

КИНЕТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ c-Si С АМОРФНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Введение

Исследование таких внешних воздействий на оптические и фотоэлектрические свойства пленок c-Si и a-Si, как длительное освещение, высокотемпературный термический отжиг и облучение электронами, представляет интерес, как с практической точки зрения, так и с фундаментальной. Фундаментальная составляющая заключается в возможности изменять структуру материала за счет внешних воздействий, детально исследовать корреляцию структурных, оптических и фотоэлектрических свойств. Так, например, облучение электронами полупроводников может привести к созданию в них значительной концентрации дефектов, т.е. появляется возможность исследовать влияние этих дефектов на физические свойства полупроводников. Подобного рода исследования важны для уточнения развитой модели переноса и рекомбинации носителей заряда в c-Si/a-Si. Прикладная часть таких исследований связана с установлением возможности использовать пленки a-Si во внешних условиях. Действительно, a-Si является перспективным материалом для использования в тонкопленочной солнечной энергетике. Известно, что a-Si изменяет свои свойства под действием длительного освещения (так называемый эффект Стеблера – Вронского). Выяснение стабильности параметров полупроводниковых структур c-Si/a-Si к световому воздействию является одной из важнейших задач для технических приложений. Исследования влияния облучения заряженными частицами на свойства c-Si могут быть важными с точки зрения оценки эффективности работы приборов.

На рис. 1 приведен солнечный спектр в форме плотности энергии для различных атмосферных условий [2]. На рисунке заштрихованная часть соответствует энергетической области конверсии излучения (c-Si)-фотоэлементами. Солнечный спектр, соответствующий стандарту AM0, адекватен спектру излучения черного тела с температурой $T=5800$ К. Спектр излучения, соответствующий стандарту AM1, смещен в голубую область, наземный стандарт-AM1,5; AM2-спектр излучения, прошедшего через плотную атмосферную массу [2]. Интегральная мощность излучения в солнечном спектре составляет $1,353 \text{ kW/m}^2$.

Среди большого класса фотопреобразователей (AlGaAs, GaAs, CuInSe₂, GaSb и др.) кремниевые (Si) фотоэлементы являются наиболее перспективными. Это обусловлено широким диапазоном их фоточувствительности в области длин волн $0.4 - 1.1$ мкм солнечного спектра излучения и развитой технологией получения фотовольтаического Si материала [3]. При производстве кремниевых фотоэлементов существуют три основных направления использования аморфных a-Si, поликристаллических (poly-Si) и монокристаллических c-Si структур. Достоинством a-Si структур есть низкая себестоимость их производства и возможность получения тонких пленок фотоэлементов с широкой площадью поверхности. Но через метастабильное состояние a-Si структуры и высокой плотности центров рекомбинации неосновных носителей заряда эффективность таких фотоэлементов не превышает $\sim 12\%$ [4, 5]. При эксплуатации в условиях космического пространства тонкопленочные a-Si- фотоэлементы будут быстро разрушаться под воздействием зарядовой электризации. Эффективность poly-Si-фотоэлементов в отличие от a-Si составляет $\sim 15\%$. Однако возможность повышения их эффективности лимитируется наличием высокоразвитых пределов зерен в poly-Si материале, которые служат рекомбинационными ловушками носителей заряда и имеют большое сопротивление фототока [6]. Эффективность промышленных (c-Si)-фотоэлементов составляет $13 - 15\%$ и определяется фиксированной частью солнечного спектра излучения и струк-

турной проводимостью носителей заряда. Для повышения эффективности (с-Si)-фотоэлементов необходимо в процесс преобразования солнечного излучения в электрическую энергию вовлечь более широкую область солнечного спектра с интенсивными потоками фотонов. При преобразовании солнечного излучения в интервале длин волн (0,25 – 3,2) μm в электрическую энергию в (с-Si)-фотоэлементах существуют два основных ограничения: первое относится к области ИК-излучения ($\lambda \geq 1,1 \mu\text{m}$), в которой конвертирование происходит только через термические процессы, а второе относится к наличию больших энергетических потерь фотонов в области УФ и коротковолновой части видимого спектра с длиной волны $\lambda \sim 0,5 \mu\text{m}$ при фотоэффекте (рис.1, 2).

