

Моделирование натуральных характеристик вертикальных тандемных солнечных элементов $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$.

1. Общие соотношения

© Ю.В. Крюченко, А.В. Саченко[¶], А.В. Бобыль^{*¶}, В.П. Костылев, Е.И. Теруков^{*†},
А.С. Абрамов^{*†}, Е.В. Мальчукова^{*}, И.О. Соколовский

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева
Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

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

[†] НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при Физико-технологическом институте им. А.Ф. Иоффе,
194064 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 октября 2014 г. Принята к печати 7 ноября 2014 г.)

Развит подход к расчету характеристик вертикальных (последовательных) тандемных солнечных элементов на основе $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$ при произвольных углах солнечного освещения. Учтено многократное отражение и преломление электромагнитных волн на внутренних границах раздела тандемного солнечного элемента, в том числе на интерфейсе $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$. Для расчета коэффициента неидеальности и плотности тока насыщения диодной составляющей вольт-амперной характеристики тандемного солнечного элемента, а также для расчета на основании этих параметров всех его основных фотовольтаических характеристик при произвольных углах падения солнечного излучения использованы общие соотношения, которые позволяют учесть рекомбинацию избыточных носителей заряда как в квазинейтральных областях, так и в областях пространственного заряда рассматриваемой структуры. В результате получены выражения, позволяющие определять все основные параметры составных частей тандемного солнечного элемента, которые необходимы для расчета фотовольтаических характеристик тандемного солнечного элемента в целом. В качестве демонстрации приведены результаты расчетов для стандартных условий освещения AM1.5G (1000 Вт/м²).

1. Введение

По сути в условиях освещения AM1.5G (1000 Вт/м²) реальные солнечные элементы (СЭ) практически никогда не работают. Спектр AM1.5G используется главным образом для стандартизации характеристик солнечных батарей (СБ) или СЭ. В наших предыдущих работах [1–4] был развит подход, позволяющий рассчитать фотовольтаические характеристики СЭ на основе $a\text{-Si:H}$ при произвольных ориентациях СЭ по отношению к Солнцу. Это позволило оценить годовое производство электроэнергии, производимой СЭ (или СБ), для конкретных районов земного шара с учетом среднестатистических трехчасовых помесечных данных NASA по облачности и другим параметрам. В результате были сделаны заключения о том, являются ли эти районы пригодными для строительства в них солнечных электростанций. В настоящей работе указанный подход распространен на случай последовательных тандемных СЭ на основе $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$. В первой части работы получены общие соотношения для таких СЭ, а также частично приведены результаты расчетов для условий AM1.5G.

При расчете эффективности фотопреобразования учтено многократное отражение и преломление электромагнитных волн (ЭМВ) на всех границах раздела

модельной структуры, в том числе и на интерфейсе $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$. Кроме того, в данной работе использованы обобщенные выражения для напряжений разомкнутой цепи отдельных компонент тандемного СЭ. Это открывает новые возможности в проведении анализа характеристик тандемных СЭ и нахождении путей увеличения эффективности их фотопреобразования по сравнению с возможностями, предоставляемыми стандартными пакетами программ, например AFORS-HET.

Во второй части работы в виде отдельной статьи выполнен анализ полученных соотношений для структур с конкретными параметрами, приведены результаты расчетов фотовольтаических характеристик таких СЭ как в условиях AM1.5G, так и в условиях движения Солнца по небосклону. Произведено сравнение рассчитанных характеристик с экспериментально измеренными и показано, что между ними существует достаточно хорошее соответствие.

2. Модель последовательного тандемного СЭ

Расчет фотовольтаических характеристик производил для изображенной на рис. 1 модельной структуры на базе подхода, изложенного в [1], с тем отличием, что дополнительно учитывалось многократное отражение и преломление электромагнитных волн (ЭМВ)

[¶] E-mail: sach@isp.kiev.ua

^{*¶} E-mail: boby1@theory.ioffe.ru

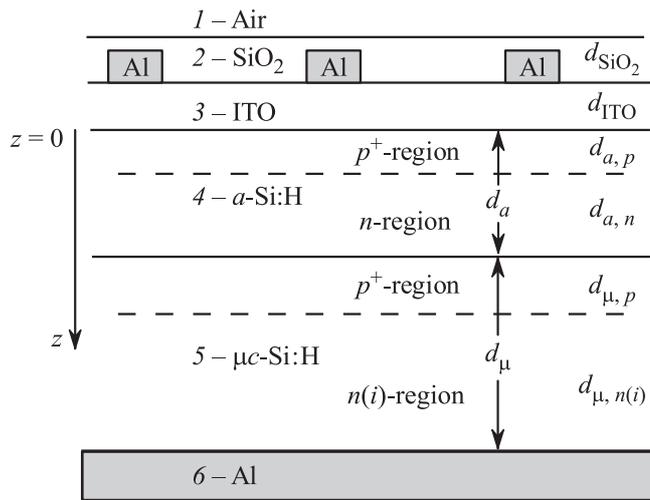


Рис. 1. Модель структуры тандемного солнечного элемента $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$, для которой проведен расчет.

на интерфейсе $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$. В результате выражение для спектральной плотности функции генерации (СПФГ) носителей заряда в области $a\text{-Si:H}$ толщиной $d_a = d_{a,p} + d_{a,n}$ принимает следующий вид:

$$g_a^{p(s)}(z, \lambda) = g_{a,0}^{p(s)}(\lambda) \left\{ \exp[-\alpha_a(\lambda)z] + R_{45,\text{eff}}^{p(s)}(\lambda) \times \exp[-2\alpha_a(\lambda)d_a] \exp[\alpha_a(\lambda)z] \right\}, \quad (1)$$

где

$$g_{a,0}^{p(s)}(\lambda) = \frac{(1-m)\alpha_a(\lambda)I_0^{p(s)}(\lambda)T_{14}^{p(s)}(\lambda)}{1 - R_{41}^{p(s)}(\lambda)R_{45,\text{eff}}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_a(\lambda)d_a]}, \quad (2)$$

$I_0^{p(s)}(\lambda)$ — спектральная плотность падающего излучения (спектральная плотность количества фотонов в падающем на СЭ фотонном потоке), $\alpha_a(\lambda)$ — коэффициент поглощения в области $a\text{-Si:H}$, p и s — индексы поляризации,

$$R_{45,\text{eff}}^{p(s)}(\lambda) = R_{45}^{p(s)}(\lambda) + \frac{T_{45}^{p(s)}(\lambda)R_{56}^{p(s)}(\lambda)T_{54}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_\mu(\lambda)d_\mu]}{1 - R_{54}^{p(s)}(\lambda)R_{56}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_\mu(\lambda)d_\mu]}, \quad (3)$$

$\alpha_\mu(\lambda)$ — коэффициент поглощения света в области $\mu\text{-Si:H}$, $d_\mu = d_{\mu,p} + d_{\mu,n}$ — толщина области $\mu\text{-Si:H}$.

В области $\mu\text{c-Si:H}$ толщиной d_μ СПФГ выражается следующим образом:

$$g_\mu^{p(s)}(z, \lambda) = g_{\mu,0}^{p(s)}(\lambda) \left\{ \exp[-\alpha_\mu(\lambda)(z - d_a)] + R_{56}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_\mu(\lambda)d_\mu] \exp[\alpha_\mu(\lambda)(z - d_a)] \right\}, \quad (4)$$

где

$$g_{\mu,0}^{p(s)}(\lambda) = \frac{(1-m)\alpha_\mu(\lambda)I_0^{p(s)}(\lambda)T_{14}^{p(s)}(\lambda)T_{45}^{p(s)}(\lambda) \exp[-\alpha_a(\lambda)d_a]}{\{1 - R_{56}^{p(s)}(\lambda)R_{54,\text{eff}}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_\mu(\lambda)d_\mu]\} \times \{1 - R_{45}^{p(s)}(\lambda)R_{41}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_a(\lambda)d_a]\}}, \quad (5)$$

$$R_{54,\text{eff}}^{p(s)}(\lambda) = R_{54}^{p(s)}(\lambda) + \frac{T_{54}^{p(s)}(\lambda)R_{41}^{p(s)}(\lambda)T_{45}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_a(\lambda)d_a]}{1 - R_{45}^{p(s)}(\lambda)R_{41}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_a(\lambda)d_a]}. \quad (6)$$

В формулах (1)–(6) первый из двух нижних индексов (индекс i) в коэффициентах отражения $R_{ij}^{p(s)}(\lambda)$ и прохождения $T_{ij}^{p(s)}(\lambda)$ ЭМВ с поляризацией $p(s)$ является номером среды, из которой ЭМВ падают на границу, разделяющую среды i и j , а второй (индекс j) — номером среды, от которой отражаются или в которую проходят ЭМВ. Коэффициенты $T_{14}^{p(s)}(\lambda)$ и $R_{41}^{p(s)}(\lambda)$, согласно [1], учитывают прохождение и отражение ЭМВ через промежуточные слои SiO_2 и ITO .

