

Г.Е. АЙВАЗЯН, А.А. ВАРДАНЯН, Г.Г. КИРАКОСЯН

КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ЭЛЕМЕНТА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ p-n – ПЕРЕХОДОМ

Разработан метод расчета КПД солнечного элемента (СЭ) с вертикальным p-n – переходом. Показано, что КПД СЭ с вертикальным переходом отличается от аналогичной формулы для КПД СЭ с горизонтальным переходом геометрическим фактором, который прямо пропорционален глубине p-n – перехода.

Ключевые слова: солнечный элемент, вертикальный p-n–переход, поверхностная рекомбинация, излучательный переход.

Введение. При разработке традиционных солнечных элементов с так называемыми «горизонтальными» p-n–переходами, перпендикулярными падающему световому потоку, неизбежно возникают взаимно противоречивые требования к удельному сопротивлению слоя, спектральной чувствительности, затемнению, создаваемому лицевым омическим полосковым контактом, и т.д. КПД таких элементов растет с увеличением интенсивности освещения примерно до 60...80 солнц, а затем спадает [1-3].

В последнее время интенсивно стали исследовать и изготавливать СЭ с так называемыми «вертикальными» p-n–переходами [4-6], параллельными падающему световому потоку. Помимо отсутствия упомянутых выше взаимно противоречивых требований, такие структуры имеют еще ряд преимуществ. Например, поскольку на фронтальной и тыльной поверхностях этих элементов нет металлизации, то они могут быть прозрачны в длинноволновой части спектра за краем основной полосы поглощения. Кроме того, они являются двусторонними структурами, так как могут преобразовать свет как с фронтальной, так и с тыльной стороны, а также служить составной частью каскадных СЭ.

Ранее при исследовании КПД СЭ рассматривались в основном СЭ с горизонтальным переходом [1-3]. Целью настоящей работы является разработка метода для расчета КПД СЭ с вертикальным p-n – переходом.

Решение уравнения баланса. Для определения КПД решается уравнение непрерывности с учетом только излучательного перехода. Допустим, что в случае поперечного освещения диффузионная длина неосновных носителей заряда значительно превышает размер СЭ в направлении освещения ($L \gg H$) и поверхностная рекомбинация отсутствует ($S=0$). Пусть СЭ однородно освещается в полосе шириной $2l$ по обе стороны от p-n–перехода (рис.).

Если уравнение непрерывности для электронов в p-области проинтегрировать по переменной y , параллельной направлению распространения света от $y = 0$ до $y = H$, и результат разделить на H , то при объемном возбуждении ($\alpha L \leq 1$) получим [3]

$$D_n \frac{\partial^2 \bar{\delta n}}{\partial x^2} - \frac{\bar{\delta n}}{\tau} + \bar{g} = 0, \quad (1)$$

где $\bar{\delta n} = \frac{1}{H} \int_0^H \delta n(x, y) dy$; $\bar{g} = \frac{1}{H} \int_0^H g(y) dy$ - усредненные по глубине значения избыточной концентрации $\delta n(x, y)$ электронов и темпа генерации $g(y)$; D_n - коэффициент диффузии электрона; τ - время жизни электрона; α - коэффициент поглощения.

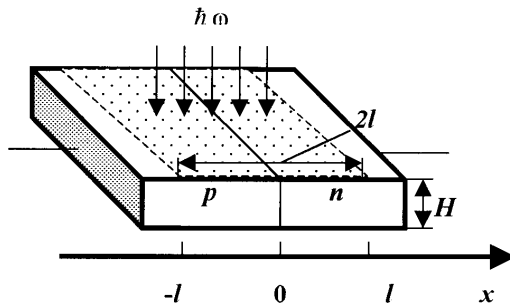


Рис. СЭ с вертикальным p-n-переходом

В качестве граничных условий имеем $\bar{n}(-l) = n_p$ и $\bar{p}(+l) = p_n$. Допустим, что в области объемного заряда дрейфовый ток компенсирует диффузионный, т. е. $|j_n| \ll |j_{n, \text{диф}}| = |j_{n, \text{дрейф}}|$. Тогда уровень Ферми не будет зависеть от координат, и получим еще два граничных условия на краях обедненной области:

$$\bar{n}(x_p) = n_p e^{eU/kT}; \quad \bar{p}(x_n) = p_n e^{eU/kT}, \quad (2)$$

где U - напряжение между электродами СЭ.

