

Формирование потенциальных барьеров в нелегированных неупорядоченных полупроводниках

© Н.В. Вишняков[†], С.П. Вихров, В.Г. Мишустин, А.П. Авачев, И.Г. Уточкин, А.А. Попов*

Рязанская государственная радиотехническая академия,
391000 Рязань, Россия

* Институт микроэлектроники и информатики Российской академии наук,
150007 Ярославль, Россия

(Получена 27 октября 2004 г. Принята к печати 28 декабря 2004 г.)

Рассмотрены проблемы формирования потенциальных барьеров в нелегированных неупорядоченных полупроводниках. На примере контакта металл–аморфный гидрогенизированный кремний рассмотрена обобщенная модель формирования потенциальных барьеров в таких структурах. Показано, что свойства барьеров в неупорядоченных полупроводниках определяются характером распределения по энергии локализованных состояний в щели подвижности. Это позволило получить аналитическое выражение для электрического поля и потенциала в области пространственного заряда неупорядоченного полупроводника и предложить новый способ формирования поверхностных квазиомических контактов.

Контактные явления в неупорядоченных полупроводниках и, в частности, в аморфном гидрогенизированном кремнии ($a\text{-Si:H}$) представляют интерес для исследований как в теоретическом, так и в практическом плане, тем более, что до сих пор нет адекватной модели формирования потенциальных барьеров. Плотность состояний (ПС), локализованных в щели подвижности вблизи уровня Ферми, в таких материалах может быть довольно высокой: $10^{15} - 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$. Однако большинство электрических свойств материалов данного класса определяются лишь электрически активными состояниями. Здесь подразумеваются состояния, которые в равновесных условиях, либо под действием внешних факторов, выполняют роль доноров или акцепторов [1]. Вводимые легирующие элементы (например, фосфор или бор) могут образовывать донорные или акцепторные уровни и создавать дополнительные высокоэнергетические дефекты вблизи уровня Ферми E_F . Релаксация структуры материала в ответ на внешние воздействия (температура, электромагнитное поле или ионизирующее излучение) может привести к разрыву слабых химических связей и образованию дополнительных заряженных дефектов, выступающих в качестве доноров или акцепторов.

Классический подход к возникновению потенциальных барьеров [2,3] в неупорядоченных полупроводниках не дает объяснения их формирования в отсутствие слоя Шоттки (на контакте металл–нелегированный аморфный полупроводник) или при относительно низкой концентрации „мелких“ доноров (для p - n - и гетеропереходов). Ранее, в работах Медена, например в [4], при решении уравнения Пуассона для области пространственного заряда (ОПЗ) было учтено распределение ПС в щели подвижности неупорядоченного полупроводника, однако функция ПС носила интегральный характер и включала состояния в „хвостах“ зон, которые в равновесных условиях не являются электрически активными [5]. В работе Архипова с соавт. [6] была представлена довольно интересная модель активационного барьера на контакте

между металлом (Me) и аморфным полупроводником, где ограничение тока происходило за счет объемного заряда, образующегося в аморфном полупроводнике при инжекции электронов из металла и захвате их на ловушки. Однако результаты исследований и анализ вольт-амперных характеристик (ВАХ), проведенные авторами данной работы ранее [7,8], а также другие известные экспериментальные результаты [4,9,10] показывают, что имеют место различные механизмы токопереноса через барьер, в основном надбарьерная эмиссия и реже токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ). Для контакта $Me-a\text{-Si:H}$ наиболее детальные теоретические исследования были проведены Ильченко и Стриха [10]. Однако аналитическое решение уравнения Пуассона для данного барьера, приведенное в работе, оказалось неприменимым в практическом использовании ввиду неадекватности функции, аппроксимирующей ПС вблизи уровня Ферми.

Отсутствие единой теории формирования потенциальных барьеров в системах на неупорядоченных полупроводниках, как это есть в классической физике кристаллических полупроводников, не позволяет предложить адекватные математические модели приборов для систем автоматизированного проектирования. Цель данной работы заключалась в разработке обобщенной модели формирования барьеров в неупорядоченных полупроводниках, учитывающей характер распределения плотности электрически активных локализованных состояний в щели подвижности и их вклад в распределение плотности заряда в ОПЗ полупроводника.