Если положить $R_{45}^{p(s)}(\lambda) = R_{54}^{p(s)}(\lambda) = 0$ и $T_{45}^{p(s)}(\lambda) = T_{54}^{p(s)}(\lambda) = 1$, то СПФГ (1) и (4) описывают и предельные случаи отсутствия одного из тандемных компонентов СЭ. В случае отсутствия области $\mu\text{c-Si:H}$ ($d_\mu = 0$) следует дополнительно заменить $R_{56}^{p(s)}(\lambda)$ на $R_{46}^{p(s)}(\lambda)$. В этом случае $R_{45,\text{eff}}^{p(s)}(\lambda) = R_{46}^{p(s)}(\lambda)$, и выражение для СПФГ (1) приобретает вид

$$g_a^{p(s)}(z, \lambda) = \frac{(1-m)\alpha_a(\lambda)I_0^{p(s)}(\lambda)T_{14}^{p(s)}(\lambda)}{1 - R_{41}^{p(s)}(\lambda)R_{46}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_a(\lambda)d_a]} \times \{ \exp[-\alpha_a(\lambda)z] + R_{46}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_a(\lambda)d_a] \exp[\alpha_a(\lambda)z] \}, \quad (7)$$

т. е. фактически совпадает с выражением (11) работы [1] для однокомпонентного СЭ на базе $a\text{-Si:H}$.

Аналогично случай отсутствия слоя $a\text{-Si:H}$ ($d_a = 0$) описывается СПФГ (4) для слоя $\mu\text{c-Si:H}$, если дополнительно заменить $R_{41}^{p(s)}(\lambda)$ на $R_{51}^{p(s)}(\lambda)$. В этом случае $R_{54,\text{eff}}^{p(s)}(\lambda) = R_{51}^{p(s)}(\lambda)$ и, соответственно, в области $\mu\text{-Si:H}$ выражение для СПФГ (4) принимает вид, аналогичный выражению (7):

$$g_\mu^{p(s)}(z, \lambda) = \frac{(1-m)\alpha_\mu(\lambda)I_0^{p(s)}(\lambda)T_{15}^{p(s)}(\lambda)}{1 - R_{51}^{p(s)}(\lambda)R_{56}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_\mu(\lambda)d_\mu]} \times \{ \exp[-\alpha_\mu(\lambda)z] + R_{56}^{p(s)}(\lambda) \exp[-2\alpha_\mu(\lambda)d_\mu] \exp[\alpha_\mu(\lambda)z] \}. \quad (8)$$

Особенностью рассматриваемой системы является то, что коэффициенты поглощения $\alpha_\mu(\lambda)$ и $\alpha_a(\lambda)$, коэффициенты прохождения и отражения в формулах (1)–(4)

(и соответственно диэлектрические функции всех материалов структуры, изображенной на рис. 1) должны быть заданы (или рассчитаны) в том спектральном диапазоне, который определяется более узкозонной частью тандемного СЭ, т.е. областью $\mu\text{c-Si:H}$. В случае плотной упаковки микрокристаллов процесс фотогенерации носителей заряда в области $\mu\text{c-Si:H}$ с учетом урбаховского хвоста (движения носителей по делокализованным состояниям внутри запрещенной зоны) может начинаться с энергий порядка 1.12 эВ [5,6], хотя реальная ширина запрещенной зоны, от которой зависит изгиб зон u в области пространственного заряда $p-n(i)$ -перехода внутри $\mu\text{c-Si:H}$, может быть несколько большей (в нашем случае мы полагали $E_{g,\mu\text{c-Si:H}} = 1.2$ эВ).

3. Оптические свойства материалов модельного тандемного СЭ

На рис. 2 представлена соответствующая данным [7,8] спектральная зависимость действительной части ϵ' диэлектрической функции SiO_2 во всем актуальном диапазоне энергий (мнимая часть ϵ'' равна нулю).

Спектральные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической функции пленки ИТО ($\text{In}_2\text{O}_3\text{-SnO}_2$) в этом же диапазоне энергий представлены на рис. 3.

Спектральные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической функции алюминиевого контакта на тыльной стороне СЭ представлены на рис. 4.

На рис. 5, *a* и *b* представлены спектральные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрических функций $a\text{-Si:H}$ и $\mu\text{c-Si:H}$. Сплошные кривые для $a\text{-Si:H}$ соответствуют данным работ [12,13], сплошные кривые для $\mu\text{c-Si:H}$ — данным работ [13,14], точки на

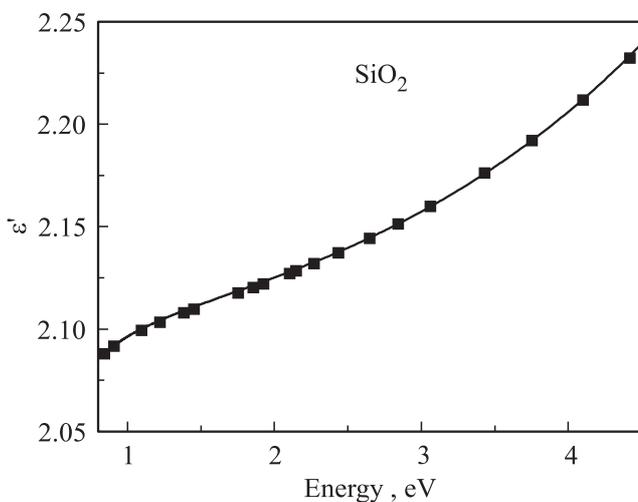


Рис. 2. Диэлектрическая функция SiO_2 . Точки соответствуют данным [7], сплошная кривая построена с использованием аналитической формулы Зельмейера, приведенной в работе [8].

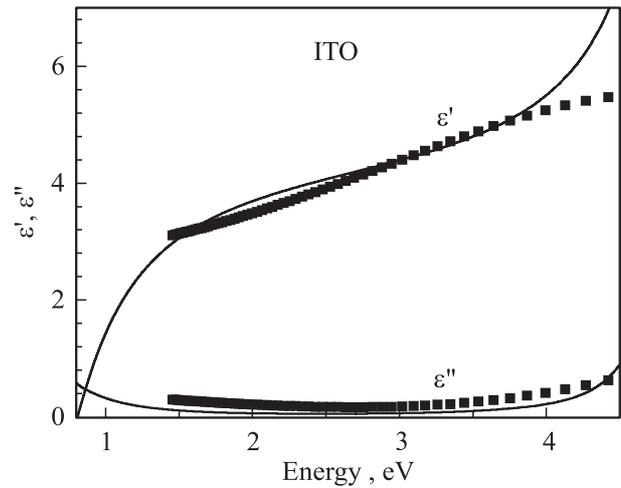


Рис. 3. Действительная и мнимая части диэлектрической функции ИТО. Сплошные кривые соответствуют данным [5], точки — данным RefractiveIndex database [7].

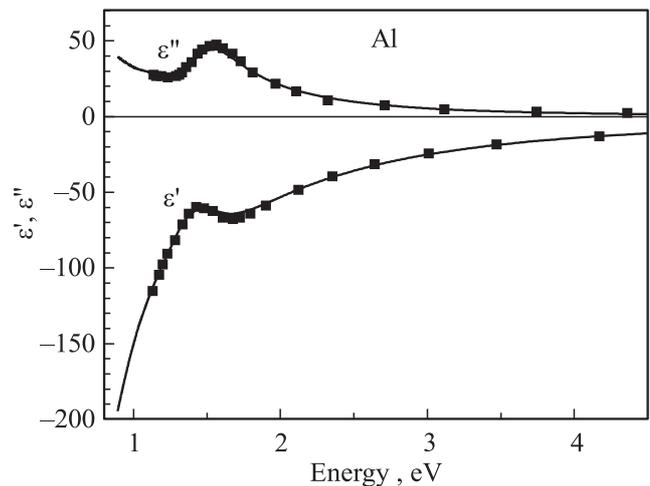


Рис. 4. Действительная и мнимая части диэлектрической функции Al. Сплошные кривые соответствуют данным RefractiveIndex database [9], точки — данным работ [10,11].

