

Особенности световых вольт-амперных характеристик $p-i-n$ -структур на аморфном кремнии при туннельно-дрейфовом механизме переноса темнового тока

© А.А. Андреев[†]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 14 января 2008 г. Принята к печати 12 февраля 2008 г.)

Экспериментально изучены световые и темновые вольт-амперные характеристики $p-i-n$ -структур на аморфном кремнии ($\alpha\text{-Si:H}$) с малыми диффузионными длинами дырок (меньше толщины i -слоя $p-i-n$ -структуры). Показано, что прямые ветви темновых вольт-амперных характеристик таких структур могут быть описаны присущей диодам инжекционной зависимостью с фактором неидеальности диода, в 2–3 раза превышающим максимальное значение 2, предсказываемое теорией для генерационно-рекомбинационных токов в $p-n$ -переходе. Темновой ток всегда оказывается много меньше фототока ячейки при смещении порядка напряжения холостого хода фотоячейки. Темновые токи не могут участвовать в формировании световой вольт-амперной характеристики. Спад фототока с увеличением фотонапряжения при смещении, меньшем напряжения холостого хода, определяется не темновой инжекцией, а снижением коэффициента сбора и возрастающей ролью обратной диффузии электронов в p -контакт. В случае смещения выше напряжения холостого хода обратная диффузия становится доминирующей компонентой тока.

PACS: 61.43.Dq, 73.40.Lq, 73.50.Pz, 84.60.Jt

1. Введение

Из работ [1,2], посвященных исследованию токопере-
носа в $p-i-n$ -структурах на аморфном кремнии $\alpha\text{-Si:H}$, известно, что прямые ветви темновых вольт-амперных характеристик (ВАХ) таких структур могут быть опи-
саны присущей диодам инжекционной зависимостью $I \propto \exp(eV/qk_B T)$, где фактор неидеальности диода q су-
щественно, в 2–3 раза, может превышать максимальное значение, предсказываемое теорией для генерационно-
рекомбинационных токов в $p-n$ -переходе, равное 2. Установлено, что величина q зависит от степени оп-
тимизации технологического процесса. Если параметры технологии роста пленки подобраны так, чтобы свести к
минимуму плотность локализованных состояний в хво-
стах зон, фактор q стремится к наименьшему значению, близкому к 2. Однако и этот результат неустойчив, так
как при внешнем облучении белым светом вследствие эффекта Стаблера–Вронского [3], при легировании или
добавлении третьего компонента, например углерода при получении твердых растворов $\alpha\text{-(Si:C):H}$, фактор q
неизменно и существенно растет. Таким образом, в клас-
сификации $\alpha\text{-Si:H}$ как материала появляются две града-
ции: оптимизированный ($q \approx 2$) и стандартный ($q > 2$). Важно заметить здесь, что оптимизированный аморфный
кремний с инжекционным показателем, близким к 2, удастся реализовать практически лишь в тонких слоях
с толщиной меньше 0.2 мкм. Сильное встроенное поле тонкого $p-i-n$ -перехода подавляет генерацию собствен-
ных дефектов при освещении. Именно в виде таких тонких слоев аморфный кремний используется в вы-
сокоэффективных каскадных солнечных преобразовате-
лях [4]. Данная работа посвящена измерениям и анализу

особенностей световых и темновых ВАХ солнечных
ячеек на относительно толстых, толщиной 0.5–1.0 мкм,
слоях $\alpha\text{-Si:H}$. Такие ячейки характеризуются малыми
темновыми токами и инжекционным фактором $q \approx 3-5$.

Анализ темновых ВАХ $p-i-n$ -структур с подоб-
ными характеристическими параметрами, выполненный
в работе [5], показывает, что механизм туннельно-
дрейфовых токов является определяющим для этих
структур. Высокая плотность локализованных состояний
в запрещенной зоне, сформированная экспоненциальны-
ми хвостами с урбаховским параметром $E_0 \geq 75$ мэВ,
что соответствует плотности состояний на уровне Фер-
ми $N_F \geq 10^{17}$ эВ⁻¹см⁻³, делает туннельные переходы
между состояниями ниже края подвижности более пред-
почтительными по отношению к процессам диффузии на
пороге подвижности. Так как вероятность туннельных
переходов ограничена, туннельно-дрейфовые токи всегда
меньше диффузионных и характеризуются меньшими
энергиями активации. Описание таких токов в рамках
диодных моделей возможно посредством введения в
показатель экспоненты фактора $q > 2$. Изменения в
механизме темновых токов не могут не приводить и к
изменениям в световых ВАХ, так как в классическом
варианте работы фотоячеек, например на кристалличе-
ских полупроводниках или оптимизированном $\alpha\text{-Si:H}$,
инжекционные темновые токи непосредственно форми-
руют падающую ветвь ВАХ при росте фотонапряжения
согласно уравнению фотоэлемента:

$$I = I_{ph} - I_s \exp(eV/qk_B T),$$

где I_{ph} — фототок, а I_s — ток насыщения [6]. Вопрос
формы световых ВАХ и механизма их формирования на
аморфном кремнии с высокой плотностью состояний в

[†] E-mail: arkand@gvg.ioffe.ru

запрещенной зоне и малыми темновыми токами является предметом исследования в данной работе.

2. Экспериментальная часть

Слои аморфного кремния (собственного и *p*- и *n*-типа) наносились на кварцевые подложки с предварительно нанесенным подслоем токопроводящего окисла $\text{In}_x\text{Sn}_y\text{O}_z$ методом плазмохимического разложения силана с соответствующими легирующими добавками диборана и фосфина. Температура подложки была выбрана равной 220°C как оптимальная для реактора с магнитным поджигом высокочастотного разряда. Толщина *p*-слоя выбиралась равной 10 нм. Доза диборана в силане подбиралась экспериментально по максимальной величине фотонапряжения при освещении. Скорость роста, качество слоя (по коэффициенту преломления) и толщина контролировались *in situ* интерференционным методом. Из оптических измерений краевого поглощения оценивались ширина зоны E_g и урбаховский показатель E_0 .

Измерения световых ВАХ производились с использованием имитатора солнечного спектра с плотностью потока фотонов $\sim 10^{17} \text{ м}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Наивысшая достигнутая эффективность составляла 5%, что является хорошим результатом для материала с вышеприведенными параметрами. Световые ВАХ при белом освещении необходимы для оценки эффективности, однако они мало информативны для анализа работы ячеек. По этой причине были предприняты измерения ВАХ в более узком спектральном диапазоне на трех длинах волн в красном ($\sim 650 \text{ нм}$), зеленом ($\sim 540 \text{ нм}$) и синем ($\sim 440 \text{ нм}$) участках видимого спектра. Излучение формировалось светофильтрами. Равная величина интенсивности потока фотонов для разных длин волн, но несколько меньшая, чем для белого света, достигалась путем регулируемой концентрации потока.

Световые ВАХ для разных длин волн, а также и темновая ВАХ для типичного образца приведены в линейном масштабе на рис. 1. На вставке к рис. 1 даны для сравнения ВАХ для тонкой оптимизированной ячейки тоже на разных длинах волн. Нетрудно видеть существенное и даже качественное различие в поведении ячеек. Если для тонкой оптимизированной ячейки зависимость от длины волны света практически отсутствует, а спад плотности фототока J с ростом фотонапряжения соответствует темновой ВАХ, то для *p-i-n*-структур с более низкими параметрами базового материала наблюдается совсем иная картина. Световые ВАХ качественно меняют вид по мере перехода от коротковолнового участка видимого спектра к длинноволновому, а темновая ВАХ отчетливо сдвинута в область больших смещений за пределы области формирования световых ВАХ. Отдельно необходимо подчеркнуть смену знака фототока при напряжении холостого тока V_{oc} и последующее насыщение тока с ростом смещения. Особенно отчетливо этот эффект наблюдается для красного света.