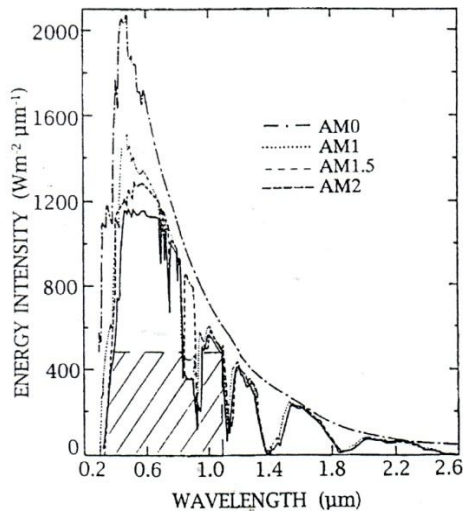


Рис.1. Зависимость потерь энергии солнечного излучения в (с-Si)-фотоэлементах от длины волны

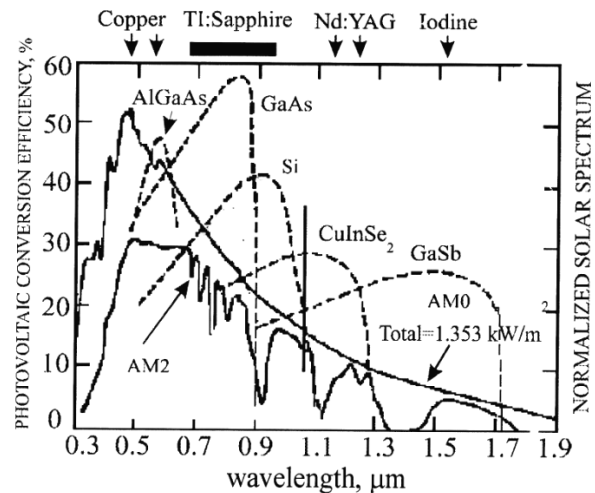


Рис. 2. Зависимость эффективности (с-Si)-фотоэлементов от длины волны солнечного излучения. AM0 и AM2-спектральные характеристики солнечного излучения при различных атмосферных условиях

Гетероструктурные солнечные элементы имеют более высокий КПД, чем кремниевые. КПД арсенид-галлиевых солнечных батарей доходит до 35 – 40 %. Максимальная рабочая температура +150 °С в отличие от +70°С у кремниевых батарей. Ограничение в температуре полупроводника связано с резким повышением его проводимости. Физическая причина заключается в увеличении темпа тепловой генерации электронно-дырочных пар с ростом температуры, что приводит к рассогласованию внутреннего сопротивления фотопреобразователя с сопротивлением его нагрузки и как следствие, к снижению напряжения на р-п-переходе (снижение напряжения холостого хода и уменьшение кпд в нагрузке). Тепловой эффект подавляется повышением ширины запрещенной зоны в полупроводнике [7]. Реализация разработанных нанотехнологий позволит осуществить прорыв в решении проблемы увеличения эффективности монокристаллических кремниевых фотопреобразователей для различных энергетических систем. Увеличение токосъема в кремниевых фотопреобразователях является основным фактором повышения их КПД и создания энергоемких солнечных батарей нового поколения.

Таким образом, трудно отдать явное предпочтение тому или иному полупроводниковому материалу, и лишь дальнейшее развитие технологии их производства и совершенствования структуры солнечных батарей покажет, какой вариант окажется более рационален для космической и наземной солнечной энергетики [8]. В настоящее время основным материалом для изготовления солнечных батарей остается кремний.

