

АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ И РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ФОТОТОКА В СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Эффективность фотопреобразования света в электрический ток ограничена рекомбинационными, тепловыми и другими потерями энергии в структурах солнечных элементов (СЭ), используемых, в том числе, в космических аппаратах (КА). Уравнения, описывающие потери, уточнены с учетом рассредоточения омических потерь в лицевом слое (ЛС). Впервые проведена оценка тепловых потерь, обусловленных эффектом Пельтье, в контактах электрической цепи СЭ. Обсуждаются также способы минимизации рекомбинационных потерь в ЛС за счет электрического поля контактных зарядов.

Ключевые слова: солнечные элементы, фотоны, рекомбинация, фототок.

В настоящее время наиболее хорошо отработана технология СЭ на базе p -Si с n^+ лицевым слоем. Производство СЭ поставлено на промышленную основу, что обеспечивает им конкурентоспособность по сравнению с СЭ на гетероструктурах. Эффективность преобразования света в электричество у таких СЭ не превышает 20 % при теоретическом пределе около 30 %.

Если эффективность базовой области СЭ достигла своего технологического предела: здесь минимизированы рекомбинационные потери, в том числе на поверхности тыльного контакта за счет изготовления его в виде изотипного p^+p^- -перехода, то относительно лицевого n^+ -слоя пока не предложено однозначных методов минимизации рекомбинационных и тепловых потерь фототока.

Обсудим эту проблему, считая, что именно за счет повышения параметров лицевого слоя можно увеличить КПД СЭ в целом на несколько процентов.

Уравнения баланса. Для расчета вольт-амперной характеристики (ВАХ) СЭ используем следующие уравнения переноса носителей тока:

$$-\frac{\partial j_n}{\partial x} = g_n(x) - \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial j_p}{\partial x} = g_p(x) - \frac{\Delta p}{\tau_p}, \quad (2)$$

где j_n и j_p – потоки электронов и дырок; Δn и Δp , g_n и g_p , τ_n и τ_p – их неравновесные концентрации, скорости генерации и времена жизни носителей тока, соответственно.

Эти же уравнения могут быть представлены также и в интегральной форме:

$$J_n = G_n - R_n - J_{ns}, \quad (3)$$

$$J_p = G_p - R_p - J_{ps},$$

где J_n и J_p – потоки электронов и дырок через p - n^+ -переход; J_{ns} и J_{ps} – их рекомбинационные потоки на внешней поверхности СЭ (электронов – на тыльный контакт, дырок – на лицевую поверхность); G_n и G_p , R_n и R_p – скорости генерации и рекомбинации электронов в p -базе, дырок – в лицевом n^+ -слое.

Аналогичные уравнения могут быть записаны и для баланса энергии фотона в структурах СЭ.

Представим его в виде

$$W = Q_a + Q_T + Q_R + Q_{np} + Q_p + J(V + V_k). \quad (4)$$

Здесь приняты следующие обозначения.

Общий поток энергии излучения в СЭ:

$$W = \sum_{h\nu > 0} h\nu G_\nu. \quad (5)$$

Поток энергии нефотоактивной части излучения:

$$Q_a = \sum_{h\nu < \varepsilon_g} h\nu G_\nu. \quad (6)$$

Эта часть излучения поглощается в структурах СЭ за счет излучения фотонов, также на тыльных электродах и примесных атомах (ε_g – ширина запрещенной зоны).

Кинетическая энергия фоточастиц, термолизация которых приводит к нагреву материала СЭ (Q_T – энергия термолизации):

$$Q_T = \sum_{h\nu > \varepsilon_g} (h\nu - \varepsilon_g) G_\nu. \quad (7)$$

Энергия, выделяемая при рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ):

$$Q_R = R \cdot \varepsilon_g. \quad (8)$$

Энергия, выделяемая в p - n -переходе:

$$Q_{np} = JqV_{np}, \quad (9)$$

где V_{np} – высота p - n -перехода в рабочем режиме (рис. 1, 2).

Омические потери в n^+ -канале:

$$Q_p = \int_v^{\varphi_0} J(\varphi) d\varphi, \quad (10)$$

где $J(\varphi)$ – фототок, $d\varphi = \varphi_0 - v$ – падение напряжение в канале освещаемой площадки СЭ до собирающего электрода.

