитывался коэффициент оптической генерации в области аморфного кремния. Затем, при решении кинетического уравнения с учетом процессов рекомбинации неравновесных носителей получены зависимости коэффициента прохождения неравновесных электронов и дырок от толщины пленки аморфного кремния для разных значений напряженности электрического поля (рис. 4).

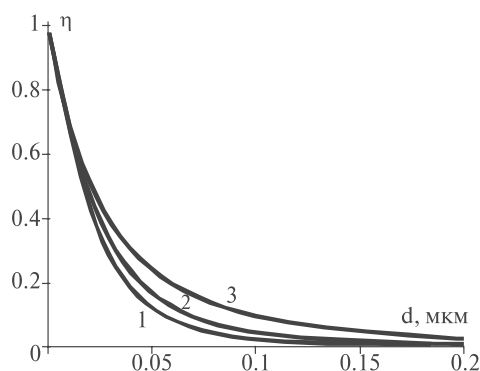


Рис. 4. Зависимости вероятности прохождения свободных носителей заряда от толщины аморфной пленки при 1) $E = 3 \text{ кВ/см}$, 2) $E = 8 \text{ кВ/см}$, 3) $E = 20 \text{ кВ/см}$

Расчет проводимости пленок проводился для аморфного кремния с различной степенью гидрирования в области низких напряженностей внешнего поля (до 3 кВ/см).

На рис. 5 представлены результаты численного моделирования тепловой удельной проводимости для различных значений концентрации водорода.

Полученные в результате моделирования зависимости удельной проводимости хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Как видно из рис. 5, проводимость аморфного кремния возрастает с увеличением концентрации водорода в рабочей камере.

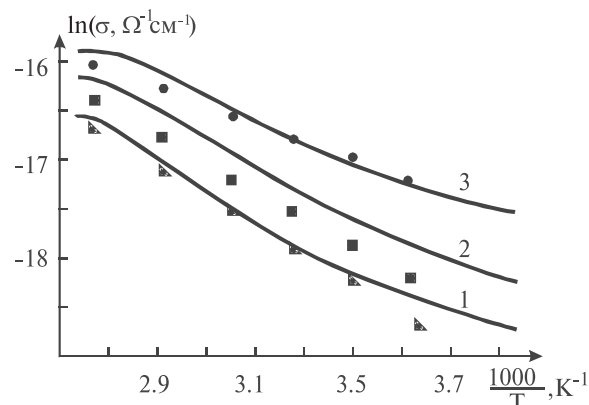


Рис. 5. Тепловая зависимость расчетной (сплошные линии) и экспериментальной (точки) удельной проводимости a-Si пленок, полученных магнетронным методом при концентрации водорода: 1 — 10%, 2 — 30%, 3 — 40%

Это свидетельствует о том, что в результате напыления происходит обогащение пленки аморфного кремния водородом, который компенсирует оборванные связи.

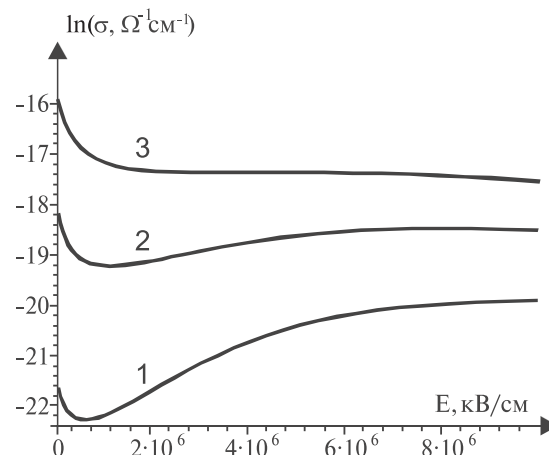


Рис. 6. Зависимость удельной проводимости от напряженности внешнего поля a-Si пленок, толщиной: 1 — 0,2 мкм, 2 — 0,1 мкм, 3 — 0,05 мкм

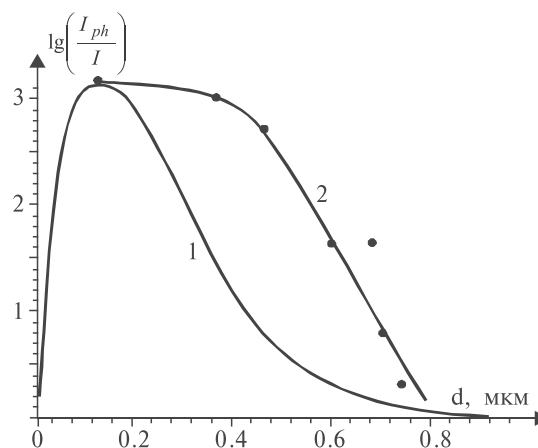


Рис. 7. Зависимости относительной величины фототока от толщины a-Si слоя в гетероструктуре, при облучении светом с длиной волны 0,47 мкм: 1 — расчетная, 2 — экспериментальная [11]