Рассмотрим случай, когда $x_n - x_p \ll L_n, L_p$. Это означает, что можно пренебречь рекомбинацией в области объемного заряда (предельный случай Шокли). Тогда можем положить $x_n = x_p = 0$, в результате чего граничные условия (2) принимают более простой вид:

$$n(0) = n_p \exp\left(\frac{eU}{kT}\right); \quad p(0) = p_n \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (3)$$

При этом решение, описывающее распределение электронов в p-области, дается выражением

$$\bar{\delta n}(x) = \bar{g}\tau \left[1 - A'e^{-\frac{x}{L}} - B'e^{\frac{x}{L}} \right], \quad (4)$$

где величины A' и B' находятся из граничных условий.

Вычислим теперь плотность электронного тока при $l/L_n \gg 1$:

$$j_n = eD_n \frac{\partial \bar{\delta n}}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{eD_n n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] - e\bar{g}L_n. \quad (5)$$

Аналогично для дырочной составляющей плотности тока находим

$$j_p = -eD_p \frac{\partial \bar{\delta p}}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] - e\bar{g}L_p. \quad (6)$$

Полная плотность электрического тока равна $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$. В принятой выше модели $j_n(x_p) \approx j_n(x_n)$ и $j_p(x_p) \approx j_p(x_n)$, а потому $j \approx j_n(0) + j_p(0)$. Таким образом, для характеристики СЭ с поперечным сечением A получаем

$$I = \left\{ e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] - e\bar{g}(L_n + L_p) \right\} A. \quad (7)$$

Здесь первое слагаемое описывает темновой ток диода, а второе – фототок I_l . Последний не зависит от напряжения U , сдвигая характеристику диода как целое. Фототок линейно зависит от интенсивности света.

Расчет КПД СЭ и обсуждение результатов. Напряжение на электродах СЭ, замкнутого на произвольную нагрузку, есть

$$U = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{I_l}{I_s} - \frac{I}{I_s}\right),$$

где I_s – ток насыщения.

Поэтому мощность, выделяемая во внешней цепи, равна

$$P = IU = \frac{kT}{e} I \ln\left(1 + \frac{I_l}{I_s} - \frac{I}{I_s}\right).$$

Введем для краткости безразмерные токи

$$y = I / I_s; \quad z = I_l / I_s \quad (8)$$

и обозначим через $G = \bar{g}A$ полный темп генерации фотоносителей. Тогда выражение для P можно записать в более удобном виде:

$$P = kTG(L_n + L_p) \frac{y \ln(1 + z - y)}{z}. \quad (9)$$

Для преобразования энергии важно иметь во внешней цепи максимальную мощность. Дифференцируя выражение (9) по y и приравнивая производную нулю, находим, что максимальная мощность имеет место при токе y_m , который удовлетворяет уравнению

$$(1 + z - y_m) \ln(1 + z - y_m) = y_m \quad (0 \leq y_m \leq z). \quad (10)$$

Для нахождения зависимости y_m от z введем сложную функцию $F(z, y_m(z)) = [1 + z - y_m(z)] \cdot \ln[1 + z - y_m(z)] - y_m(z)$, где второй аргумент y_m

предполагается зависящим от z . Так как $F(z, y_m(z)) = 0$, то, следовательно, равна нулю и производная этой функции относительно z :

$$\frac{dF}{dz} = \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial F}{\partial y_m} \frac{dy_m}{dz} = 0. \quad (11)$$

Полученное дифференциальное уравнение первого порядка относительно функции $y_m(z)$ с начальным условием $y_m(z_0) = y_{m0}$ легко решается с помощью математической системы «Mathematica4», и получается зависимость $y_m(z)$. При увеличении интенсивности света (увеличении z) y_m монотонно увеличивается и приближается к z . Максимальная мощность во внешней цепи равна

$$P_m = kTG(L_n + L_p)f(z), \quad (12)$$

где

$$f(z) = y_m^2 / z(1 + z - y_m), \quad (13)$$

а y_m есть корень уравнения (10).