В качестве анализируемого объекта был выбран контакт $Me-a\text{-Si:H}$, так как он присутствует во всех приборах и устройствах на основе $a\text{-Si:H}$ и может выполнять функции как омического контакта, так и активного элемента (барьерные структуры). Кроме того, в активном режиме через него протекают токи, обусловленные монополярной инжекцией электронов из металла. В результате этого анализировать свойства такого барьера оказывается проще и нагляднее, чем

[†] E-mail: mel@rgta.ryazan.ru

p - n - или p - i - n -переходов. Однако по своей природе этот потенциальный барьер отличается от аналогичного барьера металла с кристаллическим полупроводником (барьера Шоттки) и имеет ряд особенностей:

– ОПЗ формируется при непосредственном участии заряженных локализованных состояний, лежащих вблизи уровня Ферми в интервале энергий от E_F до $E_F + e\varphi_0$, где φ_0 — изгиб зон у поверхности полупроводника [5];

– процесс формирования можно разделить на два этапа. Первый этап, связанный с диффузией свободных носителей заряда в момент контакта, приводит к установлению промежуточного равновесия; процессы, протекающие в этот промежуток времени, аналогичны процессам на контакте металл–кристаллический полупроводник и могут быть математически описаны с применением классической теории Шоттки [2,3]. Второй этап происходит уже за более продолжительное время и связан с ионизацией электрически активных локализованных состояний вблизи уровня Ферми. После окончания второго этапа барьер между металлом и аморфным полупроводником можно считать сформированным [11]. Аналогичные особенности должны наблюдаться и при формировании ОПЗ в p - n -, p - i - и n - i -переходах.

Подробнее эти процессы показаны на рис. 1. Для упрощения графического изображения спектры глуболежащих локализованных состояний акцепторо- и донороподобного типа обозначены локальными уровнями E_a и E_d соответственно. Время полного формирования барьера можно разделить на два интервала: t_1 — время, за которое происходят „быстрые“ процессы ионизации мелких уровней, и t_2 — время, за которое происходят процессы ионизации глубоких уровней и вынос освобожденных носителей из ОПЗ. Другими словами, это времена установления полного термодинамического равновесия системы, которые по существу и определяют максвелловское время релаксации неравновесного заряда τ_M . Для кристаллических полупроводников $t_1 \leq 10^{-12}$ с; для аморфных полупроводников $t_2 \leq 10^3$ с [4].

Если рассматривать a -Si:H как слабо компенсированный полупроводник, то темновая проводимость обеспечивается электронами с концентрацией n_0 [10]:

$$n_0 = N_d^+ - N_a^-, \quad (1)$$

где N_d^+ и N_a^- — концентрация ионизированных при данной температуре доноро- и акцептороподобных состояний.

Плотность объемного заряда ρ определяется разностью положительного и отрицательного зарядов, сосредоточенных на локализованных ловушках. В объеме a -Si:H она будет иметь вид

$$\rho = e(n_0 + \Delta n), \quad (2)$$

где e — заряд электрона, n_0 определяется из (1), Δn возникает из-за ионизации донороподобных состояний вблизи уровня Ферми, которые в начальный момент времени при контакте металла и полупроводника заполнены.

Важен еще и тот факт, что перенос носителей заряда в a -Si:H сопровождается процессами многократного захвата и освобождения носителей как на мелкие, так и на глубокие ловушки [12]. Вероятность захвата определяется сечением захвата и уровнем заполнения ловушек. Процессы рекомбинации неравновесных носителей происходят быстрее, чем τ_M , в результате чего образовавшийся носитель, не успев вылететь за пределы ОПЗ, может там же рекомбинировать [6,12]. Предполагается, что даже при приложении внешнего электрического поля токи в ОПЗ настолько малы, что не нарушают статического равновесия зарядов. Необходимо также отметить, что в данном рассмотрении влияние поверхностных состояний и эффект Шоттки не учитывается.

