ISSN 0002-306X. Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. 2005. Т. LVIII, № 1.

УДК 621.382.13 РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНЫХ И ТОРЦЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Исследуется уравнение непрерывности с учетом неустранимой излучательной рекомбинации. Получены вольт-амперные характеристики планарных и торцевых солнечных элементов при большой концентрации солнечного излучения.

Ключевые слова: планарный и торцевой солнечные элементы, уравнение непрерывности, темп рекомбинации.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) солнечных элементов (СЭ) рассматривались в [1-5]. Разработанные в этих работах методы расчета ВАХ имеют ограниченную область применения, их используют или для планарных, или для торцевых СЭ. В то же время в них не учитывается принципиально неустранимая излучательная рекомбинация.

Целью настоящей работы является разработка комплексного метода, позволяющего определить ВАХ как для планарных, так и для торцевых СЭ с $n^+ - p - p^+$ -структурой.

Основные уравнения и граничные условия. Уравнения непрерывности в стационарных условиях могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} D_n \dfrac{d^2 n}{dx^2} + \mu_n E \dfrac{dn}{dx} - R + g = 0, \\ D_p \dfrac{d^2 p}{dx^2} + \mu_p E \dfrac{dp}{dx} - R + g = 0, \end{cases} \tag{1}$$

где D_n, D_p - коэффициенты диффузии электронов и дырок; n, p - концентрация электронов и дырок в базе; μ_n, μ_p - подвижности электронов и дырок; g и R - темпы генерации и рекомбинации в единице объема; E - напряженность электрического поля.

Ось x совпадает с направлением распространения света и перпендикулярна плоскости n-p – перехода. Для темпа генерации планарного СЭ получаем

$$g(x) = K\varsigma \int_{\omega_g}^{\infty} G_o(\omega, T_c) \exp[-\alpha(\omega)x]\alpha(\omega)d\omega, \tag{2}$$

где K - концентрация солнечного излучения; T_c - температура поверхности Солнца; G_o - концентрация равновесных фотонов в единичном интервале частот ω; $\alpha(\omega)$ - коэффициент поглощения; $\hbar\omega_g = E_g$ - ширина запрещенной зоны; $\varsigma = (R_c / R_a)^2$ (R_c - радиус Солнца, R_a - расстояние от Солнца до Земли).

Вблизи края фундаментального поглощения, связанного с непрямыми переходами, имеем [1]

$$\alpha(\omega) = \chi(\hbar\omega - E_g)^2, \tag{3}$$

где $\chi = 4{,}4 \cdot 10^3\, см^{-1} \cdot эВ^{-2}$.

Число фотонов, поглощенных при $x > x_0$, определяется по формуле

$$\varphi(x_0) = \int_{x_0}^{\infty} g(x)dx = \frac{K\varsigma}{4\pi^2 c^2}\int_{\omega_g}^{\infty} \frac{\omega^2 \exp(-\chi(\hbar\omega - E_g)^2 x_0)}{\exp(\hbar\omega / kT_c) - 1} d\omega, \tag{4}$$

где c - скорость света; $\hbar$ - постоянная Планка; k - постоянная Больцмана.

При $x_0 = 0$ выражение (4) дает число фотонов, падающих на единицу поверхности СЭ в единицу времени. Приравнивая правую часть этой формулы к величине Kj_c, после вычисления интеграла получим

$$j_c = \frac{\varsigma(kT_c)^3}{4\pi^2 c^2 \hbar^3}[\exp(-\Omega_g)(\Omega_g^2 + 2\Omega_g + 2)], \tag{5}$$

где $\Omega_g = \hbar\omega_g / kT_c$.

При больших x_0 экспонента в числителе подынтегрального выражения в (4) меняется быстрее остальных сомножителей, поэтому

$$\varphi(x_0) \approx Kj_c a\sqrt{\frac{\delta}{x_0}}, \tag{6}$$

где $\delta = 1/\chi(kT_c)^2$ - характерная длина поглощения света, $a = 0{,}382$.