Так как солнечное излучение не является монохроматическим и активными являются только те фотоны, энергия которых $\hbar\omega \geq E_g$, то генерация пропорциональна

$$G \sim \frac{1}{H} \int_{E_g}^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) \hbar\omega d(\hbar\omega) \int_0^H \alpha \exp(-\alpha y) dy, \quad (14)$$

где $\rho_0(\hbar\omega)$ – концентрация фотонов с энергией $\hbar\omega$ в световом потоке; $\hbar$ – постоянная Планка.

Падающая же на СЭ мощность P_0 пропорциональна

$$P_0 \sim \int_0^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) \hbar\omega d(\hbar\omega), \quad (15)$$

причем коэффициенты пропорциональности в (14) и (15) одинаковы. Так как солнечное излучение по спектральному составу близко к излучению абсолютно черного тела, то для $\rho_0(\hbar\omega)$ можно воспользоваться формулой Планка, полагая в ней $T = T_1 = 6(10^3 \text{K})$ (температура поверхности Солнца).

Тогда для максимального КПД имеем

$$\eta_m = \frac{P_m}{P_0} = kT(1 - R)f(z) \frac{L_n + L_p}{H} \frac{\int_{E_g}^{\infty} \rho_0(\hbar\omega)(1 - e^{-\alpha H}) d(\hbar\omega)}{\int_0^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) \hbar\omega d(\hbar\omega)}. \quad (16) \text{ Толщина}$$

H СЭ должна значительно превышать $1/\alpha$, характеризующую глубину поглощения, при котором интенсивность излучения уменьшается в e раз. Чрезмерное увеличение

H нежелательно, так как оно сопровождается ростом рекомбинационных потерь.

Таким образом, в приближении $\alpha N \gg 1$ после несложных преобразований для КПД получим

$$\eta_m = \frac{kT}{E_g} (1-R) f(z) \frac{L_n + L_p}{N} \Psi(x_1), \quad (17)$$

где $x_1 = E_g / kT_1$,

$$\Psi(x_1) = x_1 \int_{x_1}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} / \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (18)$$

Заметим, что формула (17) отличается от формулы для КПД СЭ с горизонтальным переходом [4] геометрическим фактором $(L_n + L_p)/N$. Пропорциональность КПД величине $L_n + L_p$ имеет следующий физический смысл. В случае $l \gg L_n, L_p$ только те носители разделяются полем объемного заряда и дают вклад в КПД, которые образуются на расстоянии не более одной диффузионной длины от границы между n- и p- областями. Таким образом, при поперечном освещении СЭ обладает фоточувствительностью лишь в полосе шириной $L_n + L_p$. Так как выбор величины l произволен, то в качестве l можем взять глубину залегания p-n- перехода x_j . Для получения приблизительной оценки КПД решение (17) можно экстраполировать к значению $l = L_n$, после которого вышеуказанный геометрический фактор примет вид x_j/N . Смысл этого фактора заключается в том, что для получения большого значения КПД необходимо увеличить глубину залегания p-n-перехода и уменьшить толщину СЭ.

С помощью полученных зависимостей численно оценим теоретический КПД СЭ с вертикальным p-n – переходом. Функция $\Psi(x_1)$ имеет максимум, равный около 44%, при значении $x_{1m} = 2,2$. Это означает, что при данной температуре черного излучения имеется оптимальная ширина запрещенной зоны полупроводника E_{gm} (1,1 эВ. Так как такую ширину запрещенной зоны имеет кремний, то именно этот материал широко используется для изготовления СЭ.