Постановка задачи

Гетерокомпозиции с тонкими и сверхтонкими структурами (сверхрешетки) можно рассматривать как новый класс полупроводниковых материалов, фундаментальные свойства которых определяются типом указанных структур, их толщинами и характером распределения входящих легированных примесей. Сформированные на их основе интерфейс-структуры позволяют управлять носителями заряда в объеме полупроводника. Подобная структура и способы ее получения описаны в работах [9, 10]. В легированном (с-Si)-полупроводнике с двумерной гетероструктурой движение неравновесных носителей заряда ограничено, они могут свободно перемещаться только вдоль плоскости слоя. В предельном случае при соизмеримости двумерных гетероструктур с длиной волны Дебройля носителей заряда формируется квантовая яма. Одномерные гетероструктуры формируют квантовые нити, в которых носители заряда перемещаются только вдоль их направления. Сочетание фундаментальных свойств прямозонной структуры (а-Si) и непрямозонной (с-Si)-структуры в едином (с-Si)-кристалле является основным различием между существующими устройствами только на основе (с-Si) или (а-Si)-материалов. В структуре (с-Si) носители обладают большой подвижностью ($\mu_n \sim 1500$, $\mu_p \sim 500$) $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, но незначительным коэффициентом поглощения света кроме коротковолновой области солнечного спектра, что и вынуждает использовать большие толщины фотопреобразователей ($\geq 100 \mu\text{m}$). В структуре (а-Si) носители заряда обладают низкой дрейфовой подвижностью ($\mu_n \sim 10^{-1}$, $\mu_p \sim 10^{-3}$) $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, но очень большим коэффициентом поглощения светового излучения, а также большой концентрацией рекомбинационных центров в зоне подвижности. Эти факторы и определяют низкую эффективность (а-Si)-фотопреобразователей. Область прямых квантовых переходов в (с-Si)-полупроводнике формируется наноразмерными аморфными структурами в скрытых треках осколков ядер ^{238}U при их фотоделении. Длина волны переизлучения зависит от концентрации атомов водорода, имплантированных в их структуры, а током определяется их радиационной проводимостью (рис. 3).

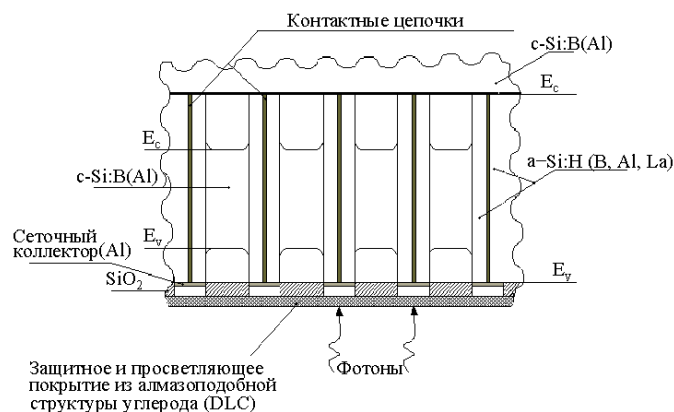


Рис. 3. Латеральные объединения наноразмерных цепочек а-Si:H(B,Al) в структуре (с-Si)-фотоэлемента и их зонная диаграмма [9]

Структуру на рис. 3 можно рассматривать как материал, обладающий пространственно неоднородными свойствами аморфного и кристаллического кремния. Наличие гетерограниц с дефектами приводит к появлению внутренних электрических полей, влияющих на электрический транспорт носителей заряда в кристаллической части, но не сказывающийся на общей контактной разности потенциалов. Таким образом, такую структуру можно заменить комбинацией чередующихся аморфных прослоек цилиндрической формы и микромонокристаллов кремния. Образующиеся носители заряда движутся в периодической структуре кристаллического кремния с параллельно расположенными цилиндрическим аморфными включениями

радиусом r , которые периодически расположены в объеме полупроводника при среднем расстоянии между центрами.

Фотопроводимость кристаллического кремния с аморфными включениями

При расчетах предполагается, что начало координат находится на оси одного из аморфных цилиндров. Данная структура n -типа проводимости освещается излучением из области фундаментального поглощения, для которого функция генерации фотоносителей G , т.е. количество фотоносителей, которое генерируется за одну секунду в единичном объеме, не зависит от координаты. Условие однородности генерации фотоносителей при этом выполняется в случае слабого поглощения. Генерируемые носители рекомбинируют как в объеме полупроводника, так и на поверхностях цилиндров. При стационарном освещении устанавливается такое неоднородное пространственное распределение концентраций фотоносителей, при котором обеспечивается баланс между процессами генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда. Вследствие повышенной рекомбинации носителей заряда на поверхностях аморфных включений в структуре устанавливается неоднородное распределение фотоносителей и имеет место биполярная диффузия фотоносителей к включениям. Для симметричной структуры пространственное распределение концентрации фотоносителей Δn описывается следующим дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial \cdot \Delta n}{dt} = D_n \frac{\partial^2 \cdot \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + G \cdot \exp(-\kappa x), \quad (1)$$

где Δn – концентрация избыточных дырок; D_n – коэффициент диффузии; τ_n – время жизни носителей, κ – коэффициент поглощения.