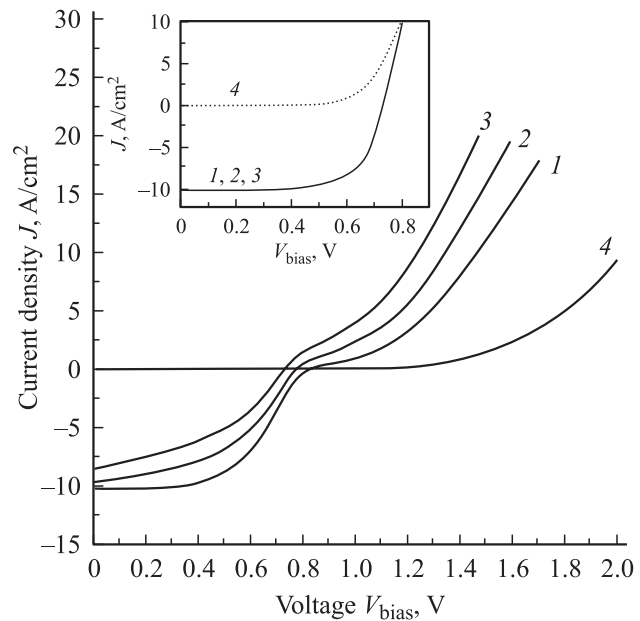


Рис. 1. Световые вольт-амперные характеристики (ВАХ) при облучении на различных длинах волн. Пик полосы облучения λ , нм: 1 — 440, 2 — 540, 3 — 650, 4 — темновая ВАХ. На вставке — световые ВАХ на тех же длинах волн и темновая ВАХ для типичной ячейки на *a*-Si:H при диффузионной длине дырок, сопоставимой с толщиной ячейки.

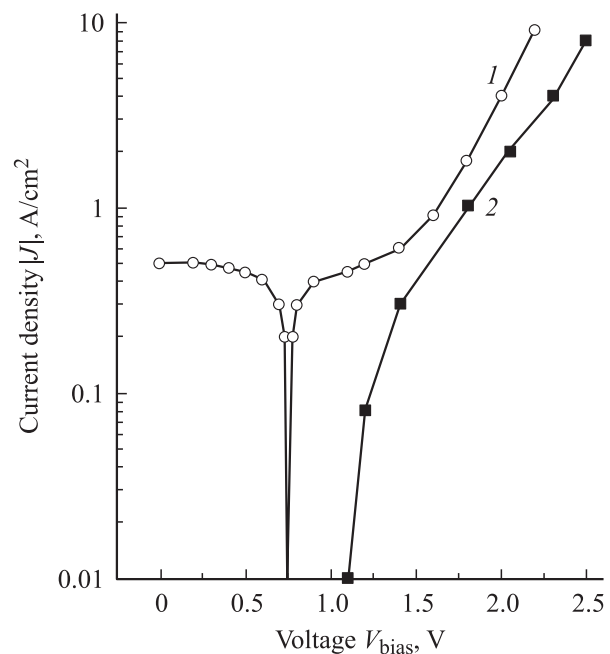


Рис. 2. Световая вольт-амперная характеристика (ВАХ) (1) при белом облучении потоком фотонов $\sim 10^{17} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и темновая ВАХ (2) в зависимости от внешнего смещения.

На рис. 2 в полулогарифмических координатах представлены световая и темновая ВАХ в широком интервале смещений. Из соображений ясности картины данные для множества образцов, как и на рис. 1, исключены,

но автор утверждает, что ход кривых неизменно качественно повторяется. Основная особенность ВАХ при больших смещениях ($V \gg V_{oc}$) состоит в том, что световая ВАХ в диапазоне токов, соответствующем темновым токам, не сливается с темновой ВАХ и даже несколько расходится с ней в области больших инжекционных токов.

3. Обсуждение результатов

В начале раздела особо следует подчеркнуть, что обсуждение экспериментальных данных невозможно выполнить на количественной основе, так как известные математические модели [7,8] относятся исключительно к случаю предельно оптимизированных ячеек с хорошо изученными характеристическими параметрами аморфного кремния. Так как в данной работе мы имеем дело со значительно более сложным и менее изученным материалом, мы ограничимся качественным анализом.