рис. 5, *a* соответствуют данным для поликристаллического кремния [9]. На рис. 5, *b* в области энергий менее 2 эВ значения ϵ'' отвечают данным работы [13], выше 2 эВ — данным работы [12] для $a\text{-Si:H}$ и данным работы [14] для $\mu\text{c-Si:H}$. Штриховая кривая на рис. 5, *b* — спектральная зависимость ϵ'' для $\mu\text{c-Si:H}$ во всем энергетическом диапазоне согласно [14]. Спектральные зависимости коэффициентов поглощения α_a аморфного кремния и α_μ микрокристаллического кремния при нормальном падении света изображены на рис. 5, *c*.

Задав диэлектрические функции всех материалов рассматриваемой структуры во всем актуальном энергетическом диапазоне, можно рассчитать, согласно [1], все коэффициенты отражения и прохождения в формулах (1)–(8).

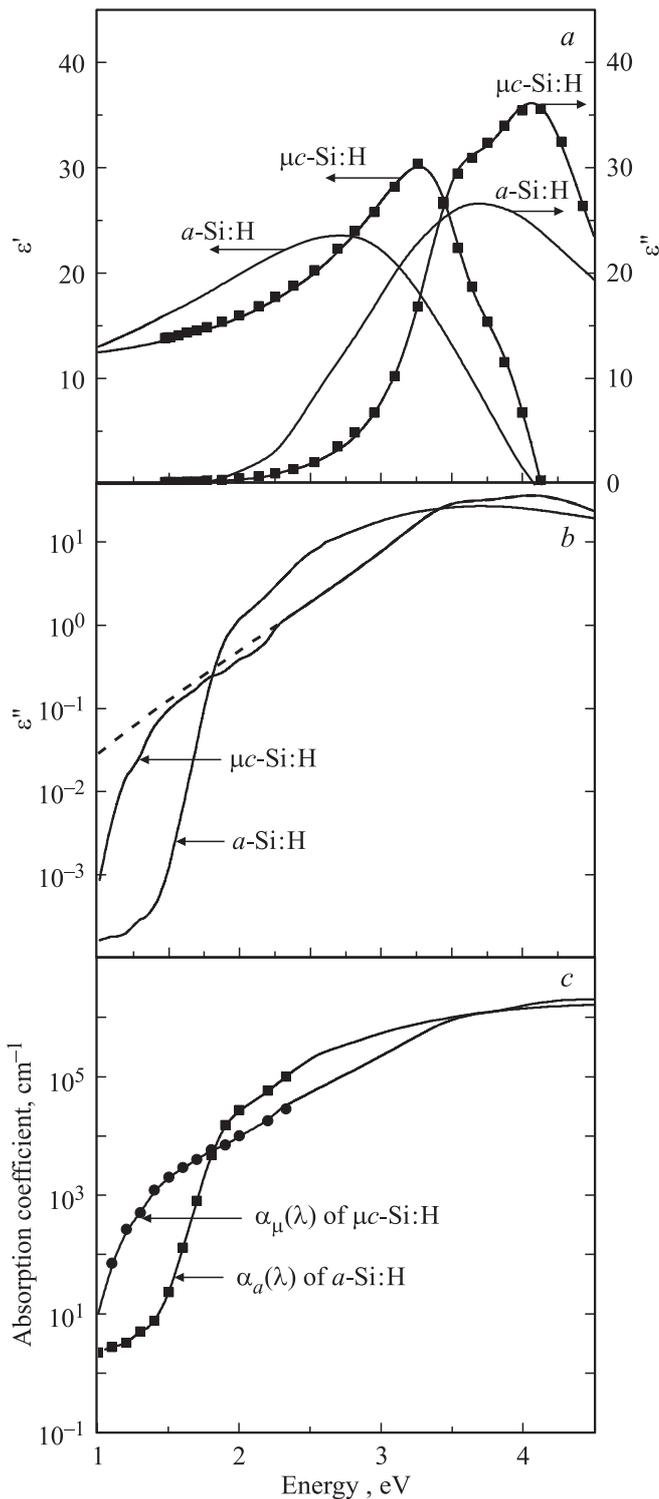


Рис. 5. *a* — действительная и мнимая части диэлектрических функции $a\text{-Si:H}$ и $\mu c\text{-Si:H}$ (сплошные кривые), точки — данные для поликристаллического кремния [9]; *b* — мнимые части диэлектрических функций $a\text{-Si:H}$ и $\mu c\text{-Si:H}$ (сплошные кривые), штриховая кривая — спектральная зависимость ϵ'' для $\mu c\text{-Si:H}$ во всем энергетическом диапазоне в соответствии с [14]; *c* — коэффициенты поглощения α_a аморфного кремния и α_μ микрокристаллического кремния при нормальном падении света, точки — данные работы [13].

4. Энергетическая диаграмма активной области модельного тандемного СЭ и расчет концентраций носителей заряда

Расчет энергетической диаграммы рассматриваемой структуры, включая изгиб зон в ОПЗ, проводился методом, аналогичным изложенному в [1]. Что касается аморфного кремния, то плотность состояний внутри запрещенной зоны $a\text{-Si:H}$ рассчитывалась на базе модели, изложенной в работе [15]. При этом ширина запрещенной зоны $a\text{-Si:H}$ в нашей модели полагалась равной $E_{g,a\text{-Si:H}} = 1.85$ эВ (эта величина соответствует содержанию водорода 15.9% [16]), а эффективная ширина запрещенной зоны (или величина щели подвижности) благодаря возможности движения генерируемых светом носителей заряда по делокализованным состояниям урбаховского хвоста полагалась меньшей ширины запрещенной зоны на 0.1 эВ, $E_{g,a\text{-Si:H}}^* = E_{\mu,a\text{-Si:H}} = 1.75$ эВ (на интервале ~ 0.1 эВ в глубь запрещенной зоны плотность состояний хвоста валентной зоны спадает приблизительно на порядок величины по сравнению с плотностью состояний у края валентной зоны). Для расчета плотности состояний в запрещенной зоне $\mu c\text{-Si:H}$ с шириной запрещенной зоны $E_{g,\mu c\text{-Si:H}} = 1.2$ эВ в данной работе использовалась модель [6] (параметры брались из таблицы II этой работы для образцов $\mu c\text{-Si:H}$ типа В2, В3 и С2, С3). По сути эта модель является упрощенным аналогом модели [15] для аморфного кремния. Аналогично аморфному кремнию щель подвижности в $\mu c\text{-Si:H}$ полагалась уже запрещенной зоны на 0.08 эВ, т.е. $E_{g,\mu c\text{-Si:H}}^* = E_{\mu,\mu c\text{-Si:H}} = 1.12$ эВ.

В качестве примера на рис. 6 изображена энергетическая диаграмма активной области модельного тандемного СЭ $a\text{-Si:H}/\mu c\text{-Si:H}$ в отсутствие освещения для следующего оптимального набора параметров (при освещении AM1.5G): толщина p^+ -области $a\text{-Si:H}$ $d_{a,p} = 0.065$ мкм, толщина n -области $a\text{-Si:H}$ $d_{a,n} = 0.13$ мкм, толщина p^+ -области $\mu c\text{-Si:H}$ $d_{\mu,p} = 0.1$ мкм, толщина n -области $\mu c\text{-Si:H}$ $d_{\mu,n} = 0.8$ мкм, уровень легирования акцепторами в p^+ -области $a\text{-Si:H}$ $N_{a,A} = 10^{19}$ cm^{-3} , глубина залегания максимума гауссового распределения акцепторных состояний по энергии $E_{a,A} = 0.2$ эВ, среднеквадратичная ширина распределения акцепторных состояний по энергии $\sigma_{a,A} = 0.1$ эВ, уровень легирования донорами n -области в $a\text{-Si:H}$ $N_{a,D} = 3 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} , глубина залегания максимума гауссового распределения донорных состояний по энергии $E_{a,D} = 0.2$ эВ, среднеквадратичная ширина распределения донорных состояний по энергии $\sigma_{a,D} = 0.1$ эВ. Аналогичные величины в $\mu c\text{-Si:H}$ были следующими: $N_{\mu,A} = 10^{19}$ cm^{-3} , $E_{\mu,A} = 0.1$ эВ, $\sigma_{\mu,A} = 0.05$ эВ, $N_{\mu,D} = 10^{15}$ cm^{-3} , $E_{\mu,D} = 0.05$ эВ, $\sigma_{\mu,D} = 0.025$ эВ.