Для решения уравнения (1) используются следующие граничные условия:

$$D \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=r} = +S \cdot \Delta n(r); \quad D \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \Big|_{x=R} = -S \Delta n(R). \quad (2)$$

Первое условие уравнения (2) соответствует рекомбинации фотоносителей на поверхности аморфного цилиндрического включения со скоростью поверхностной рекомбинации S , которая зависит от состояния поверхности, а второе условие следует из условий симметрии задачи, которые приводят к тому, что на гранях структуры достигается максимальное значение концентрации фотоносителей.

Выражение для скорости генерации светом носителей заряда в общем случае для образца произвольной конечной толщины d имеет вид

$$G = \frac{\kappa \cdot \beta \cdot I_0 (1 - R)}{h \cdot \nu \cdot [1 - R^2 \cdot \exp(-2\kappa d)]} \cdot [\exp(-\kappa d) + R \cdot \exp[-\kappa(2d - x)]], \quad (3)$$

где I_0 – интенсивность светового потока, Вт/см²; R – коэффициент отражения света от поверхности образца. Если образец достаточно тонкий, то закон изменения интенсивности света в образце усложняется за счет эффекта многократного отражения света от поверхности образца. При этом если $\kappa x \leq 1$ излучение поглощается равномерно и скорость генерации пар имеет вид

$$G = \frac{\kappa \cdot \beta \cdot I_0}{h \cdot \nu} \quad (4)$$

Для решения уравнения (1) необходимо кроме граничных условий определить плотности состояний $N(E)$ в аморфном кремнии, а также процессы фотогенерации и рекомбинации носителей заряда, в том числе и на границах контактирующих слоев.

Электрические и оптические свойства зависят от плотности энергетических состояний $N(E)$, определяемой параметрами решетки и типом атомов. В аморфных материалах кристаллическая периодичность отсутствует. Зонная структура a -Si отличается от зонной структуры

монокристаллического кремния. Внутри запрещенной зоны a-Si существует так называемая зона подвижности носителей заряда. В отсутствие дальнего порядка плотность состояний на границах зоны увеличивается, а не обрывается, как это имеет место для монокристалла. Эти пограничные области называют областями Урбаха (Urbach tails) [11]. Помимо состояний на границах валентной зоны и зоны проводимости в a-Si существуют дополнительные состояния, локализованные внутри запрещенной зоны. Эти состояния называют межзонными распределенными ловушками носителей заряда и они бывают двух типов [12]. Первый тип ловушек захватывает электроны и не влияет на движение дырок, а второй тип – захватывает дырки и не оказывает воздействия на электроны.

Функции плотности состояний для зоны проводимости и валентной зоны аморфного кремния с учетом степени разупорядоченности его структуры имеют вид [13]:

$$N_c(E) = \frac{\sqrt{2} \cdot m_c^{*3/2}}{\pi^2 \cdot \hbar^3} \begin{cases} \sqrt{E - E_c}, & E \geq E_c + \frac{\gamma_c}{2} \\ \sqrt{\frac{\gamma_c}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \cdot \exp\left(\frac{E - E_c}{\gamma_c}\right), & E < E_c + \frac{\gamma_c}{2} \end{cases} \quad (3)$$

$$N_v(E) = \frac{\sqrt{2} \cdot m_v^{*3/2}}{\pi^2 \cdot \hbar^3} \begin{cases} \sqrt{\frac{\gamma_v}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_v - E}{\gamma_v}\right), & E \geq E_v - \frac{\gamma_v}{2} \\ \sqrt{E_v - E}, & E < E_v - \frac{\gamma_v}{2} \end{cases}$$

где m_c^* – эффективная масса электрона в зоне проводимости; m_v^* – эффективная масса дырки в валентной зоне; E_c – энергия дна неупорядоченной зоны проводимости; E_v – потолок неупорядоченной валентной зоны; $E_c + \frac{\gamma_c}{2}$ – точка перехода между квадратичным и экспоненциальным распределением плотности состояний зоны проводимости; $E_v - \frac{\gamma_v}{2}$ – точка перехода между квадратичным и экспоненциальным распределением плотности состояний валентной зоны γ_v – ширина хвоста валентной зоны; γ_c – ширина хвостов зоны проводимости. Мерой разупорядоченности структуры являются параметры γ_c и γ_v .