1) Первый и главный результат, вытекающий непосредственно из рис. 1, состоит в том, что в изучаемых $p-i-n$ -структурах темновой ток не принимает участия в формировании световых ВАХ. При смещении $V_{bias} \geq V_{bi}$, где V_{bi} — встроенный потенциал ячейки, темновой ток $I_d \ll I_{ph}$. Вследствие этого световая ВАХ формируется только фототоком. Спад I_{ph} при росте смещения V_{bias} обусловлен снижением коэффициента собирания и постепенным нарастанием с понижением дрейфового поля в $p-i-n$ -переходе обратного диффузионного потока электронов к $p-i$ -барьеру. Другими словами, этот процесс по аналогии с инжекционным темновым фототоком можно условно описать как нарастание „инжекционного“ фототока, хотя в реальности никакой инжекции, как, например, электронов из n -контакта, в оптимизированной ячейке не происходит. Имеет место лишь диффузия фотоэлектронов в p -контакте через редуцированный при $V_{bias} \rightarrow V_{oc}$ $p-i$ -барьер, и ток, обусловленный этой диффузией, нарастает, оставаясь по абсолютной величине меньше дрейфового фототока во встроенном поле $p-i-n$ -перехода. При $V_{bias} \geq V_{oc}$ диффузионный вид доминирует и ток через ячейку меняет знак. В отличие от темнового инжекционного тока „инжекционный“ фототок ограничен по абсолютной величине концентрацией фотоносителей. Поэтому зависимость обратного фототока от величины смещения при $V_{bias} \gg V_{oc}$ значительно ослабевает вплоть до тех значений смещения, при которых I_d становится примерно равным I_{ph} .

2) Ток неравновесных носителей в фотоячейке является сугубо биполярным и соответственно управляется носителями с меньшей диффузионной длиной, каковыми в аморфном кремнии являются дырки. Это особенно ярко проявляется в зависимости световых ВАХ от длины волны облучения (рис. 1). При различных длинах волн резко меняется глубина поглощения света. Так, при облучении синим светом поглощение энергии пучка происходит на дистанции примерно 100 нм, т.е. генерация

фотоносителей имеет место в непосредственной близости к $p-i$ -переходу. Так как максимальная величина тока фотоячейки почти соответствует плотности потока фотонов, можно утверждать, что диффузионная длина дырок не меньше протяженности области генерации, поскольку все дырки достигают зоны $p-i$ и собираются p -контактом. Известно, что электроны в аморфном кремнии имеют значительно большую диффузионную длину. В дополнение к этому фактору дрейфовое поле $p-i-n$ -перехода помогает электронам пройти полную толщину (0.5 мкм) фотоячейки и достичь n -контакта. Эта ситуация соответствует полному собиранию и максимальной величине формфактора ВАХ (близкой к прямоугольной форме), что и наблюдается экспериментально при синем облучении. Но для смещений $V_{bias} \gg V_{oc}$ схема движения носителей разных знаков резко меняется. Дырки, возбужденные у p -контакта, должны достигнуть n -контакта, т.е. пройти i -слой, толщина которого много больше диффузионной длины дырок. В результате только ничтожно малая часть дырок имеет шанс достичь n -контакта. Вследствие этого ток должен резко падать при $V_{bias} \approx V_{oc}$, что и наблюдается экспериментально. Дальнейший слабый рост тока связан с ростом дрейфовой длины дырок в поле внешнего смещения.

3) Для красного облучения генерация фотоносителей почти равномерна по всей толщине ячейки, так как прозрачность i -слоя более 30%. Диффузионная длина дырок, возбужденных в глубине i -слоя, мала, чтобы они смогли достичь как $p-i$, так и $i-n$ -переходов. В результате абсолютная максимальная величина фототока в красном свете для нашего материала оказывается всегда меньше, чем при синем облучении. Эти потери возрастают по мере роста фотонапряжения и приближении к V_{oc} , поскольку дрейфовое поле стремится при этом к нулю. Соответственно резко ухудшается фактор формы. Оба отмеченных явления нетрудно видеть на рис. 1. Другое следствие равномерной по толщине генерации при красной подсветке состоит в том, что кривая тока пересекает нулевую линию без слома. Этот факт связан с равной для дырок вероятностью достичь как p -, так и n -контакта. При внешнем смещении, большем V_{oc} , кривая фототока стремится к насыщению при значениях тока, примерно равном или несколько меньшем величины тока фотоячейки при смещении $V_{bias} = 0$, т.е. в условиях наилучшего собирания. Важно отметить здесь, что функцию встроенного поля $p-i-n$ -перехода теперь выполняет поле внешнего смещения.