В начальный момент времени ($t = 0$) металл и a -Si:H находятся на бесконечном удалении друг от друга (рис. 1, *a*). В отсутствие поверхностных состояний (или „шунтировании“ их объемными) в a -Si:H наблюдается режим „плоских зон“. Ловушки E_t и E_{td} , находящиеся между E_C и E_{F0} , опустошены, а E_{td} , расположенные между E_{F0} и E_V , наоборот заполнены. Далее (рис. 1, *c*), в момент контакта металла и a -Si:H, за время t_1 ввиду разницы в работах выхода из полупроводника (φ_s) и металла (φ_m) возникают диффузионные потоки свободных электронов (n) из полупроводника в металл, так же, как и у кристаллического полупроводника. В результате за этот промежуток времени устанавливается распределение плотности объемного заряда и поля в ОПЗ, показанное на рис. 1, *d*. Формирующееся поле F начинает препятствовать выходу электронов из полупроводника, и в момент времени t_1 устанавливается промежуточное равновесие. При этом ширина ОПЗ равна W_1 , что соответствует случаю кристаллического полупроводника с концентрацией ионизированных доноров $N_{td} = n$. Изгиб зон в ОПЗ:

$$e\varphi_0 = e\varphi_m - e\varphi_s = e\varphi_m - \chi_s + (E_F - E_C), \quad (3)$$

где χ_s — электронное сродство a -Si:H.

Электрическое поле в момент времени $t \leq t_1$:

$$F(x) = \frac{\varphi_t}{L_D^2} (W_1 - x), \quad (4)$$

где $\varphi_t = kT/e$ — тепловой потенциал, L_D — длина Дебая, определяемая экранирующими свойствами „свободных“ электронов в пленке нелегированного a -Si:H.

Наблюдающийся в момент времени $t = t_1$ изгиб зон приводит к инверсной заселенности уровня E_{td} в приближении функции Ферми–Дирака при абсолютном нуле, что в свою очередь вызывает термическую активацию электронов с ловушек ири $t \geq t_1$. При этом, попадая в поле F ОПЗ, электроны дрейфуют в глубь полупроводника, но, обладая слабой подвижностью ($10^{-1} - 10^{-2}$ см²/В · с [4]) и малой диффузионной длиной ($L < W_1$), сразу же захватываются на мелкие ловушки. Перед тем как попасть на глубокую ловушку, носители испытывают несколько актов захвата–активации