В режиме слабой освещенности $z \ll 1$. Тогда, удерживая в формуле (10) только малые члены 1-го порядка, находим $y_m = \frac{1}{2} z (I_m = \frac{1}{2} I_1)$. В общем случае зависимость y_m от z определяется из дифференциального уравнения (11) с начальным условием $y_m(z_0) = y_{m0}$. Поскольку величина z зависит от I_s , она зависит также от параметров материала (таких как τ, D и уровни легирования). Идеальное значение КПД реализуется при оптимальном выборе параметров материала, когда величина I_s минимальна. При AM1,5 для тока короткого замыкания $I_{кз}$, который равен I_1 , после простых вычислений в приближении $\alpha N \gg 1$ получим

$$I_1 = e \bar{g} A (L_n + L_p) = \frac{e K \zeta A (kT_1)^3}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \frac{L_n + L_p}{N} \int_{x_1}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}. \quad (19)$$

Достигая орбиты Земли, излучение ослабляется, так что здесь появляется множитель $\zeta = (R_c / R_0)^2$ ($R_c = 6,96 \cdot 10^8 \text{ м}$ – радиус Солнца, $R_0 = 1,5 \cdot 10^4 \text{ м}$ – расстояние от Солнца до Земли). Из этой формулы видно, что ток короткого замыкания возрастает линейно с увеличением концентрации излучения, который характеризуется параметром К.

При комнатной температуре для кремниевого р-п-перехода численная оценка для тока короткого замыкания при характеристических параметрах СЭ $H = 400 \text{ мкм}$, $\tau_n = 100 \text{ нс}$, $D_n = 34 \text{ см}^2/\text{с}$, $K = 1$ дает $I_1 = 150 \text{ мА}$. Подставив это значение фототока в формулу (17), получим соответствующее значение КПД $\approx 34\%$. Следует заметить, что КПД СЭ возрастает на $\sim 2\%$ при увеличении коэффициента К в 10 раз.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ А - 431.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Васильев А.М., Ландсман А.П.** Полупроводниковые фотопреобразователи. – М.: Советское радио, 1979 – 474с.
2. **Андреев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д.** Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. – Л.: Наука, 1989 – 386 с.
3. **Аут И., Генцов Д., Герман К.** Фотоэлектрические явления. – М.: Мир, 1980 – 208 с.
4. **Фаренбрух А., Бьюб Р.** Солнечные элементы. Теория и эксперимент. – М.: Энергоатомиздат, 1987 – 406 с.
5. **Айвазян Г.Е., Бабаян Г.С., Минасян Г.А.** Использование диффузионной сварки для изготовления кремниевых торцевых солнечных элементов // Мат. 3-й Нац. конф. «Полупроводниковая микроэлектроника», 10-12 сентября 2001 г. - С.254-257.
6. **Гук Е.Г., Налет Т.А. и др.** Характеристики кремниевых многопереходных солнечных элементов с вертикальными р-п-переходами //ФТП.–1997.–Т.31, N7.– С. 855-887.

ЗАО «Виасфер Технопарк». Материал поступил в редакцию 08.07.2002.

Գ. Ե. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Հ. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ ՈՒՂՂԱՀԱՅԱՑ Ր-ՈՒՆ ՅՈՒՄՈՎ ԱՐԵՎԱՅԻՆ ՄԱՐՏԿՈՑԻ ՕԳՏԱԿԱՐ ԳՈՐԾՈՂՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑԸ

Մշակված է ուղղահայաց р-п անցումով արևային մարտկոցի ՕԳԳ -ն հաշվելու մեթոդ: Ցույց է տված, որ ուղղահայաց անցումով արևային մարտկոցի ՕԳԳ -ի բանաձևը տարբերվում է հորիզոնական անցումով արևային մարտկոցի ՕԳԳ-ի բանաձևից երկրաչափական գործակցով, որն ուղիղ համեմատական է р-п անցման խորությանը:

G.Y. AYVAZIAN, A. H. VARDANYAN, G. H. KIRAKOSSYAN EFFICIENCY OF SOLAR CELL WITH VERTICAL p-n JUNCTION

The method for calculating the vertical junction SC efficiency is developed. It is shown that efficiency of the vertical junction SC differs from horizontal junction SC efficiency by the geometrical factor which is proportional to the depth of p-n junction.