При расчете изгиба зон в $a\text{-Si:H}$ и $\mu c\text{-Si:H}$ использовались статические значения диэлектрических констант $\epsilon_{a,s} = 11.54$ (согласно [16]), $\epsilon_{a,s}$ изменяется от 16.5 до 4.0

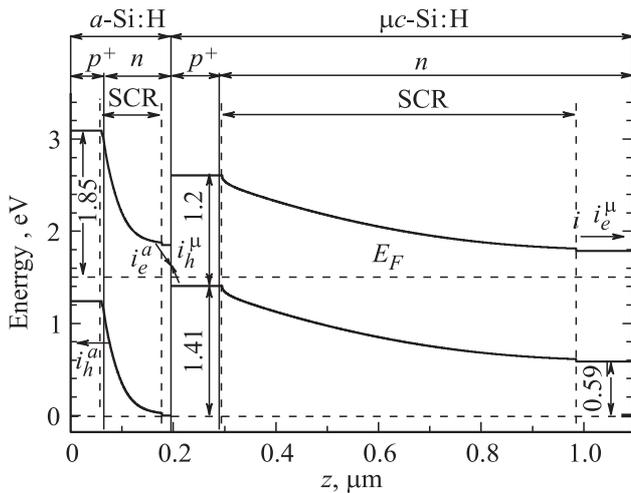


Рис. 6. Энергетическая диаграмма тандемного солнечного элемента $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$ для указанного в тексте набора параметров солнечного элемента; i_h^a и i_e^a — генерируемые потоки дырок и электронов в $a\text{-Si:H}$, i_h^μ и i_e^μ — соответствующие потоки в $\mu\text{c-Si:H}$.

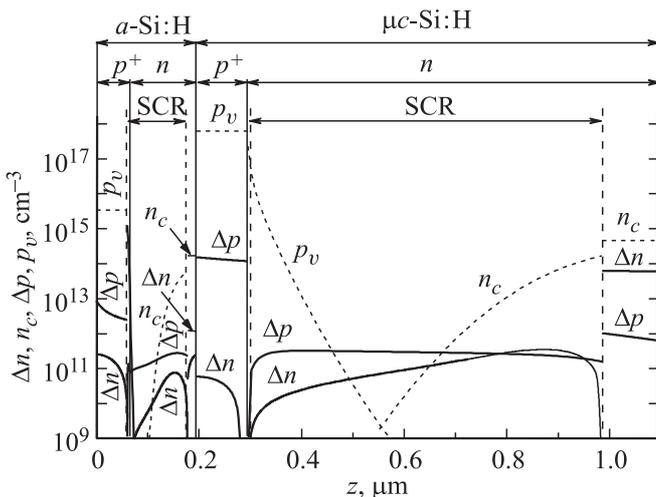


Рис. 7. Координатные зависимости концентраций избыточных и собственных носителей заряда в условиях AM1.5G.

при изменении содержания водорода в $a\text{-Si:H}$ от 0 до 40%) и $\varepsilon_{\mu,s} = 15.4$ (см. табл. 3 в [17]). В масштабе данного рисунка края ОПЗ в p^+ -областях $a\text{-Si:H}$ и $\mu\text{c-Si:H}$ практически совпадают с соответствующими краями собственно p^+ -областей. Края ОПЗ в $a\text{-Si:H}$ и $\mu\text{c-Si:H}$ отмечены вертикальными штриховыми линиями. Они соответствуют координатам z , при которых отличие краев зон в ОПЗ от соответствующих краев зон за пределами ОПЗ меньше $k_B T$.

На рис. 7 изображены рассчитанные в условиях освещения AM1.5G пространственные распределения концентраций избыточных носителей заряда $\Delta p(z)$ и $\Delta n(z)$, а также пространственные распределения концентраций собственных носителей заряда $n_c(z)$ и $p_v(z)$ в зонах

проводимости и валентной в активной области рассматриваемой структуры.

В ОПЗ $a\text{-Si:H}$ и $\mu\text{c-Si:H}$ концентрации $\Delta p(z)$ и $\Delta n(z)$ являются интегралами по спектру от спектральных составляющих $[\Delta p^p(z, \lambda) + \Delta p^s(z, \lambda)]/2$ и $[\Delta n^p(z, \lambda) + \Delta n^s(z, \lambda)]/2$ (в условиях AM1.5G s - и p -компоненты одинаковы). Спектральные составляющие концентраций $\Delta p^{p(s)}(z, \lambda)$ и $\Delta n^{p(s)}(z, \lambda)$ находились в соответствии с формулами, аналогичными формулам (21), (22), (35) и (41) работы [1], с той разницей, что учитывался явный вид функций генерации (1) и (4) в тандемном СЭ. При расчете этих координатных зависимостей использовались значения подвижностей носителей заряда $\mu_e^a = 13 \text{ cm}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$ и $\mu_h^a = 0.67 \text{ cm}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$ в области $a\text{-Si:H}$ и $\mu_e^\mu = 32 \text{ cm}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$ и $\mu_h^\mu = 8 \text{ cm}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$ в области $\mu\text{c-Si:H}$ [18]. При расчете координатных зависимостей концентраций $\Delta p(z)$ и $\Delta n(z)$ вне ОПЗ дополнительно использовались значения времен рекомбинации Шокли–Рида $\tau_e^a = \tau_h^a = 10^{-9} \text{ c}$ в области $a\text{-Si:H}$ и $\tau_e^\mu = \tau_h^\mu = 10^{-7} \text{ c}$ в области $\mu\text{c-Si:H}$ [18], скорость поверхностной рекомбинации электронов на фронтальной поверхности СЭ при $z = 0$ $S_{a,0} = 100 \text{ cm/s}$, скорость интерфейсной рекомбинации дырок на границе между $a\text{-Si:H}$ и $\mu\text{c-Si:H}$ (при $z = d_a$, см. рис. 1) $S_{a,d_a} = 1000 \text{ cm/s}$, скорость поверхностной рекомбинации дырок при $z = d_a + d_\mu$ (на тыльной поверхности $\mu\text{c-Si:H}$) $S_{\mu,d_\mu} = 10 \text{ cm/s}$.

Следует отметить, что при задании в качестве параметра скорости S_{a,d_a} интерфейсной рекомбинации фотогенерированных дырок n -области $a\text{-Si:H}$ (которые в целом формируют дырочный поток к фронтальной поверхности СЭ) скорость $S_{\mu,0}$ интерфейсной рекомбинации фотогенерированных электронов p^+ -области $\mu\text{c-Si:H}$ (которые в целом формируют электронный поток к тыльному контакту) уже не является независимым параметром. Величина S_{a,d_a} должна определяться из условия равенства обратных потоков электронов $\mu\text{c-Si:H}$ и дырок $a\text{-Si:H}$ к интерфейсу $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$, возникающих вследствие наличия интерфейсного канала их взаимной рекомбинации, т. е. из условия

$$S_{a,d_a} \sum_{p,s} \int_{\lambda_0}^{\lambda_a} \Delta p_{a\text{-Si:H}}^{p(s)}(d_a, \lambda, S_{a,d_a}) d\lambda = S_{\mu,0} \sum_{p,s} \int_{\lambda_0}^{\lambda_\mu} \Delta n_{\mu\text{c-Si:H}}^{p(s)}(d_a, \lambda, S_{\mu,0}) d\lambda, \quad (9)$$

где длина волны $\lambda_0 = 0.28 \text{ мкм}$, соответствующая энергии $E = 4.43 \text{ эВ}$, является самой короткой длиной волны табулированного спектра AM1.5G, $\lambda_\mu = 1.107 \text{ мкм}$ соответствует щели подвижности $\mu\text{c-Si:H}$ $E_{\mu,\mu\text{c-Si:H}} = 1.12 \text{ эВ}$, $\lambda_a = 0.708 \text{ мкм}$ соответствует щели подвижности $a\text{-Si:H}$ $E_{\mu,a\text{-Si:H}} = 1.75 \text{ эВ}$. При заданной величине $S_{a,d_a} = 1000 \text{ cm/s}$ расчет в условиях AM1.5G дает величину $S_{\mu,0} = 2492 \text{ cm/s}$.

Поскольку в рамках нашей модели p^+ -область a -Si:H не принимает участия в формировании дырочной части тока короткого замыкания (ТКЗ), это означает, что все дырки, которые генерируются в этой области в единице объема, рекомбинируют по механизму Шокли–Рида, т.е. в этой области избыточные концентрации $\Delta p(z) = g_a(z)\tau_h^a$, где $g_a(z)$ — интегральная функция генерации в области a -Si:H (интегрированная по спектру и просуммированная по поляризациям s и p с коэффициентом $1/2$ СПФГ (1)). Аналогично в n -области a -Si:H $\Delta n(z) = g_a(z)\tau_e^a$, в p^+ -области μc -Si:H $\Delta p(z) = g_\mu(z)\tau_h^\mu$ и в n -области μc -Si:H $\Delta n(z) = g_\mu(z)\tau_e^\mu$, где $g_\mu(z)$ — интегральная функция генерации в области μc -Si:H (интегрированная по спектру и просуммированная по поляризациям s и p с коэффициентом $1/2$ СПФГ (4)).