Кроме того, в (4) V – выходное напряжение; V_k – контактная разность потенциалов полупроводник-электроды.

Замечая, что согласно (3),

$$\begin{aligned} R &= G - J, \quad R = R_n + R_p, \\ J &= J_n + J_p + J_{ps}, \quad G = G_n + G_p, \end{aligned} \quad (11)$$

из уравнений (4)–(8) находим

$$J\varepsilon_g = Q_{np} + Q_p + J(V + V_k)q. \quad (12)$$

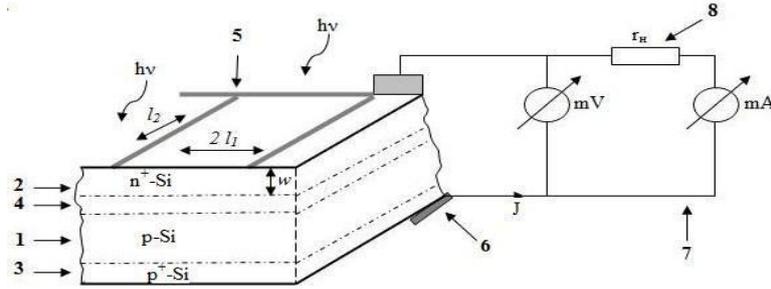


Рис. 1. Фрагмент структуры СЭ, схема измерений ВАХ:
 1 – базовая p -область СЭ; 2 – высоколегированный тонкий слой n^+ -Si; 3 – высоколегированный слой p^+ -Si;
 4 – p - n^+ -переход; 5 – собирающий электрод; 6 – металлизация тыльного электрода; 7 – электрическая цепь измерения;
 8 – нагрузочное сопротивление r_n

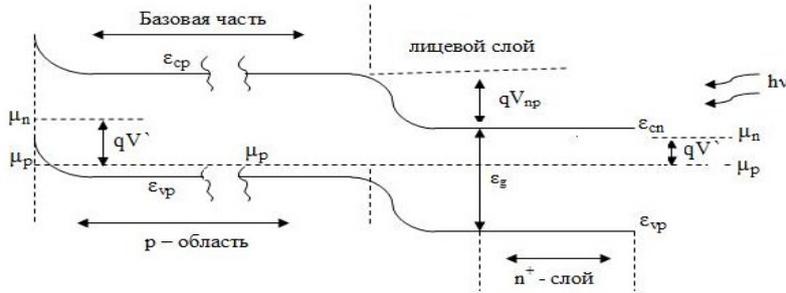


Рис. 2. Зонная структура СЭ в рабочем режиме:
 μ_n и μ_p – уровни Ферми в n^+ - и p -областях; $qV = \mu_n - \mu_p$; $\epsilon_{cn} - \epsilon_{vn} = \epsilon_{cp} - \epsilon_{vp} = \epsilon_g$, $\epsilon_{cn} - \mu_n + \mu_p - \epsilon_{vp} = qV_k$;
 $\epsilon_{cp} - \epsilon_{cn} = qV_{np}$; V' – падение напряжения во внешней цепи с учетом омических потерь в n^+ -слое

В режиме холостого хода, когда $J = 0$ и $V = V_{xx}$, имеем $Q_p = 0$ и $Q_{np} = J V_{np}^0 q$ и, следовательно,

$$\epsilon_g = q(V_{np}^0 + V_k), \quad (13)$$

где qV_{np}^0 – высота p - n^+ -перехода СЭ в термодинамическом равновесии, определяемая уравнением [1]

$$qV_{np}^0 = kT \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (14)$$

где q – элементарный заряд; N_a , N_d , n_i – концентрации соответственных акцепторов в базовой области и доноров в ЛС.

Независимо от того, является ли контакт омическим или нелинейным, при прохождении тока на нем выделяется тепловая энергия, известная как теплота Пельтье:

$$Q_{\Pi} = \Pi J. \quad (15)$$

Здесь коэффициент Пельтье (Π) может быть оценен по формуле [2] для n -полупроводника:

$$\Pi_n = \frac{kT}{q} \left(\sigma + \frac{5}{2} + \ln \frac{z_n}{n} \right) \quad (16)$$

и подобной формулой для p -полупроводника с заменой « n » на « p » и z_n на z_p , где z_n , z_p – плотности состоя-

ний электронов и дырок, σ – показатель степени свободного пробега – энергия в тепловых столкновениях носителей тока, $\sigma = -\frac{1}{2}$ для кремния.