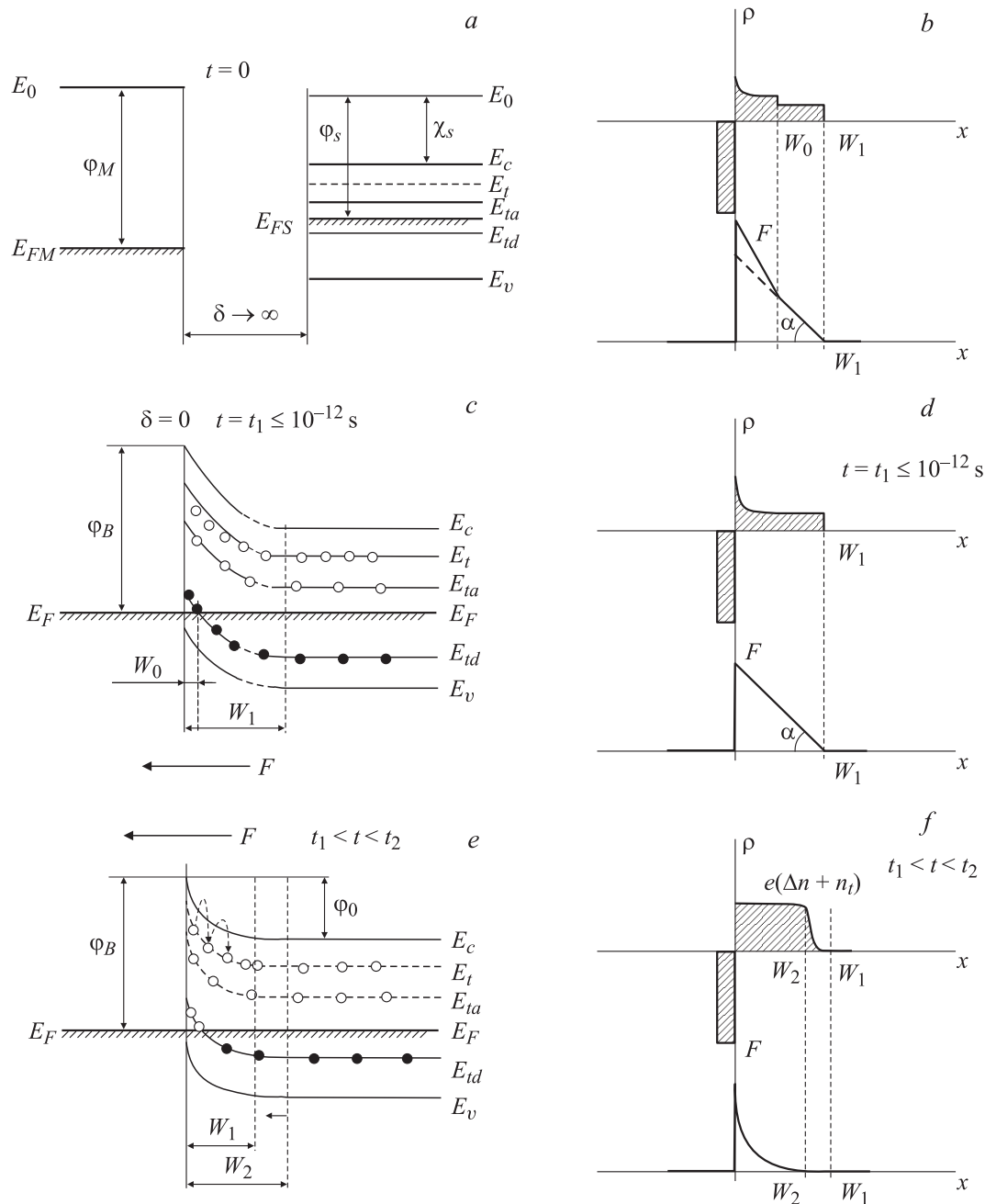


Рис. 1. Модель формирования барьера металл–нелегированный неупорядоченный полупроводник. *a* — начальное состояние системы, $t = 0$; *c* — система в момент соприкосновения $t = t_1$; *e* — система в момент времени $t_1 < t < t_2$; *b, d, f* — распределение плотности заряда и электрического поля в ОПЗ для кристаллического полупроводника при существовании глубокого уровня E_{td} и для неупорядоченного полупроводника в случаях *c* и *e* соответственно; φ_s, φ_m — работа выхода из полупроводника и из металла; φ_0 — изгиб зон в ОПЗ; δ — пространственный зазор между металлом и a -Si:H; χ_s — электронное сродство; E_t — энергетический спектр мелких ловушек; E_{td}, E_{ta} — энергетическая полоса глубоких ловушек донорного и акцепторного типа; E_F — уровень Ферми; F — напряженность электрического поля; W_1, W_2 — толщина слоя ОПЗ в моменты времени $t = t_1$ и $t < t_2$.

с мелких ловушек (согласно модели многократного захвата [6,12]), продвигаясь в сторону границы ОПЗ, где электрическое поле $F \rightarrow 0$. Процессы рассасывания избыточного заряда, который формируется за счет опустошения глубоких ловушек E_{td} в ОПЗ, происходит в период времени $t_1 \ll t \leq t_2$. Такое положение является неотъемлемым свойством всех аморфных полупровод-

ников с непрерывным спектром локализованных состояний. Рассматриваемые процессы проиллюстрированы на рис. 1, *e, f*.

Следствием этих процессов является изменение хода потенциала $\varphi(x)$ в ОПЗ, сужение ширины ОПЗ до значения W_2 вместе с ростом плотности объемного заряда до величины $e(n_0 + \Delta n)$ (рис. 1, *f*).

После установления термодинамического равновесия ($t = t_2$) плотность объемного заряда для случая большого изгиба зон [13]

$$\rho(\varphi) = \frac{eg_{F0}}{\beta} \exp(\beta e\varphi), \quad (5)$$

где g_{F0} — ПС вблизи E_F , β — наклон аппроксимирующей прямой $g_d(E)$ в полулогарифмических координатах.