Данные рис. 7 использовались для расчета последовательных внутренних сопротивлений и нахождения коэффициента полезного действия (кпд) фотопреобразования с учетом вклада внутреннего фотосопротивления СЭ. В результате расчета по приведенным в работе [1] формулам в условиях AM1.5G получены значения сопротивлений $R_p^a = 0.16 \cdot 10^{-1} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ p^+ -области a -Si:H, $R_s^a = 5.9 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ОПЗ a -Si:H, $R_n^a = 0.48 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ n -области a -Si:H, $R_p^\mu = 0.12 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ p^+ -области μc -Si:H, $R_s^\mu = 3.3 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ОПЗ μc -Si:H и $R_n^\mu = 0.41 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ n -области μc -Si:H. Расчет согласно теоретической модели, изложенной в [1,19,20], дает значение сопротивления $R_p^{\text{ITO}} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ пленки p^+ -ITO с контактной металлической сеткой на ее фронтальной поверхности. При расчете этого сопротивления были использованы типичные параметры p^+ -ITO, приведенные в [21–23].

5. Расчет плотностей токов короткого замыкания отдельных компонент тандемного СЭ и всего СЭ в целом

На рис. 8 изображены рассчитанные спектральные зависимости плотностей токов короткого замыкания (ПТКЗ) в тандемном СЭ в условиях AM1.5G. Здесь и в дальнейшем индексы поляризации $p(s)$ опущены, поскольку вклады соответствующих составляющих (одинаковые в случае AM1.5G) просуммированы. Слой a -Si:H генерирует дырочный ток короткого замыкания (ТКЗ) с ПТКЗ $j_{SC,h}^{a\text{-Si:H}}$ и электронный ТКЗ с ПТКЗ $j_{SC,e}^{a\text{-Si:H}}$. Кроме спектральных зависимостей этих ПТКЗ, на рис. 8 изображена и спектральная зависимость их суммы $j_{SC,\text{total}}^{a\text{-Si:H}} = j_{SC,h}^{a\text{-Si:H}} + j_{SC,e}^{a\text{-Si:H}}$. Аналогично, слой μc -Si:H генерирует ТКЗ с ПТКЗ $j_{SC,h}^{\mu c\text{-Si:H}}$ и $j_{SC,e}^{\mu c\text{-Si:H}}$. Спектральные зависимости этих ПТКЗ и их суммы $j_{SC,\text{total}}^{\mu c\text{-Si:H}} = j_{SC,h}^{\mu c\text{-Si:H}} + j_{SC,e}^{\mu c\text{-Si:H}}$ также изображены на рис. 8.

В свою очередь формируемый в слое a -Si:H дырочный ТКЗ с ПТКЗ $j_{SC,h}^{a\text{-Si:H}}$ также состоит из двух компонент: компоненты с ПТКЗ $j_{SC,h}^{n,a}$, генерируемой частью

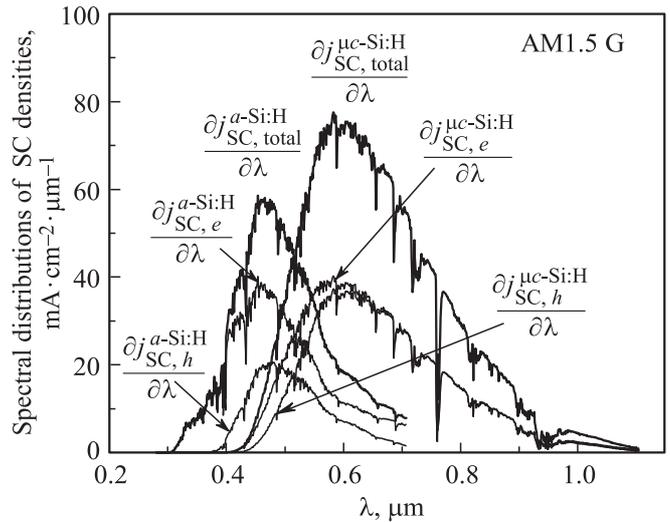


Рис. 8. Спектральные зависимости электронных и дырочных компонент ПТКЗ, генерируемых слоями a -Si:H и μc -Si:H тандемного СЭ a -Si:H/ μc -Si:H в условиях AM1.5G, а также спектральные зависимости сумм этих компонент (т.е. полных ПТКЗ) для каждого из слоев.

n -области a -Si:H за пределами ОПЗ, и компоненты с ПТКЗ $j_{SC,h}^{\text{SCR},a}$, генерируемой ОПЗ a -Si:H. Аналогично, формируемый в слое μc -Si:H дырочный ТКЗ с ПТКЗ $j_{SC,h}^{\mu c\text{-Si:H}}$ состоит из компоненты с ПТКЗ $j_{SC,h}^{n,\mu}$, генерируемой частью n -области μc -Si:H за пределами ОПЗ, и компоненты с ПТКЗ $j_{SC,h}^{\text{SCR},\mu}$, генерируемой ОПЗ μc -Si:H. Спектральные зависимости этих ПТКЗ изображены на рис. 9, а.

Формируемый в слое a -Si:H электронный ТКЗ с ПТКЗ $j_{SC,e}^{a\text{-Si:H}}$ аналогично дырочному также состоит из двух компонент: компоненты с ПТКЗ $j_{SC,e}^{p,a}$, генерируемой частью p^+ -области a -Si:H за пределами ОПЗ, и компоненты с ПТКЗ $j_{SC,e}^{\text{SCR},a} = j_{SC,h}^{\text{SCR},a}$, генерируемой ОПЗ a -Si:H. И наконец, формируемый в слое μc -Si:H электронный ТКЗ с ПТКЗ $j_{SC,e}^{\mu c\text{-Si:H}}$ состоит из компоненты с ПТКЗ $j_{SC,e}^{p,\mu}$, генерируемой частью p^+ -области μc -Si:H за пределами ОПЗ, и компоненты с ПТКЗ $j_{SC,e}^{\text{SCR},\mu} = j_{SC,h}^{\text{SCR},\mu}$, генерируемой ОПЗ μc -Si:H. Спектральные зависимости этих ПТКЗ изображены на рис. 9, б.

Спектральная составляющая $\partial j_{SC,h}^{n,a}(\lambda)/\partial \lambda$ ПТКЗ дырок, генерируемой находящейся за пределами ОПЗ частью n -области a -Si:H, определяется значением координатно-зависимой спектральной составляющей $\partial j_{SC,h}^{n,a}(z, \lambda)/\partial \lambda$ при $z = d_{a,p} + x_{a,n}$, где $x_{a,n}$ — толщина ОПЗ в n -области a -Si:H (см. формулу (46) работы [1]).

Аналогично, спектральная составляющая $\partial j_{SC,e}^{p,a}(\lambda)/\partial \lambda$ ПТКЗ электронов, генерируемой находящейся за пределами ОПЗ частью p^+ -области a -Si:H, определяется значением координатно-зависимой спектральной составляющей $\partial j_{SC,e}^{p,a}(z, \lambda)/\partial \lambda$ при $z = d_{a,p} - x_{a,p}$, где $x_{a,p}$ — толщина ОПЗ в p^+ -области a -Si:H (см. формулу (29) работы [1]).

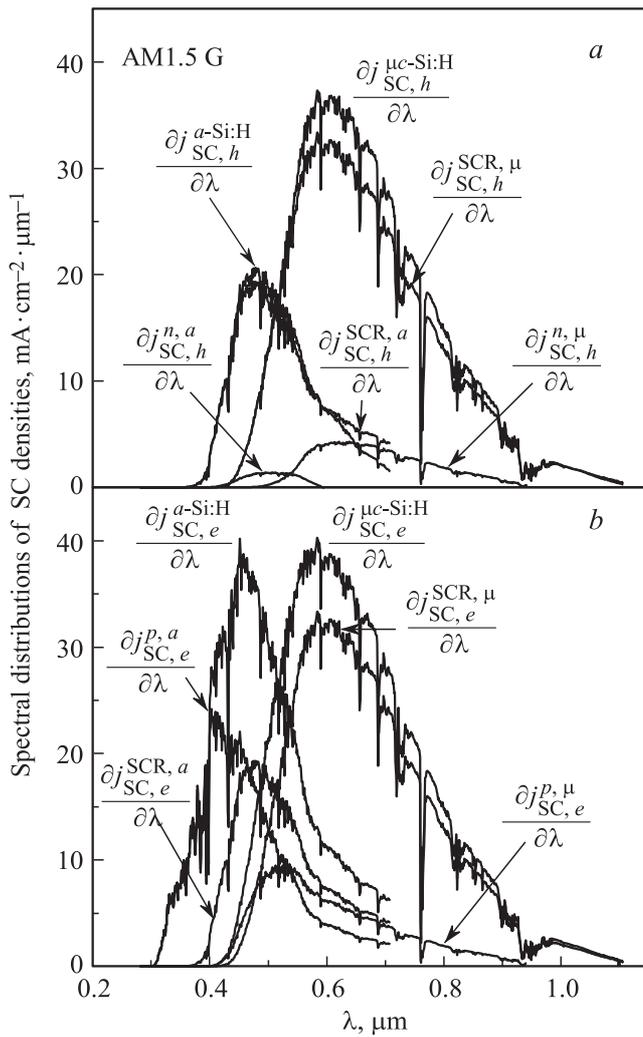


Рис. 9. Спектральные зависимости компонент дырочной (а) и электронной (б) частей ПТКЗ, генерируемых в a -Si:H и μc -Si:H.