Формула (16) справедлива для невырожденного полупроводника. В нашем случае – для базовой области, в которой концентрация дырок $p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и

$$\Pi_p = \frac{kT}{q} \left(2 + \ln \frac{z_p}{p} \right), \quad (17)$$

где $z_p \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – плотность состояния дырок в кремнии. Получаем $\Pi_p \approx 0,23 \text{ В}$.

Что касается ЛС, то здесь концентрация электронов достигает $10^{20} \dots 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и, следовательно, полупроводник вырожден. Коэффициент Пельтье вырожденного полупроводника отрицателен и мал ($\Pi < kT/q \approx 0,026 \text{ В}$). Тепло выделяется на контактах базы: на тыльном и на границе с p - n^+ -переходом. Это проявляется в потере напряжения в цепи СЭ порядка $\Pi \approx 0,23 \text{ В}$, что существенно.

Влияние расщепленности омических потерь в ЛС на ВАХ СЭ и потери мощности фототока в их структурах. Фототок $J(\phi)$ в лицевом слое (ЛС) СЭ возрастает, а напряжение ϕ падает от середины ЛС. Когда $J = 0$, а $\phi = \phi_0$, по направлению к электродам,

где $\varphi = V$, это описывается дифференциальными уравнениями [3–5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial J(\varphi)}{\partial x} &= l_2 j_{np}, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= -\frac{\rho}{l_2 w} J(\varphi), \end{aligned} \quad (18)$$

где $0 \leq x \leq l_1$, l_1 – протяженность собирающего канала (n^+ -канала ЛС); ρ – его удельное сопротивление; w – эффективная толщина; l_2 – протяженность собирающего электрода.

Плотность фототока через p - n -переход здесь обозначена j_{np} и определяется формулой

$$j_{np} = j_v - j_0 (e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1). \quad (19)$$

Ниже

$$J_{np} = j_{np} l_1 l_2, \quad J_v = j_v l_1 l_2, \quad J_0 = j_0 l_1 l_2,$$

где l_1, l_2 – освещаемая площадь СЭ; j_v и j_0 – плотности фото- и обратного темнового токов через p - n^+ -переход.

Как показано в [5], интегрирование уравнений (18) приводит к следующему выражению для фототока в ЛС:

$$\frac{rJ^2}{2} = \Phi(\varphi_0) - \Phi(V); \quad (20)$$

где $r = \frac{\rho l_1}{w l_2}$ – омическое сопротивление участка, $0 \leq x \leq l_1$ – лицевого слоя, а

$$\Phi(\varphi) = (J_v + J_0)\varphi - \frac{kT}{q} J_0 (e^{\frac{q\varphi}{kT}} - 1). \quad (21)$$

Омические потери в n^+ -канале следует вычислять по формуле

$$Q_p = \int_V^{\varphi_0} J(\varphi) d\varphi, \quad (22)$$

в которой так же, как и в (21), потенциал φ_0 должен быть определен независимым путем. В частности, из второго уравнения (18) находим

$$\varphi_0 - V = \Delta V_p = \int_0^{l_1} J(x) \frac{\rho dx}{l_2 w}, \quad (23)$$

где l_1, l_2 – геометрические параметры n^+ -канала; ρ – удельное сопротивление, $J(x)$ – фототок в канале на расстоянии x от середины освещаемой площадки СЭ по направлению к электроду.

В приближении малых омических потерь следует:

$$Q_p \approx \frac{J^2 r}{2} \text{ и } \Delta V_p = \frac{1}{2} J(V) r. \quad (24)$$

Значения для ΔV_p , полученные в [3]:

$$\Delta V_p = \frac{1}{3} J \cdot r, \quad J \equiv J(V). \quad (25)$$

С учетом того, что собирающие электроды СЭ имеют П-образный вид, выражения (24) и (25) обобщаются: $\Delta V_p \approx \beta J r$, где β – эмпирический параметр ($0,33 \leq \beta \leq 0,5$). В этом приближении $\varphi_0 = V + \Delta V_p$ и уравнение (20) приводится к виду

$$J = 2\beta(J_v + J_0) - J_0 e^{\frac{qV}{kT}} F(\alpha), \quad (26)$$

где $\alpha = \frac{kT}{qV_p}$, $F(\alpha) \approx \frac{e^\alpha - 1}{\alpha}$.