Электрическое поле в ОПЗ определяется следующим аналитическим выражением [14]:

$$\begin{aligned} F(x) &= \sqrt{\frac{2g_{F0}}{\beta^2 \varepsilon \varepsilon_0}} \operatorname{tg} \left(\sqrt{\frac{e^2 g_{F0}}{2\varepsilon \varepsilon_0}} x \right) \\ &= \sqrt{\frac{2g_{F0}}{\beta^2 \varepsilon \varepsilon_0}} \operatorname{tg} \left(\frac{x}{\sqrt{2}L_D} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e^2 g_{F0}}}. \quad (7)$$

Потенциал в ОПЗ

$$\varphi(x) = -\frac{2}{\beta e} \ln \left| \cos \left(\frac{x}{\sqrt{2}L_D} \right) \right|. \quad (8)$$

Ширина ОПЗ

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0}{e^2 g_{F0}}} \arccos \left[\exp \left(-\frac{\beta e \varphi_0}{2} \right) \right]. \quad (9)$$

Выражения (6)–(9) получены аналитически в работе [14] и в плане их практического использования значительно отличаются от ранее известных [10]. Что-то похожее наблюдается и в кристаллических полупроводниках с глубокими ловушками E_{td} (модель Саха–Редди для $p^+ - n$ -перехода, рис. 1, б) [15].

При приложении обратного внешнего смещения к системе $Me - a\text{-Si:H}$ происходит активация носителей и при прямом смещении их захват на глубокие ловушки. При этом изменяется положение квазиуровня Ферми для электронов в ОПЗ. Временные границы этого процесса составляют то же самое время $t = t_2$, т.е. за счет активационно-дрейфовых процессов в ОПЗ время формирования профиля барьера может составлять от нескольких до десятков секунд. Этот вывод может объяснить результаты измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик (т.е. отсутствие зависимости емкости барьера от напряжения при частоте тест-сигнала 1 МГц) [4,7].

В случае применения легированного $a\text{-Si:H}$ сценарий, представленный выше, сохраняется. Различия заключается в том, что концентрация свободных носителей заряда за счет легирования будет выше, что приводит к более значительному изгибу зон при достижении промежуточного равновесия. Как следствие, в дальнейшем более широкий спектр „глубоких“ донороподобных

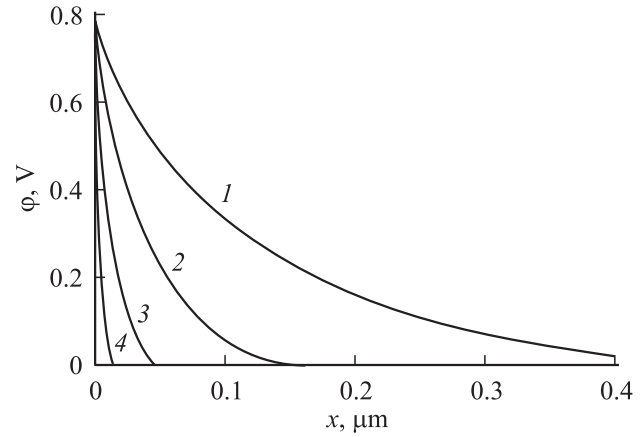


Рис. 2. Влияние на профиль потенциального барьера плотности электрически активных локализованных вблизи уровня Ферми состояний для контакта металл–нелегированный аморфный полупроводник (на основании расчетов, проведенных в [15,20]); 1 — $g_{F0} = 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$, $\beta = 5.76 \text{ эВ}^{-1}$; 2 — $g_{F0} = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$, $\beta = 5.18 \text{ эВ}^{-1}$; 3 — $g_{F0} = 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$, $\beta = 4.32 \text{ эВ}^{-1}$; 4 — $g_{F0} = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$, $\beta = 2.88 \text{ эВ}^{-1}$.

состояний будет принимать участие в заключительном этапе формирования барьера. Ширина ОПЗ W_2 в этом случае будет меньше, чем в случае нелегированного $a\text{-Si:H}$.