Спектральная составляющая $\partial j_{SC,h(e)}^{SCR,a}(\lambda)/\partial\lambda$ ПТКЗ дырок (электронов), генерируемой ОПЗ a -Si:H, определяется значением координатно-зависимой спектральной составляющей $\partial j_{SC,h}^{SCR,a}(z,\lambda)/\partial\lambda$ при $z = d_{a,p} - x_{a,p}$ ($\partial j_{SC,e}^{SCR,a}(z,\lambda)/\partial\lambda$ при $z = d_{a,p} + x_{a,n}$). Эта составляющая ПТКЗ дырок (электронов) в пренебрежении электронно-дырочной рекомбинацией в ОПЗ подчиняется дифференциальному уравнению

$$\frac{d[\partial j_{SC,h(e)}^{SCR,a}(z,\lambda)/\partial\lambda]}{dz} = qg_a(z,\lambda). \quad (10)$$

где q — заряд электрона, $g_a(z,\lambda)$ — СПФГ (1). Интегрирование (10) в ОПЗ с граничным условием обращения $\partial j_{SC,h}^{SCR,a}(z,\lambda)/\partial\lambda$ в нуль при $z = d_{a,p} + x_{a,n}$ (обращения $\partial j_{SC,e}^{SCR,a}(z,\lambda)/\partial\lambda$ в нуль при $z = d_{a,p} - x_{a,p}$)

дает следующее явное выражение для $\partial j_{SC,(h)e}^{SCR,a}(\lambda)/\partial\lambda$:

$$\begin{aligned} \partial j_{SC,(h)e}^{SCR,a}(\lambda)/\partial\lambda &= \frac{qg_{a,0}(\lambda)}{\alpha_a(\lambda)} \exp[-\alpha_a(\lambda)(d_{a,p} - x_{a,p})] \\ &\times \{1 - \exp[-\alpha_a(\lambda)(x_{a,p} + x_{a,n})]\} \\ &\times \{1 + R_{45,\text{eff}}(\lambda) \exp[-\alpha_a(\lambda)(2d_{a,n} + x_{a,p} - x_{a,n})]\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где функция $g_{a,0}(\lambda)$ задана формулой (2), а $R_{45,\text{eff}}(\lambda)$ — формулой (3).

Аналогичные выражения для спектральных составляющих ПТКЗ, генерируемых ОПЗ μc -Si:H имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \partial j_{SC,e}^{SCR,\mu}(\lambda)/\partial\lambda &= \partial j_{SC,h}^{SCR,\mu}(\lambda)/\partial\lambda = \frac{qg_{\mu,0}(\lambda)}{\alpha_{\mu}(\lambda)} \\ &\times \exp[-\alpha_{\mu}(\lambda)(d_{\mu,p} - x_{\mu,p})] \{1 - \exp[-\alpha_{\mu}(\lambda)(x_{\mu,p} + x_{\mu,n})]\} \\ &\times \{1 + R_{56}(\lambda) \exp[-\alpha_{\mu}(\lambda)(2d_{\mu,n} + x_{\mu,p} - x_{\mu,n})]\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где функция $g_{\mu,0}(\lambda)$ задана формулой (5), $x_{\mu,p}$ — толщина слоя ОПЗ в p^+ -области μc -Si:H, $x_{\mu,n}$ — толщина слоя ОПЗ в n -области μc -Si:H.

В результате интегрирования по спектру в условиях AM1.5G были получены следующие величины ПТКЗ:

$$\begin{aligned} j_{SC,h}^{n,a} &= 2.94 \cdot 10^{-3} \text{ mA/cm}^2, & j_{SC,h}^{SCR,a} &= j_{SC,e}^{SCR,a} = 3.21 \text{ mA/cm}^2, \\ j_{SC,e}^{p,a} &= 3.78 \text{ mA/cm}^2, & j_{SC,h}^{n,\mu} &= 0.99 \text{ mA/cm}^2, \\ j_{SC,h}^{SCR,\mu} &= j_{SC,e}^{SCR,\mu} = 8.75 \text{ mA/cm}^2, & j_{SC,e}^{p,\mu} &= 2.12 \text{ mA/cm}^2. \end{aligned}$$

Поскольку наименьшей из ПТКЗ $j_{SC,e}^{a-Si:H} = j_{SC,e}^{p,a} + j_{SC,e}^{SCR,a} = 6.99 \text{ mA/cm}^2$ и $j_{SC,h}^{\mu c-Si:H} = j_{SC,h}^{n,\mu} + j_{SC,h}^{SCR,\mu} = 9.74 \text{ mA/cm}^2$ является ПТКЗ a -Si:H $j_{SC,e}^{a-Si:H}$, то, используя вместо $j_{SC,h}^{\mu c-Si:H}$ эту меньшую величину (вследствие ограничения, накладываемого условием взаимной рекомбинации приходящих к интерфейсу потоков электронов и дырок), можно найти ПТКЗ j_{SC} тандемного СЭ a -Si:H/ μc -Si:H в целом:

$$j_{SC} = \frac{(j_{SC,e}^{a-Si:H} + j_{SC,h}^{a-Si:H})R_a + (j_{SC,e}^{\mu c-Si:H} + j_{SC,h}^{\mu c-Si:H})R_{\mu c}}{R_a + R_{\mu c}}. \quad (13)$$

В этом выражении $R_{a(\mu c)} = R_{a(\mu c)}^p + R_{a(\mu c)}^{SCR} + R_{a(\mu c)}^n$ (при расчете j_{SC} сопротивлением ПТО в силу его малости по сравнению с остальными внутренними сопротивлениями можно пренебречь). В условиях AM1.5G $j_{SC,h}^{a-Si:H} = j_{SC,h}^{n,a} + j_{SC,h}^{SCR,a} = 3.21 \text{ mA/cm}^2$ и $j_{SC,e}^{\mu c-Si:H} = j_{SC,e}^{p,\mu} + j_{SC,e}^{SCR,\mu} = 10.86 \text{ mA/cm}^2$. В результате, учитывая, что $j_{SC,a-Si:H} = j_{SC,e}^{a-Si:H} + j_{SC,h}^{a-Si:H} = 10.2 \text{ mA/cm}^2$ и $j_{SC,\mu c-Si:H} = j_{SC,e}^{\mu c-Si:H} + j_{SC,h}^{\mu c-Si:H} = 17.85 \text{ mA/cm}^2$, в условиях AM1.5G для модельного СЭ получено значение $j_{SC} = 11.76 \text{ mA/cm}^2$.