Коэффициент поглощения κ такой трехфазной системы представляет собой суперпозицию коэффициентов поглощения аморфной κ_a , граничной κ_{gb} и кристаллической κ_c фаз, и определяется формулой

$$\kappa = X_g \cdot \kappa_c + X_{gb} \cdot \kappa_{gb} + (1 - X_c) \cdot \kappa_a \quad (4)$$

Здесь X_g и X_{gb} – доли кристаллической фазы и области границ раздела соответственно. Коэффициент поглощения граничного региона κ_{gb} значительно больше κ_a и κ_c , и увеличивается с уменьшением концентрации водорода на границе. Так как размер границы связан с концентрацией водорода, то коэффициент κ_{gb} растет с ростом ширины границы раздела. Следовательно, увеличивается и общий коэффициент поглощения структуры. При определенных условиях концентрация водорода уменьшается практически до нуля, а коэффициент поглощения граничного региона выходит на насыщение. Поскольку при этом уменьшается X_{gb} , то коэффициент поглощения κ тоже уменьшается. В пределе при очень больших размерах кристаллической части структуры он стремится к коэффициенту поглощения c-Si [14].

Согласно [15] в общем виде взаимосвязь плотности состояний и коэффициента поглощения κ для аморфного кремния определяется соотношением

$$\alpha(h\nu) = \frac{2\pi h}{c} \cdot \left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{1}{h\nu} \int N(E)f(E) \cdot N(E+h\nu)(1-f(E_{h\nu}))P(E, E+h\nu)dE \quad (5)$$

где $f(E)$ – функция распределения Ферми – Дирака; $P(E, E+h\nu)$ – матричный элемент оптического перехода.

На рис. 4 приведены результаты моделирования спектральной зависимости коэффициента поглощения для различных степеней разупорядоченности структуры a-Si и значения таусовской ширины запрещенной зоны 1,85 эВ.

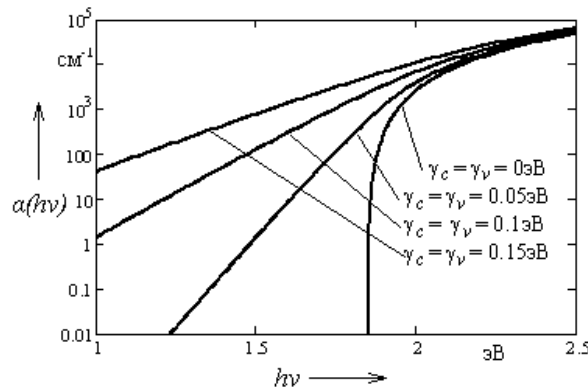


Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента поглощения для случая $\gamma_c = \gamma_v$ и $E_{g0} = 1,85 \text{ эВ}$

Общее решение уравнения (1) имеет вид

$$\Delta n(x) = \frac{G \cdot \tau}{1 - \kappa^2 L^2} \cdot \left(A \cdot \exp\left(\frac{x}{L}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{x}{L}\right) + \exp(-\kappa \cdot x) \right), \quad (6)$$

где

$$B = \exp\left(-\frac{r}{L}\right) \cdot \frac{\exp\left(\frac{R}{L}\right) \cdot \exp(-\kappa \cdot r) \cdot (S + D \cdot \kappa) \cdot \left(S + \frac{D}{L}\right) - \exp\left(\frac{r}{L}\right) \cdot \exp(-\kappa \cdot R) \cdot (S - D \cdot \kappa) \cdot \left(S - \frac{D}{L}\right)}{\exp\left(-\frac{R}{L}\right) \cdot \left(S + \frac{D}{L}\right)^2 - \exp\left(\frac{R}{L}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot r}{L}\right) \cdot \left(S - \frac{D}{L}\right)^2};$$

$$A = \frac{\exp\left(-\frac{r}{L}\right)}{\frac{D}{L} - S} \cdot \left(\exp(-\kappa \cdot r) \cdot (S + D \cdot \kappa) + \exp\left(-\frac{r}{L}\right) \cdot \left(S + \frac{D}{L}\right) \cdot B \right).$$

В соответствии с результатами исследований [16] исходные данные для конкретных расчетов избранной модели – свойства аморфного кремния, а именно, значения времени жизни и диффузионной длины неосновных приняты аналогичными.