Результат влияния возрастающей ПС вблизи уровня Ферми проиллюстрирован на рис. 2. Анализ выражения (6) показал зависимость хода потенциала в ОПЗ от ПС вблизи уровня Ферми: увеличение ПС приводит к утоньшению барьера и, как следствие, к понижению эффективной высоты за счет туннелирования через тонкий приконтактный слой. При увеличении ПС в середине щели подвижности от 10^{15} до $10^{19} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$ поле концентрируется вблизи контакта, а напряженность поля F увеличивается. При этом ширина ОПЗ уменьшается от нескольких мкм до сотен нм [14]. Эффективная высота барьера при этом снижается с 0.73 до 0.1 эВ.

Таким образом, в неупорядоченных полупроводниках, обладающих высокой ПС вблизи уровня Ферми (порядка $10^{19} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-3}$), потенциальный барьер на контакте между металлом и полупроводником практически не ограничивает протекание тока, и его „запирающие“ свойства пропадают. Примерами таких неупорядоченных полупроводников могут служить халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП) и негидрированный аморфный кремний ($a\text{-Si}$), у которых ПС вблизи уровня Ферми может достигать этих величин.

Данные выводы легли в основу нового способа создания поверхностных квазиомических контактов к нелегированному $a\text{-Si:H}$ [16]. Задачу создания омического контакта можно решить вводом в технологический процесс создания тонкопленочных устройств на $a\text{-Si:H}$ и других гидрированных аморфных полупроводниках дополнительную операции отжига. После осаждения пленки полупроводника на подложку вместо легирования пленки под омический контакт проводят отжиг

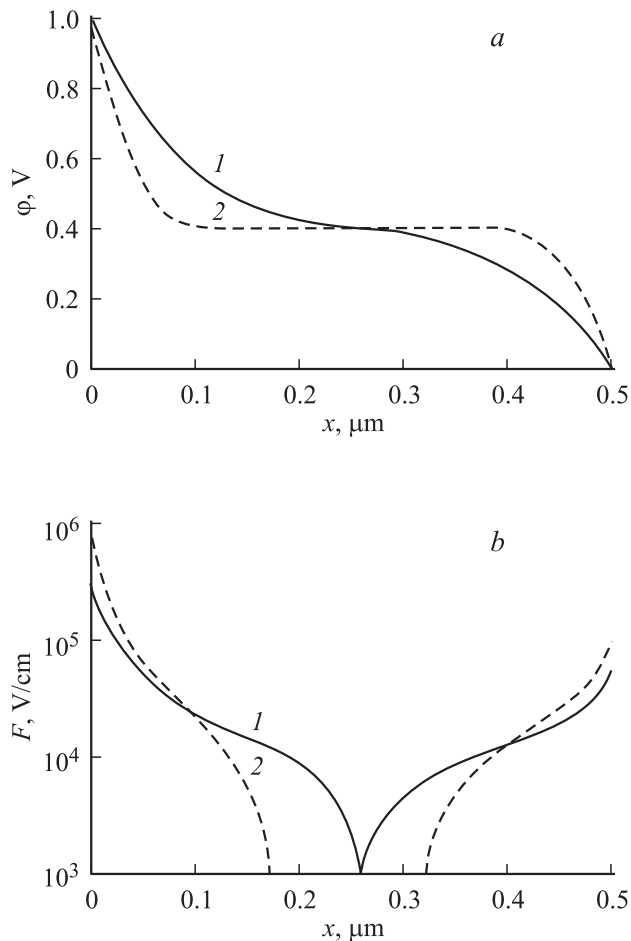


Рис. 3. Профиль электрического потенциала (а) и распределение электрического поля в *i*-слое (б) *p-i-n*-структуры на основе *a-Si:H*: 1 — $g_{F0} = 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$, 2 — $g_{F0} = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$.

пленки аморфного полупроводника в течение 20–30 мин при температуре эффузии водорода. Это приводит к увеличению приповерхностной ПС на уровне Ферми и, как следствие, к снижению эффективной высоты потенциального барьера на контакте, который формируется в последующих технологических операциях.