В [3; 4; 6] уравнение (26) отличается от нашего тем, что в нем $2\beta = 1$ и $F(\alpha) \sim e^\alpha$.

Тепловые потери фототока непосредственно в p - n^+ -переходе определяются по формуле

$$Q_{np} = \int_0^{l_1} (V_{np}^0 - \varphi) J_{np}(\varphi) l_2 dx = \int_V^{V+\Delta V_p} \frac{J_{np}(\varphi)}{J(\varphi)} \frac{d\varphi}{r}. \quad (27)$$

В приближении $\Delta V_p \ll V$ оценки Q_{np} можно производить по более простой формуле

$$Q_{np} \approx \frac{1}{2} J_{np} (V_{np}^0 - V). \quad (28)$$

Что касается рекомбинационных потерь Q_{Rn} в базовой области и Q_{Rp} – в ЛС, то их можно определить по формуле (8):

$$Q_{Rn} = \varepsilon_g R_n = \varepsilon_g (G_n - J_n), \quad Q_{Rp} = \varepsilon_g (G_p - J_p) \quad (29)$$

или из уравнений

$$Q_{Rn} = \frac{1}{\tau_n} \Delta N = \frac{1}{\tau_n} \int_{x_n}^{l_n+x_n} \Delta n(x) dx, \quad (30)$$

$$Q_{Rp} = \frac{1}{\tau_p} \Delta P = \frac{1}{\tau_p} \int_0^{x_p} \Delta p(x) dx.$$

Здесь $\Delta n(x)$ и $\Delta p(x)$ должны быть решениями уравнений (1) и (2) при соответствующих граничных условиях:

$$J_n(x_n + l_n) = 0, \quad J_n(x_n) = J_{nv}, \quad (31)$$

$$J_p(x_n) = J_{pv}, \quad J_p(0) = J_{ps}, \quad (32)$$

записанных с учетом того, что поток электронов через тыльный контакт практически отсутствует (контакт с изотипным p - p^+ -переходом), а в ЛС – поток J_{ps} определяется поверхностной рекомбинацией. В приближении $J_{ns} = 0$ и $l_n > L_n$ решение уравнения (18) известно [7]:

$$\begin{aligned} j_{nv} &= \frac{qg_0 \alpha_v L_n}{(\alpha_v L_n + 1)} e^{-\alpha_v L_n} (1 + f), \\ f &= \frac{e^{-\frac{l_n}{L_n}} - \alpha_v L_n e^{-\alpha_v l_n}}{ch\left(\frac{l_n}{L_n}\right)}. \end{aligned} \quad (33)$$

При $\alpha_v l_n \gg 1$, $f \ll 1$

$$G_n = qg_0 e^{-\alpha_v x_n} \left(1 - e^{-\frac{l_n}{L_n}}\right). \quad (34)$$

Эти выражения совместно с уравнением (29), в котором $J_n = J_{nv} + J_{0n} + J_{0n} e^{\frac{qV}{kT}} F(\alpha)$, решают проблему оценок Q_{Rn} . Что касается потерь $Q_{Rp} = G_p - J_p$, то для их оценок необходимо учесть особенности ЛС: наличие в нем тянущего поля и рекомбинации дырок на внешней поверхности ЛС. Ниже мы анализируем J_p , R_s с учетом этих факторов.

Эффект сильного поля в лицевом слое СЭ: влияние его на R-потери и эффективность фотопреобразования ЛС. Тянущее поле в ЛС создается как градиентом доноров:

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{\partial}{\partial x} \ln N_d(x), \quad (35)$$

так и внешним источником – контактными зарядами на ПС и в диэлектрике (E_e).

Поток дырок j_p имеет две составляющие:

$$j_p = q\mu_p E - q \frac{\partial}{\partial x} (D_p p). \quad (36)$$

Первый член – это дрейфовый поток, второй – диффузионный.