Результаты моделирования и их обсуждение

На рис. 5 – 7 приведены результаты моделирования влияния геометрии аморфных неоднородностей в с-Si на кинетику фотопроводимости. На основании полученных результатов можно утверждать, что фотопроводимость кристаллического кремния с включениями аморфного кремния цилиндрической формы увеличивается с уменьшением расстояний между включениями и уменьшается в случае увеличения радиуса включений. Установлено, что фотопроводимость определяется скоростью поверхностной рекомбинации фотоносителей и

может значительно падать при увеличении S . Последнее имеет место в материалах с высокой концентрацией аморфных включений, когда велика площадь поверхности включений, приходящаяся на единицу объема, т.е. когда отношение расстояния между включениями к их радиусу достигает как можно большей величины.

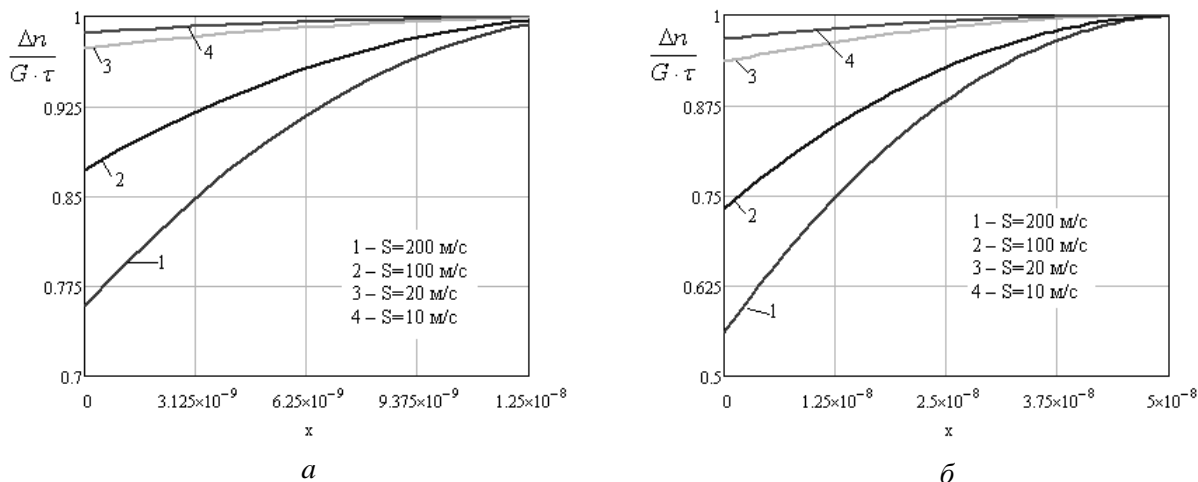


Рис 5. Зависимости распределения фотоносителей в образце при $r=5\text{нм}$ и различных значений скорости поверхностной рекомбинации, $a - R=5r$, $b - R=20r$