6. Расчет напряжений холостого хода для отдельных компонент тандемного СЭ $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$

Для определения эффективности тандемного СЭ необходимо рассчитать напряжение разомкнутой цепи, ток насыщения и коэффициент неидеальности диодной характеристики такой структуры. С этой целью воспользуемся упрощенной моделью базы $a\text{-Si:H}$ и $\mu\text{c-Si:H}$ [24], которая позволяет учесть рекомбинацию в ОПЗ, оставаясь при этом максимально согласованной с результатами полной модели. Будем полагать, что базовая область k -й компоненты многокомпонентного СЭ характеризуется наличием

1) одного донорного уровня с энергией залегания $E_{D,k}$ (вместо гауссового распределения состояний специально легированных доноров и непрерывного спектра донороподобных состояний хвоста валентной зоны в полной модели), сформированного донорами концентрацией $N_{D,k}^*$,

2) одного акцепторного уровня с энергией залегания $E_{A,k}$ (вместо непрерывного спектра акцептороподобных состояний хвоста зоны проводимости), сформированного акцепторами с концентрацией $N_{A,k}^*$;

3) одного глубокого уровня рекомбинационного центра в середине запрещенной зоны (вместо двугорбого непрерывного спектра глубоких дефектных состояний), на который происходит захват и рекомбинация носителей заряда, и потребуем, чтобы эта модель давала тот же результат по ПТКЗ k -й компоненты, что и полная модель. Уравнение генерационно-рекомбинационного баланса для k -й компоненты многокомпонентного (в том числе и тандемного) СЭ в приближении такого „эффективного“ двухуровневого донорно-акцепторного описания будет иметь следующий вид [24]:

$$j_{SC,k} = q \left[\frac{D_k}{L_k} \tanh\left(\frac{d_k}{L_k}\right) + S_k \right] \Delta p_k^* + q V_{SC,k} (\Delta p_k^*) \Delta p_k^*. \quad (14)$$

В формуле (14) первое слагаемое является вкладом той части базовой области k -й компоненты, которая находится за пределами ОПЗ, второе слагаемое — вклад непосредственно соответствующей ОПЗ, Δp_k^* — эффективная концентрация фотогенерированных дырок, которая должна быть найдена из уравнения (14), $J_{SC,k}$ — рассчитанная в рамках полной модели ПТКЗ, генерируемая k -й компонентой СЭ,

$$V_{SC,k} (\Delta p_k^*) = \frac{L_{D,k}}{\sqrt{2} \tau_{b,k}} \int_{y_{pn,k}}^0 \frac{G_k(\Delta p_k^*, y)}{F_k(y)} dy, \quad (15)$$

где

$$G_k(\Delta p_k^*, y) = (N_{D,k}^* - N_{A,k}^*) \left[(N_{D,k}^* - N_{A,k}^*) e^y + n_{i,k} e^{\varepsilon_{r,k}} + b_k \left(\frac{n_{i,k}^2}{N_{D,k}^* - N_{A,k}^*} + \Delta p_k^* \right) e^{-y} + b_k n_{i,k} e^{-\varepsilon_{r,k}} \right]^{-1}, \quad (16)$$

$$F_k(y) = \left\{ -y + \frac{N_{A,k}^*}{N_{D,k}^*} \ln \left[\frac{1 + \exp\left\{ -\varepsilon_{A,k} + y + \ln\left(\frac{N_{D,k}^* - N_{A,k}^*}{n_{i,k}} \right) \right\}}{1 + \exp\left\{ -\varepsilon_{A,k} + \ln\left(\frac{N_{D,k}^* - N_{A,k}^*}{n_{i,k}} \right) \right\}} \right] + \frac{N_{D,k}^* - N_{A,k}^*}{N_{D,k}^*} (e^y - 1) \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

Индекс $k = 1$ в рассматриваемом нами случае тандемного СЭ соответствует $a\text{-Si:H}$, $k = 2$ соответствует $\mu\text{c-Si:H}$, относительные энергии определяются выражениями $\varepsilon_{r,k} = (E_{g,k}/2 - E_{r,k})/k_B T$, $\varepsilon_{D,k} = (E_{g,k}/2 - E_{D,k})/k_B T$, $\varepsilon_{A,k} = (E_{g,k}/2 - E_{A,k})/k_B T$. Уровни глубоких рекомбинационных центров в данной упрощенной модели полагались находящимися посередине запрещенных зон шириной $E_{g,k}$, $E_{r,k} = E_{g,k}/2$ ($\varepsilon_{r,k} = 0$), энергии залегания донорных уровней $E_{D,j}$ полагались совпадающими с энергиями залегания центров гауссовых распределений донорных уровней в полной модели с непрерывным спектром состояний в соответствующих запрещенных зонах (т.е., применительно к нашей модельной системе, $E_{D,1} = E_{a,D} = 0.2$ эВ и $E_{D,2} = E_{\mu,D} = 0.05$ эВ). Аналогично, уровни легирования донорами в упрощенной двухуровневой модели полагались равными уровням легирования, используемым в полной модели с непрерывным спектром состояний в соответствующих запрещенных зонах, т.е. $N_{D,1}^* = N_{a,D} = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{D,2}^* = N_{\mu,D} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, энергии уровней Ферми также задавались совпадающими с рассчитанными для баз в рамках полной модели. Уровни акцепторов полагались лежащими ниже середины запрещенной зоны. При этом они заведомо полностью заполнены и, как следствие, дают одинаковый вклад в уравнение генерационно-рекомбинационного баланса независимо от их конкретного положения. Концентрации $n_{i,k}$ в (15)–(17) являются собственными концентрациями электронов в зоне проводимости в отсутствие легирования, когда уровень Ферми находится посередине запрещенной зоны, коэффициенты $b_k = C_{p,k}/C_{n,k} \approx 1$, где $C_{p,k}$ и $C_{n,k}$ — произведения сечений захвата дырок и электронов на рекомбинационный центр на их тепловые скорости. Величины $y_{pn,k}$ являются относительными изгибами зон (в единицах $k_B T$), рассчитанными в рамках полной модели. В случае $a\text{-Si:H}$ $y_{pn,1} = -47.97$, в случае $\mu\text{c-Si:H}$ $y_{pn,2} = -31.76$.

Уравнение объемной электронейтральности для k -й компоненты СЭ в этом случае имеет следующий вид:

$$\frac{(N_{D,k}^* - N_{A,k}^*)}{1 + 2 \exp[(E_{n,k}^F - E_{D,k})/k_B T]} = n_{C,k}(E_{n,k}^F, T) = v_{e,k}^* \exp\left[-\frac{E_{g,k} - E_{n,k}^F}{k_B T} \right], \quad (18)$$

где $n_{C,k}$ — концентрация электронов в зоне проводимости, $E_{n,k}^F$ — энергия уровня Ферми, отсчитанная от вершины валентной зоны соответствующего материала.

В случае $a\text{-Si:H}$ ($k = 1$) $v_{e,1}^*$ выражается в стандартном для прямозонного полупроводника виде

$$v_{e,1}^* = \frac{2}{\hbar^3} \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi} \right)^{3/2} \approx 2.5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_e^*}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{3/2} \text{ см}^{-3}. \quad (19)$$

С учетом эффективной массы электрона в $a\text{-Si:H}$ $m_e^* = 2.78m_0$ [1,25] $v_{e,1}^* = 1.16 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при $T = 300 \text{ K}$. Соответственно, с учетом того что $E_{n,1}^F = 1.503 \text{ эВ}$ вне ОПЗ в n -области $a\text{-Si:H}$, имеем значение $n_{C,1} = 1.71 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 7 и 8).

В случае непрямозонного $\mu\text{c-Si:H}$ ($k = 2$) $v_{e,2}^* \approx N_{Ct}^0 \cdot k_B T$, где N_{Ct}^0 — спектральная плотность состояний хвоста зоны проводимости у ее края. В рамках использованной нами модели [6] $N_{Ct}^0 = 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ и, таким образом, $v_{e,2}^* \approx 2.59 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Принимая во внимание рассчитанное в рамках полной модели значение $E_{n,2}^F = 0.917 \text{ эВ}$ для энергии уровня Ферми в n -области $\mu\text{c-Si:H}$ вне ОПЗ, имеем $n_{C,2} = 4.59 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 7 и 8).

В результате из уравнения электронейтральности (18) можно найти $N_{A,k}^*$, а затем из уравнения генерационно-рекомбинационного баланса (14) рассчитать и Δp_k^* и полностью определить все составляющие протекающих токов короткого замыкания в (14), а также напряжения разомкнутой цепи $V_{OC,k}$ для отдельных компонент тандемного СЭ [24]:

$$V_{OC,k} = q \ln \left(\frac{n_{C,k} \Delta p_k^*}{n_{i,k}^2} \right). \quad (20)$$

В рассматриваемом нами случае полученная на основе полного расчета и подставляемая в (14) при нахождении Δp_1^* величина $J_{SC,1}$, в условиях AM1.5G равна $J_{SC,1} = j_{SC,a\text{-Si:H}} = 10.2 \text{ mA/cm}^2$, а величина $J_{SC,2}$ соответственно равна $J_{SC,2} = j_{SC,\mu\text{c-Si:H}} = 17.85 \text{ mA/cm}^2$. Остальные фигурирующие в (14) и (15) параметры расчета для первой компоненты СЭ ($a\text{-Si:H}$) были следующими: $d_1 = d_{a,n} = 0.13 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $S_1 = S_{a,d_a} = 1000 \text{ см/с}$, коэффициент диффузии дырок $D_1 = 0.17 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}$ (подвижность дырок $\mu_h^a = 0.67 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [18]), длина диффузии дырок $L_1 = 0.042 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ($\tau_{b,1} = \tau_h^a = 10^{-9} \text{ с}$ [18]), дебаевская длина экранирования $L_{D,1} = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ (статическая проницаемость $\varepsilon_{a,s} = 11.54$), $n_{i,1} = 3.35 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Аналогичные параметры для области $\mu\text{c-Si:H}$ были следующими: $d_2 = d_{\mu,n} = 0.8 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $S_2 = S_{\mu,d_\mu} = 10 \text{ см/с}$, коэффициент диффузии дырок $D_2 = 0.21 \text{ см}^2/\text{с}$ (подвижность дырок $\mu_h^{\mu c} = 8 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [18]), длина диффузии дырок $L_2 = 1.44 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ($\tau_{b,2} = \tau_h^{\mu} = 10^{-7} \text{ с}$), дебаевская длина экранирования $L_{D,2} = 0.16 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ (статическая проницаемость $\varepsilon_{\mu,s} = 15.4$), $n_{i,2} = 2.15 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

В случае условий AM1.5G при решении уравнения (14) были получены значения $\Delta p_1^* = 0.68 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$

и $\Delta p_2^* = 0.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а затем из (20) найдены величины напряжений холостого хода $V_{OC,1} = 0.775 \text{ эВ}$ и $V_{OC,2} = 0.564 \text{ эВ}$. Отметим, что полученные нами значения $J_{SC,2}$ и $V_{OC,2}$ достаточно хорошо соотносятся с приведенными в литературе (см., например, данные, приведенные в табл. 2 работы [26]).