Суммарный темп рекомбинации, который должен входить в уравнение непрерывности (1), можно представить в виде разности [2]

$$R = r - g_T = Bnp - g_T, \tag{7}$$

где B – коэффициент рекомбинации; g_T – темп тепловой генерации электронов и дырок в условиях равновесия.

Так как в равновесии R=0, то $g_T = Bn_0p_0 = Bn_i^2$, где n_i – концентрация собственных носителей. Излучательная рекомбинация зона-зона представляет собой процесс, не устранимый никакими способами. Поэтому она принципиально ограничивает время жизни. Пока полупроводник находится в состоянии термодинамического равновесия, рекомбинационное излучение нельзя наблюдать. Это связано с тем, что наряду с излучением фотонов при рекомбинации происходит их поглощение, причем с таким же темпом. Однако если в полупроводнике созданы избыточные носители заряда, то темп рекомбинации будет превышать темп генерации на величину $R = B\left(np - n_i^2\right)$, и столько же фотонов будет излучаться из каждой единицы объема в единицу времени [2]. Вычисляя g_T и используя принцип детального равновесия, для B получим

$$B = \frac{2\chi(kT)^3\left(n^0\right)^2 E_g^2}{\pi^2 c^2 \hbar^3 n_i^2}\exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right),$$

где n^0 – показатель преломления кремния.

Система уравнений (1) должна быть составлена для всех областей (n^+, n^+-p - перехода, p, p-p^+ - перехода, p^+), и их решения должны сшиваться между собой с учетом непрерывности концентраций и потоков электронов и дырок. Однако эту процедуру можно упростить, если пренебречь генерацией и рекомбинацией в области объемного заряда. В результате получается условие постоянства потоков электронов $\vec{j}_n$ и дырок $\vec{j}_p$. Если поверхностная рекомбинация в n^+-слое равна нулю и пренебречь рекомбинацией и генерацией дырок в его объеме, то поток дырок через n^+- слой равен нулю. Но так как этот поток не меняет своего значения и при прохождении через n^+-p - переход, то на границе этого перехода j_p=0. Аналогично, j_n=0 в p - слое на границе p-p^+ - перехода.

Вольт-амперная характеристика. Для планарного СЭ задача сводится к одномерной. Предполагая концентрацию света сильной, будем считать, что $\Delta n \cong n,\ \ \Delta p \cong p$. Введем для краткости безразмерные величины

$$\tilde{E} = E/(kT/qd),\ \tilde{B} = BKj_c d^3 / D_n^2,$$
$$\tilde{g} = g\frac{d}{Kj_c};\ \xi = \frac{x}{d};\ \tilde{n} = \frac{n}{\frac{Kj_c d}{D_n}};\ \tilde{p} = \frac{p}{\frac{Kj_c d}{D_n}};\ b = D_n / D_p,$$

где d - ширина базы.

Уравнения непрерывности (1) с учетом условия квазинейтральности $\tilde{n} = \tilde{p}$ и при сильной освещенности примут вид

$$\begin{aligned} &\frac{1}{b}\frac{d}{d\xi}\left[-\frac{d\tilde{n}}{d\xi} + \tilde{E}\tilde{n}\right] = \tilde{g} - \tilde{B}(\tilde{n})^2,\\ &\frac{d}{d\xi}\left[\frac{d\tilde{n}}{d\xi} + \tilde{E}\tilde{n}\right] = \tilde{B}(\tilde{n})^2 - \tilde{g}. \end{aligned} \tag{8}$$

Суммируя эти уравнения, получаем выражение для $\tilde{E}$, после подстановки которой в первое уравнение (8) имеем

$$\frac{2}{1+b}\frac{d^2\tilde{n}}{d\xi^2}=\tilde{B}\tilde{n}^2-\tilde{g}\,. \qquad (9)$$

Для решения нелинейного дифференциального уравнения (9) используется малость параметра $\tilde{B}$, определяемого квадратом отношения ширины базы к диффузионной длине. С учетом изменения потенциала на обоих переходах и в базовой области, после возвращения к размерным переменным для ВАХ получим

$$U=\frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I_0-I}{I_s}\right)-\frac{I}{q(\mu_n+\mu_p)Hl}\int_0^d\frac{dx}{n(x)}+\frac{kT}{q}\frac{2b}{1+b}\ln\left(\frac{n(d)}{n(0)}\right), \qquad (10)$$

где $I_0=qKj_cHl$ и $I_s=q\gamma n_i^2Hld$; q - заряд электрона; n_i - концентрация собственных носителей; H и l - соответственно толщина и длина структуры.