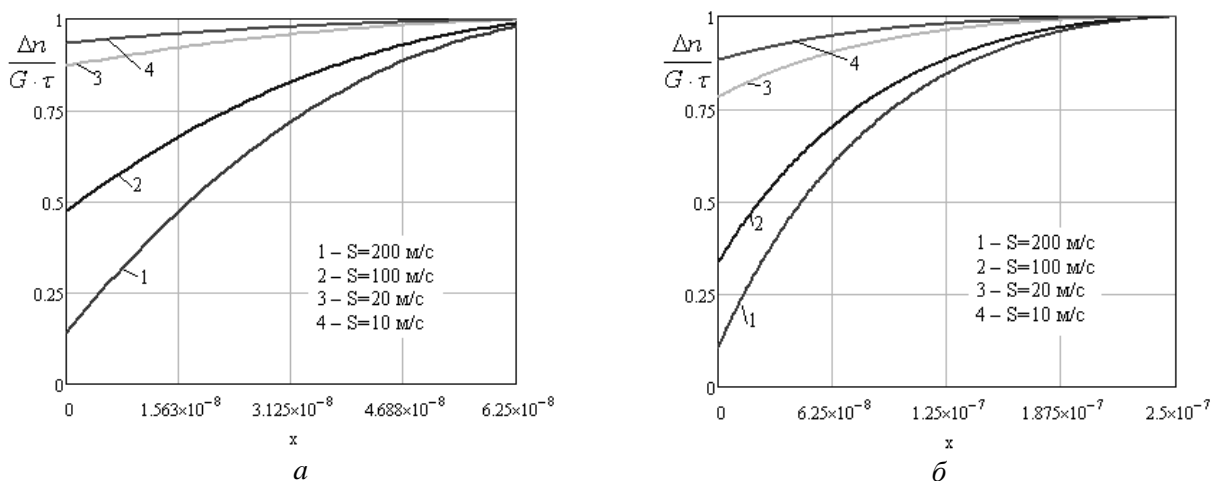


Рис. 6. Зависимости распределения фотоносителей в образце при $r=25\text{нм}$ и различных значений скорости поверхностной рекомбинации, $a - R=5r$, $b - R=20r$

На рис.7 возможно имеет место наличие так называемой отрицательной фотопроводимости [17, 18]. Отрицательная фотопроводимость проявляется в том, что при освещении образца его проводимость не увеличивается, а уменьшается до значения меньшего, чем темновое. Наличие данного эффекта объясняется образованием на поверхности исследуемой полупроводниковой структуры инверсионного изгиба зон из-за прилипания на так называемых “медленных” поверхностных уровнях основных носителей заряда.

Выводы

Проведено моделирование фотопроводимости полупроводниковой структуры, представляющей собой кристаллический кремний с равномерно расположенными вкраплениями аморфного кремния цилиндрической формы для случая однородной генерации фотоносителей. Показано, что фотопроводимость данной структуры при фиксированном ненулевом значении скорости поверхностной рекомбинации уменьшается при увеличении радиуса пор и увеличивается с уменьшением среднего расстояния между ними. Также выявлено наличие

отрицательной фотопроводимости при увеличении радиуса включений и больших значениях скорости поверхностной рекомбинации.

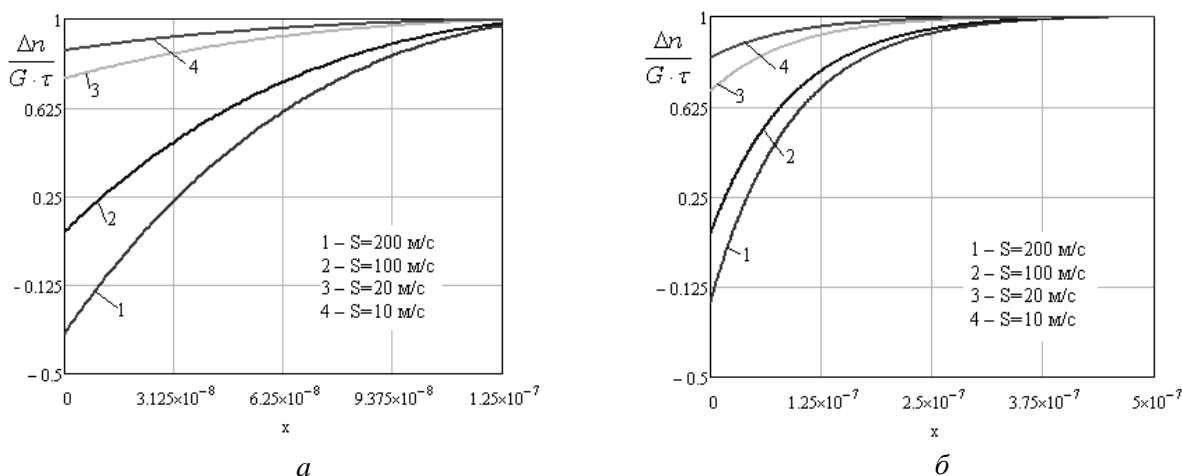


Рис 7. Зависимости распределения фотоносителей в образце при $r=50$ нм и различных значений скорости поверхностной рекомбинации, $a - R=5г$, $б - R=20г$