Подобный подход можно распространить и на контакте легированного и собственного неупорядоченных полупроводников. Поскольку величина ПС в легированных полупроводниках превышает величину ПС в собственном полупроводнике на один–два порядка, практически вся контактная разность потенциалов на границах *p-i*- и *i-n*-областей падает на нелегированной области [4]. При таком допущении поле в *i*-области *p-i-n*-структуры можно рассматривать как суперпозицию контактных полей на границах *p-i*- и *i-n*-областей. Величина контактной разности потенциалов определяется сдвигом уровня Ферми в легированных областях по отношению к положению уровня Ферми в собственном полупроводнике, а профиль поля — величиной и распределением ПС вблизи уровня Ферми в щели подвижности. На рис. 3 представлены ход электроста-

тического потенциала и распределение поля в *i*-слое солнечного элемента (СЭ) *p-i-n*-структуры на основе *a-Si:H* при различных значениях ПС, рассчитанные с учетом влияния „глубоких“ локализованных состояний на формирование контактного барьера [13,14]. При длительном освещении в полупроводнике возникают светоиндуцированные высокоэнергетические метастабильные состояния. Увеличение ПС вблизи уровня Ферми вызывает перераспределение электрического поля в структуре: ОПЗ концентрируется в *i*-области вблизи границ *p-i*- и *i-n*-областей. Это в свою очередь может приводить к электрогенерации дополнительных дефектных состояний, что еще больше усиливает рассматриваемый эффект. Напряженность в середине *i*-слоя уменьшается, и, как следствие, носители не успевают разделяться контактным полем и рекомбинируют, не достигая контактов. Эффективность работы СЭ при этом понижается [17]. Таким образом, увеличение ПС за счет фотостимулированных (и электростимулированных вблизи границ раздела слоев) дефектов приводит не только к уменьшению дрейфового сдвига носителей $\mu\tau$, но и к перераспределению поля в *i*-слое СЭ на *p-i-n*-структуре. Это в свою очередь увеличивает долю рекомбинировавших носителей в *i*-области и уменьшает коэффициент сбора фотогенерированного заряда.

Предложенный подход к формированию потенциальных барьеров позволил применить его в теории тонкопленочных полевых транзисторов (ТПТ) на *a-Si:H* и получить впервые аналитические ВАХ ТПТ „обращенной“ структуры, охватывающие подпороговый и надпороговый режимы работы транзистора [18].

В заключение следует отметить, что в работе предложена физическая модель формирования потенциальных барьеров в неупорядоченных полупроводниках, учитывающая характерную для этого класса полупроводниковых материалов высокую ПС в середине щели подвижности. Эти состояния являются электрически активными и вносят весомый вклад в величину, распределение по энергии и координате заряда, электрического поля и потенциала в ОПЗ полупроводника.

Показано, что применение физико-математических моделей классических барьеров Шоттки, *p-n*-, *p-i-n*-переходов для случая нелегированного аморфного полупроводника не совсем корректно, а барьер между металлом и аморфным полупроводником нельзя считать классическим барьером Шоттки. Это связано с тем, что ОПЗ некристаллического полупроводника формируется не только за счет примесных состояний донорного или акцепторного типа, но и „глубоких“ электрически активных локализованных вблизи уровня Ферми состояний.

Определено, что процесс формирования барьера и ОПЗ в неупорядоченных полупроводниках, в отличие от кристаллов, может занимать достаточно продолжительное время до 10^3 с. Поэтому исследования вольт-фарадных характеристик таких структур невозможно проводить на типичной для кристаллических полупроводников частоте тест-сигнала 1 МГц.

Показано, что повышение плотности состояний вблизи уровня Ферми приводит к изменению распределения потенциала и электрического поля в ОПЗ неупорядоченного полупроводника. Как следствие, происходит понижение эффективной высоты барьера и уменьшение ширины ОПЗ. Так, для контакта металл–нелегированный $a\text{-Si:H}$ при увеличении ПС вблизи уровня Ферми с 10^{16} до 10^{19} $\text{эВ}^{-1}\text{см}^{-3}$ ширина ОПЗ уменьшается в 25 раз (с 500 до 20 нм), а эффективная высота барьера — в 7 раз (с 0.73 до 0.1 эВ). Для $p\text{-}i\text{-}n$ -диодов СЭ на основе $a\text{-Si:H}$ увеличение ПС в пленке $a\text{-Si:H}$ приводит к тому, что контактные поля концентрируются в i -слое вблизи границ $p\text{-}i$ - и $i\text{-}n$ -переходов. При этом величина поля в середине i -слоя уменьшается на 1–2 порядка. Это приводит к уменьшению дрейфового сдвига и коэффициента собирания фотоиндуцированного заряда, т.е. ухудшает качество и эффективность СЭ.