В рассматриваемом приближении последний член в (10) равен нулю. После простых вычислений с учетом последовательного сопротивления R_{n^+} переднего n - слоя имеем

$$U=\frac{kT}{q}\left[\ln\left(\frac{i_0(1-i)}{i_s}\right)-\frac{b}{1+b}\frac{i\sqrt{K}}{\sqrt{1-i}}C-\tilde{R}i\tilde{K}\right], \qquad (11)$$

где $i_0=I_0/Hl$, $i_s=I_s/Hl$, $i_c=I_c/Hl$ - плотности токов; $i=I/I_0$ - относительная сила тока в нагрузке; $C=\sqrt{i_c\gamma/q}\cdot d^{3/2}/D_n$; $I_c=qj_cHl$; $\tilde{R}=R_{n^+}i_c/(kT/q)$.

Расчет характеристик торцевого СЭ представляет определенные трудности, связанные с необходимостью решения двумерных уравнений переноса для носителей заряда. Специфические граничные условия позволяют свести задачу к одномерной, если проинтегрировать уравнения переноса по переменной y, параллельной направлению распространения света, и результат разделить на H.

Таким образом, этот случай сводится к рассмотренной выше задаче планарного СЭ. Применяя вышеприведенный метод расчета, можно получить следующую формулу для ВАХ:

$$U=\frac{kT}{q}\left[\ln\left(\frac{i_c}{q\gamma^2n_ia^2\delta}\right)+\ln K+\ln(1-\tilde{\varphi})+\ln(1-i)+2\ln\tilde{\varphi}\right]. \qquad (12)$$

Основное отличие этого случая от планарного состоит в том, что последовательное сопротивление практически равно нулю.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ А-431.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Зи. С.** Физика полупроводниковых приборов. Т.2. –М.: Мир, 1984. –455 с.
2. **Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.** Физика полупроводников. -М.: Наука, 1977. –672 с.
3. **Айвазян Г.Е., Варданян А.А., Киракосян Г.Г.** КПД солнечного элемента с вертикальным p-n – переходом // Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН. – 2003. - Т.56, N2. – С. 84-89.
4. **Kulutkina T., Kurak V.** High-voltage concentrator solar cells//Proceedings of 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference.-Munich, 2001.-P. 128-130.
5. **De Jager J.R., Leitch A.W.R.** Solar cell simulation software: the influence of modeling//Proceedings of 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference.- Munich, 2001.- P. 221-223.

ГИУА, ЗАО “Виасфер Технопарк”. Материал поступил в редакцию 08.05.2003.

Գ.Ե. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ.Հ. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ,
Ա.Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

ՀՈՐԻԶՈՆԱԿԱՆ ԵՎ ԿՈՂՄՆԱՅԻՆ ԱՐԵՎԱՅԻՆ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԻ ՎՈԼՏԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հետազոտված է անընդհատության հավասարումը՝ հաշվի առնելով անբացառելի ճառագայթային վերամիավորումը: Ստացված են հորիզոնական և կողմնային արևային էլեմենտների վոլտամպերային բնութագրերը արեգակնային ճառագայթման բարձր կոնցենտրացիայի դեպքում:

**G.E. AYVAZYAN, A.H. VARDANYAN, G.H. KIRAKOSYAN,
A.V. PETROSYAN**

INVESTIGATION OF THE PLANAR AND VERTICAL SOLAR CELLS CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS

Continuity equation in the terms of unremovable radiative recombination is studied. Current-voltage characteristics of the planar and vertical solar cells under high concentration of radiation are obtained.