Список литературы: 1. Алферов, Ж.И., Андреев, В.М., Румянцев, В.Д. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, Вып. 8. – С. 937-948 <http://www.ioffe.rssi.ru/journals/ftp/2004/08/p937-948.pdf> // 2. Kuznicki, Z.T. Multiinterface Colar Cells // First Polish-Ukrainian Symposium "New voltaic Materials for Solar Cells."-E-MRS.-Krakow (Poland). – 1996. – P. 58-78. 3. Bennett, H. E., Rather, J.D.G., Montgomery, E. E. IV, Nucl. Instr. and Meth. in Phys., A341 (1994) p. 123. 4. Chopra, K. L., Das, S. R. Thin film solar cells. – New York, 1983. – P. 440. 5. Prospect SIEMENS, Siemens Solar, (2005) Munich, Germany. 6. F. Lasnier and T. G. Ang, Photovoltaic Engineering Handbook, Adam Hilger Bristol, New York, 1990. 7. Николаенко, Ю.Е., Вакуев, Н.М., Круковский, С.И., Ерохов, В.Ю., Мельник, И.И., Завербный, И.Р. Состояние и тенденции развития твердотельных фотопреобразователей солнечной энергии // Энергетическая микроэлектроника НПП "Карат". – Львов : НУ "Львовская политехника". Технология и конструирование электронной аппаратуры. – 2001. – № 3. – С. 21-30. 8. Bratkowski, A., Borowski, P., Bala, W. et al // OptoElectronics Review. – 2005. – V. 13. No. 1. -P.35. 9. Dovbnya, A.N., Yefimov, V.P., Pugachev, G.D., Dyomin, V.S., Dovbnya, N.A., Gordienko, J.E., Borodin, B.G., Babychenko, S.V., Semenets, T.A. The influence of γ -irradiation and ^{238}U fragments on the properties of single-crystal Silicon // Problems of atomic science and technology. Series "Nuclear Physics Investigations," Kharkov (Ukraine). – 2006. – № 3(47). – P. 179-181. 10. Довбня, А.Н., Ефимов, В.П., Пугачев, Г.Д., Демин, В.С., Довбня, Н.А., Гордиенко, Ю.Е., Бородин, Б.Г., Бабыченко, С.В., Семенец, Т.А. Формирование разупорядоченных структур и их преобразование в аморфную фазу в объеме (с-Si)-полупроводника осколками ядер, образующимися при γ -облучении расщепляющихся материалов. // Новые Технологии. – 2005. – № 1-2 (7-8). – С. 11-16. 11. Jha, A. R. Solar cell technology and applications. – Taylor and Francis Group, LLC., 2010. – 280p. 12. Street, R. A. Cambridge Solid State Science Series: Hydrogenated amorphous silicon. – Cambridge University Press, 1991. – 417p. 13. Pashchenko, A.G. & Sologub, O.Yu. Definition of electronic states densities functions in amorphous silicon // Telecommunications and Radio Engineering. – 73 (5):447-455 (2014). 14. Diehl, F., Scheib, M., Schroder, B., Oechsner, H. Enhanced optical absorption in hydrogenated microcrystalline silicon: an absorption model // J. Non-Cryst. Solids. – 1998. – V. 227-230. – P. 973-976. 15. Сологуб, О.Ю. Определение спектра поглощения аморфного кремния // Сб. материалов XXIII-й Междунар. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2013), 8 – 13 сентября 2013 р. 16. Севастьянов, М.Г., Лобков, В.С., Шмелев, А.Г. и др. Изучение электронных свойств пленок гидрогенизированного аморфного кремния методами фемтосекундной спектроскопии // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т.47, вып. 10. 17. Карась, Н.И. Положительная и отрицательная фотопроводимость в макропористом кремнии // Тез. доп. VI Укр. наук. конф. з фізики напівпровідників (УНКФН), Чернівці, 30 вересня – 4 жовтня 2013 р. – С. 276-277. 18. Зуев, В.О., Саченко, А.В. Теоретичне дослідження поверхнево-чутливих фото ефектів у Si // УФЖ. – 1973. – 18, №10. – С. 1680-1687.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 09.09.2017