4) При дальнейшем увеличении напряжения смещения кривые фототока асимптотически приближаются к темновым ВАХ, но не сливаются с ними даже при высоких абсолютных значениях тока, превышающих ток фотоячейки в 10–100 раз. Более того, в области наибольших токов имеет место даже некоторое увеличение крутизны ВАХ при облучении. Этот факт несходности кривых тока без и под облучением можно интерпретировать лишь как проявление совместного участия в туннельно-дрейфовом механизме неравновесных носите-

лей, как инжектируемых из контакта, так и генерируемых светом. При этом существенно подчеркнуть, что в результате такого совместного движения, по-видимому, происходит обмен энергией между носителями и общее повышение температуры электронного газа. Средняя энергия, при которой вероятность туннелирования максимальна, смещается в область большей плотности состояний, что и приводит к увеличению числа туннельных переходов и дополнительному росту тока.

4. Заключение

Экспериментально изучена новая разновидность световых ВАХ в солнечных ячейках на аморфном гидрогенизированном кремнии, характеризующемся относительно высокой плотностью локализованных состояний в запрещенной зоне (порядка $10^{17} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$) и малой по сравнению с толщиной ячейки диффузионной длиной. Показано, что в этих условиях спад фототока при напряжениях смещения, приближающихся к напряжению холостого хода, определяется снижением коэффициента собирания и обратной диффузией фотоэлектронов к $p-i$ -барьеру. Темновой инжекционный ток в области смещений порядка фотонапряжения ячейки мал по абсолютной величине и не принимает участия в формировании световой ВАХ. При напряжениях смещения, незначительно превышающих напряжение холостого хода, обратный диффузионный фототок ограничен скоростью генерации фотоносителей, и это приводит к форме световых ВАХ, качественно отличных от наблюдаемой в ячейках, для которых роль темнового инжекционного тока является определяющей.

Фотоячейки рассматриваемого типа при облучении высокоэнергетическим участком спектра видимого диапазона показывают высокое значение фотонапряжения, приближающееся к величине ожидаемого встроенного потенциала ($\sim 0.75 \text{ эВ}$), а также высокий формфактор ВАХ (~ 0.7). Этот результат открывает возможность создания высокоэффективных и малошумящих вследствие малых темновых токов фотоприемников слабого рассеянного излучения атмосферы.

Список литературы

- [1] S.S. Hegedus, N. Salzman, E. Fagen. J. Appl. Phys., **63**, 5126 (1988).
- [2] A. Mitiga, P. Fiorini, M. Falconieri, F. Evangelisti. J. Appl. Phys., **66**, 2667 (1989).
- [3] D.L. Staebler, C.R. Wronsky. J. Appl. Phys., **51**, 3262 (1980).
- [4] B. Rech, T. Repmann, J. Hupkes, M. Berginski, H. Stiebig, W. Beyer, V. Sittinger, F. Ruske. *Proc. 20 th Eur. Photovoltaic Solar Energy Conf.* (Barcelona, Spain, 2005) p. 1481.
- [5] А.А. Андреев. ФТП, **39**, 276 (2005).
- [6] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы. Теория и эксперимент* (М., Энергоатомиздат, 1987) с. 132. [Пер. A.L. Farenbruch, R.H. Bube. *Fundamentals of Solar Cells Photovoltaic Solar Energy Conversion* (N.Y., 1983)].

- [7] G.A. Swartz. J. Appl. Phys., **83**, 712 (1982).
- [8] M. Hack, M. Shur. J. Appl. Phys., **54**, 5858 (1983).

Редактор Т.А. Полянская

The peculiarities of the current-voltage characteristic of $p-i-n$ -structures based on amorphous silicon at the tunnel-drift mechanism of dark current

A.A. Andreev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The light and dark $I-V$ characteristics of $p-i-n$ structures on amorphous silicon ($a\text{-Si:H}$) with small hole diffusion lengths (less than thickness of i -layer) have been studied experimentally. It is shown the forward-bias region of the dark $I-V$ curves can be approximated by the peculiar to diode injection low $I \propto \exp(eV/qk_B T)$, where q — factor of the diode nonideality is in 2–3 times higher than a maximal value predicted by the theory equal to 2. This property of the dark $I-V$ curves has an important consequence. Under an external bias voltage closely equal to the open circuit voltage of photocell the dark current is always much less than photocurrent of the cell. Due to this fact the dark current is unable to contribute to forming of the light $I-V$ characteristic. As a result of that the photocell current drops with increase of photovoltage up to the open circuit voltage is caused by not dark injection as usual but by lowering of the collection coefficient as well as by enhancement of the back electron diffusion to p -contact. In case when the bias voltage is larger than the open circuit voltage the back diffusion becomes to be prevailing component of the current.