Анализ зависимости удельной проводимости от напряженности внешнего поля в пленке на а-Si показал что, во-первых, удельная проводимость зависит от толщины пленки, во-вторых, при напряжениях порядка 3–5 кВ/см характер зависимости проводимости от напряженности поля меняется. Так как с увеличением толщины увеличивается количество фотогенерированных носителей, а вероятность их собирания падает из-за рекомбинационных процессов, должна существовать такая толщина пленки, при которой эти процессы согласуются. Анализ зависимости фототока от толщины пленки аморфного кремния (рис. 7) показал наличие такой оптимальной толщины.

ВЫВОДЫ

В работе предложена модель, которая адекватно описывает процессы фотогенерации и переноса носителей в структуре а-Si:H/c-Si. В результате проведенных исследований получены зависимости проводимости подобных структур от параметров аморфного кремния. Показано наличие зависимости характеристик фотопроводимости таких структур от толщины пленки аморфного кремния.

Литература.

- [1] *М.А.Быков, А.С. Мазин* Optical spectral characteristics of thin-film constructions on the basis of hydrogenated amorphous silicon // Proc. of SPIE — Vol. 6023. — P.60230Q1–60230Q9.
- [2] *Быков М.А.* Исследование влияния концентрации водорода на свойства пленок аморфного гидрогенизированного кремния полученных магнетронным методом // Восточно-европейский журнал передовых технологий. — 2006. — 4/3(22). — С. 36–38.
- [3] *Кузнецов С.В., Теруков Е.И.* Влияние хвостов зон а-Si:H на заполнение оборванных связей и величину фотопроводимости // ФТП. — 2001. — Т. 35, вып. 6. — С. 684–686.
- [4] *Кузнецов С.В.* Эффект Стеблера-Вронского и температурные зависимости фотопроводимости а-Si:H р-типа // ФТП. — 2000. — Т.34, вып.6. — С. 748–752. 5
- [5] *Кузнецов С.В.* Численный расчет температурных зависимостей фотопроводимости а-Si:H р-типа // ФТП. — 2001. — Т. 35, вып. 10. — С. 1244–1249.
- [6] *Зуев С.А., Старостенко В.В., Терещенко В.Ю., Чурюмов Г.И., Шадрин А.А.* Модель ПТШ субмикронных размеров на кремнии. Ч.1 // Радиоэлектроника и информатика. — Харьков. — 2004. — №3. — С. 47–53.
- [7] *Гордиенко Ю.Е., Зуев С.А., Старостенко В.В., Терещенко В.Ю., Шадрин А.А.* Особенности лавинного пробоя в кремниевых ПТШ по результатам численного моделирования // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. — 2006. — Вып.121. — С. 146–152.
- [8] *Хокни Р., Иствуд Д.* Численное моделирование методом частиц. — М.: Мир, 1987. — 638 с.
- [9] *Kurosawa T.* Monte Carlo calculation of hot electron problems // Proc. 8th Int. Conf. Phys. Semicond., Kyoto (Japan). — 1966. — P.1–10a–6.
- [10] *Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайпер Р., Мионов А.Г., Эндерлайн Р., Эсер Б.* Электронная теория неупорядоченных полупроводников. — М.: Наука, 1981. — 384 с.
- [11] *Hamakawa Y., Tawada Y.* Int. J. Sol. Energy, 1, 125 (1982)

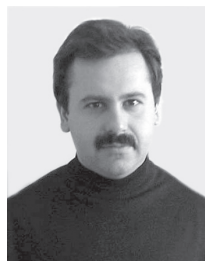
Поступила в редколлегию 26.02.2008



Быков Михаил Александрович, младший научный сотрудник кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Область научных интересов: аморфные тонкопленочные фотопреобразователи.



Быков Александр Михайлович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики ТНУ. Область научных интересов: волоконная оптика, квантовая электроника.



Зуев Сергей Александрович, ассистент кафедры радиофизики ТНУ. Область научных интересов: моделирование физических процессов в полупроводниковых приборах.



Мазинов Алим Сейт-Аметович, кандидат технических наук, доцент кафедры радиофизики и электроники ТНУ. Область научных интересов: тонкопленочные структуры, наноразмерная электроника.



Слипченко Николай Иванович, кандидат технических наук, профессор, проректор по научной работе ХНУРЭ, профессор кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Область научных интересов: твердотельная электроника, моделирование процессов, нанопизика и наноэлектроника, зондирование атмосферы.



Унжаков Дмитрий Александрович, аспирант кафедры радиофизики ТНУ. Область научных интересов: моделирование полупроводниковых приборов микронных и субмикронных размеров.