Методика расчета напряжения разомкнутой цепи всего СЭ, а также плотностей токов насыщения, коэффициентов неидеальности диодных характеристик как отдельных компонент тандемного СЭ $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$, так и тандемного СЭ в целом будет представлена во второй части данной работы. На основе полученных результатов будет также проведен анализ основных фотовольтаических параметров тандемных СЭ на основе $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$.

7. Заключение

Таким образом, в данной работе развит общий подход, позволяющий рассчитывать плотности токов короткого замыкания и напряжений разомкнутой цепи отдельных компонент тандемного СЭ $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$ при произвольных углах падения солнечного излучения на СЭ. Для модельного СЭ с конкретными (оптимальными для условий AM1.5G) параметрами результаты расчетов дают значения плотностей токов короткого замыкания и напряжений разомкнутой цепи, которые находятся в диапазоне имеющихся литературных данных для реальных СЭ.

Работа выполнена в рамках проекта Министерства образования и науки № 14.607.21.0075.

Список литературы

- [1] Yu.V. Kryuchenko, A.V. Sachenko, A.V. Bobyl, V.P. Kostylyov, P.N. Romanets, I.O. Sokolovskiy, A.I. Shkrebtii, E.I. Terukov. *Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron.*, **15** (2), 91 (2012).
- [2] Ю.В. Крюченко, А.В. Саченко, А.В. Бобыль, В.П. Костылев, И.О. Соколовский, Е.И. Теруков, В.Н. Вербицкий, Ю.А. Николаев. *ЖТФ*, **83** (11), 78 (2013).
- [3] Ю.В. Крюченко, А.В. Саченко, А.В. Бобыль, В.П. Костылев, И.О. Соколовский, Е.И. Теруков, В.Н. Вербицкий, Ю.А. Николаев. *ЖТФ*, **83** (11), 86 (2013).
- [4] Yu.V. Kryuchenko, A.V. Sachenko, A.V. Bobyl, V.P. Kostylyov, I.O. Sokolovskiy, E.I. Terukov, S.Zh. Tokmoldin, A.V. Smirnov. *Energy Policy*, **68** (5), 116 (2014).
- [5] R.E.I. Schropp, M. Zeman. *Amorphous and Microcrystalline Silicon Solar Cells: Modeling, Materials and Device Technology* (Dordrecht, the Netherlands — Norwell, USA, Kluwer Academic Publishers, 1998).
- [6] S.K. Ram, S. Kumar. 2007. Доступно на: <http://arxiv.org/pdf/cond-mat/0702381.pdf>
- [7] E.F. Schubert. 2004. Доступно на: <http://homepages.rpi.edu/schubert/Educational-resources/Materials-Refractive-index-and-extinction-coefficient.pdf>

- [8] C.M. Herzinger, B. Johs, W.A. McGahan, J.A. Woollam, W. Paulson. *J. Appl. Phys.*, **83** (6), 3323 (1998).
- [9] RefractiveIndex database. Доступно на: <http://refractiveindex.info/?group=CRYSTALS&material=ITO>; <http://refractiveindex.info/?group=METALS&material=Aluminium>; <http://refractiveindex.info/legacy/?group=CRYSTALS&material=poly-Si>
- [10] E.D. Palic. *Handbook of Optical Constants of Solids* (N.Y., Academic Press, 1997).
- [11] L.W. Barron, J. Neidrich, S.K. urinec. *Thin Sol. Films*, **515** (7–8), 3363 (2007).
- [12] S.H. Lin, Y.C. Chan, D.P. Webb, Y.W. Lam. *J. Non-Cryst. Sol.* **276** (1–3), 35 (2000).
- [13] J. Meier, S. Dubail, R. Fluckiger, D. Fischer, H. Keppner, A. Shah. *Proc. IEEE 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion* (Waikoloa, Hawaii, 1994) p. 409.
- [14] C. Summonte, M. Allegranza, M. Canin, M. Bellettato, A. Desalvo. *Res. Appl. Mater.*, **1** (1), 6 (2013).
- [15] M.J. Powell, S.C. Deane. *Phys. Rev. B*, **53** (15), 10121 (1996).
- [16] A.H. Mahan. In: *Properties of Amorphous Silicon and its Alloys* (ed. by Tim Searle University of Sheffield, UK, 1998) p. 39.
- [17] W.R. Fahrner. *Amorphous Silicon / Crystalline Silicon Heterojunction Solar Cells* (joint Berlin, Springer and Beijing, Chemical Industry Press, 2013).
- [18] В.М. Емельянов, А.С. Абрамов, А.В. Бобыль, А.С. Гудовских, Д.Л. Орехов, Е.И. Теруков, Н.Х. Тимошина, О.И. Честа, М.З. Шварц. *ФТП*, **47** (5), 667 (2013).
- [19] А.В. Саченко, А.И. Шкретий, Т.В. Паничевская. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, **21**, 63 (1991).
- [20] A.V. Sachenko, A.V. Gorban'. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **2** (2), 42 (1999).
- [21] A. Vlooswijk. *Growth & Characterization of p-type Transparent Oxide Semiconductors*. Master of Science Thesis (ed. by University of Twente, the Netherlands, 2005).
- [22] C. Chen, Z. Ji, C. Wang, L. Zhao, Q. Zhou. *Mater. Lett.*, **60** (25–26), 3096 (2006).
- [23] M. Calnan, A.N. Tiwari. *Thin Sol. Films*, **518** (7), 1839 (2010).
- [24] А.В. Саченко, В.П. Костылев, Н.Р. Кулиш, И.О. Соколовский, А.И. Шкретий. *ФТП*, **48** (5), 693 (2014).
- [25] S.M. Malik, S.K. O'Leary. *J. Mater. Sci: Mater. Electron.*, **16** (3), 177 (2005).
- [26] M. Nath, S. Chakraborty, E.V. Johnson, A. Abramov, P. Roca, I. Cabarrocas, P. Chatterjee. *EPJ Photovolt.*, **2**, 20 101 (2011).

Редактор Т.А. Полянская

Simulation of natural characteristics of vertical tandem $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$ solar cells.

1. Common relations

*Yu.V. Kryuchenko, A.V. Sachenko, A.V. Bobyl**,
V.P. Kostilyov, E.I. Terukov†, A.S. Abramov*†,*
E.V. Mal'chukova, I.O. Sokolovs'kyi*

Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

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

† R&D Center of Thin Film Technologies
in Energetics under Ioffe Institute,
194064 St. Petersburg, Russia

Abstract An approach is developed to the calculation of the characteristics of the vertical (series) tandem $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$ solar cells (SCs) at arbitrary sunlight angles of incidence. It is taken into account, that multiple reflection and refraction occurs of electromagnetic waves at internal interfaces of tandem SC, including the $a\text{-Si:H}/\mu\text{c-Si:H}$ interface. To calculate the ideality factor and the saturation current density of the diode component of the tandem SC current–voltage characteristic at arbitrary sunlight angles of incidence, and, thus, to calculate all major photovoltaic characteristics of the SC general relations are used, which allow taking into account the recombination of excess carriers both in the quasi-neutral regions, and in the space-charge regions of the considered structure. As a result, expressions are obtained, that allow determining the main parameters of the constituent parts of the tandem SC, which should be used for the calculation of photovoltaic characteristics of the tandem SC as a whole. For a demonstration the results of the calculations at standard AM1.5G (1000 W/m^2) conditions are given.