Предложен новый способ формирования квазиомических контактов в гидрированных неупорядоченных полупроводниках, исключаяющий процесс легирования неупорядоченного полупроводника под контакт, что значительно удешевляет технологический процесс создания работоспособных приборов с заданными характеристиками.

Работа выполняется при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] Н. Мотт, Э. Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1974).
- [2] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл–полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [3] Э.Х. Родерик. *Контакты металл–полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [4] А. Меден, М. Шо. *Физика и применение аморфных полупроводников* (М., Мир, 1991).
- [5] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, А.А. Маслов, В.Г. Мишустин. *Тез. докл. IV Межд. конф. по физ.-техн. проблемам электротех. матер. и компонентов*. (М., Изд-во МЭИ, 2001) с. 93.
- [6] В.И. Архипов, В.М. Логин, А.И. Руденко, А.А. Симашкевич, С.Д. Шутов. *ФТП*, **22**, 276 (1988).
- [7] S.P. Vikhrov, V.A. Ligachev, N.V. Vishnyakov. *Proc. SPIE* (1992) p. 600.
- [8] Н.В. Вишняков. *Вестн. РГРТА*, **11**, 98 (2003).
- [9] А.А. Айвазов, Б.Г. Будагян, С.П. Вихров, А.И. Попов. *Неупорядоченные полупроводники* (М., Изд-во МЭИ, 1995).
- [10] В.В. Ильченко, В.И. Стриха. *ФТП*, **18**, 873 (1984).
- [11] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, Д.Н. Гусев. *Барьеры Шоттки на кристаллических и аморфных полупроводниках*. Рязань, РГРТА, 1999.
- [12] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, А.А. Маслов, В.Г. Мишустин, А.А. Попов, А.Е. Бердников. *Тр. III Межд. конф. „Аморфные и микрокристаллические полупроводники“* (СПб., Россия, 2002) с. 31.
- [13] Н.В. Вишняков, В.Г. Мишустин, И.Г. Уточкин. *Вестн. РГРТА*, **10**, 74 (2002).

- [14] S.P. Vikhrov, N.V. Vishnyakov, V.G. Mishustin, A.A. Popov. *J. Optoelectr. Advan. Mater.*, **5** (5), 1249 (2003).
- [15] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).
- [16] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, А.А. Маслов, В.Г. Мишустин, А.А. Попов. Патент РФ № 2229755 (2004).
- [17] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, В.Г. Мишустин, И.Г. Уточкин, А.П. Авачев. *Тез. докл. 4-й Межд. конф. „Аморфные и микрокристаллические полупроводники“* (СПб., Россия, 2004) с. 313.
- [18] А.П. Авачев. *Физика полупроводников. Микроэлектроника. Радиоэлектронные устройства*. Межвуз. сб. (Рязань, РГРТА, 2003) с. 19.

Редактор Л.В. Беляков

Potential barriers formation in undoped disordered semiconductors

N.V. Vishnyakov, S.P. Vikhrov, V.G. Mishustin,
A.P. Avachev, I.G. Utochkin, A.A. Popov*

Ryazan State Radioengineering Academy,
391000 Ryazan, Russia

* Institute of Microelectronics and Informatics RAS,
150007 Yaroslavl, Russia

Abstract Problems of the potential barriers formation in disordered semiconductors are considered. A generalized model of the potential barrier formation is examined as an example of the contact between the metal and an amorphous hydrogenated silicon. It has been that the disordered semiconductor barrier properties are determined by the character of the energy distribution of localized states in the mobility gap. It allows us to find an analytical expression for the electrical field and then an electrostatic potential in the space charge region of a disordered semiconductor. The latter permits to propose a new method of the surface quasiohm contact formation.