Условием сильного поля в ЛС может служить неравенство

$$\Delta t_E \ll \Delta t_D, \quad (37)$$

где Δt_E – дрейфовое время пролета дырок ЛС;

$\Delta t_E = \frac{l_p}{\mu_p E}$, где l_p – толщина ЛС; $\mu_p = \frac{q}{kT} D_p$ – подвижность дырок в ЛС;

$\Delta t_D = \frac{l_p^2}{2D_p}$ – диффузионное время пролета расстояния l_p .

Из (37) следует

$$E \gg \frac{2D_p}{\mu_p l_p}. \quad (38)$$

Замечая, что $D_p/\mu_p \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ эВ и учитывая, что l_p в СЭ n^+p -Si типов $l_p \leq 5 \cdot 10^{-5}$ см, получаем $E \gg 10^3$ В/см. Непосредственно в $p-n^+$ -переходе $E \geq 10^5$ В/см, а в узком лицевом слое поле на порядок меньше, но условие (38) выполняется. Это означает, что в ЛС перенос дырок осуществляется под действием тянущего поля и поэтому

$$j_p = q\mu_p E. \quad (39)$$

При этом уравнение (2) с учетом того, что

$$g_p(x) = g_0 e^{-\alpha_v x}, \quad (40)$$

где α_v – коэффициент поглощения света, переписывается в виде

$$v_p \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} + \frac{\Delta p}{\tau_p} = g_0 e^{-\alpha_v x} \quad (41)$$

$$(v_p = \mu_p E, \lambda_p = \mu_p E \tau_p).$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$\Delta p = -\frac{g_0 \tau_p}{\alpha \lambda - 1} e^{-\alpha_v x} + B e^{-\frac{x}{\lambda_p}}. \quad (42)$$

Из граничного условия

$$\frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} = 0 \text{ при } x = l_p$$

находим:

$$B = \frac{g_0 \tau_p}{\alpha_v \lambda - 1} e^{-\alpha_v l_p} e^{\frac{l_p}{\lambda_p}} \quad (43)$$

и

$$\Delta p(0) = \frac{g \tau}{\alpha_v \lambda - 1} (1 - e^{-(\alpha_v - \frac{1}{\lambda_p}) l_p}). \quad (44)$$

Поток дырок в $p-n$ -переходе можем определить с помощью уравнения (2) в интегральной форме:

$$j_p(l_p) - j_{ps}(0) + \frac{1}{\tau_p} \Delta \Phi_p = \frac{g_0}{\alpha_v} (1 - e^{-\alpha_v l_p}). \quad (45)$$

Здесь

$$\Delta \Phi = \int_0^{l_p} \Delta p(x) dx \approx \frac{g_0 \tau_p \lambda_p}{\alpha_v \lambda - 1} \left[e^{-\alpha^* l_p} (1 - e^{\frac{l_p}{\lambda_p}}) - \frac{1 - e^{-\alpha_v l_p}}{\alpha_v \lambda} \right]. \quad (46)$$

В результате из (45), (44) и (46) находим

$$j_p(l_p) = j_{ps}(0) + \frac{g \lambda}{\alpha_v \lambda - 1} (1 - e^{-\alpha^* l_p}), \quad (47)$$

$$\alpha^* = \alpha_v - \frac{1}{\lambda_p}.$$

Уравнение (44) приводит к следующему выражению для $j_{ps}(0)$:

$$j_{ps} = -\frac{g \tau}{(\alpha \lambda - 1)} N_s \alpha_p^0 (1 - e^{-\alpha_p^* l_p}). \quad (48)$$

Из (47) и (48) находим следующее отношение потоков дырок из ЛС на ПС и в n^+p -переходе:

$$\chi = \frac{j_p(l_p)}{j_{ps}(0)} = 1 + \frac{v_p \beta_s}{\alpha_p^0 N_s}. \quad (49)$$

Условиями малости рекомбинационных потерь является $\chi \gg 1$ или

$$v_p = \mu_p E \gg \alpha_p^0 N_s \beta_s^{-1}. \quad (50)$$

Обычно $N_s \approx 10^{12} \dots 10^{13}$ см⁻², $\alpha_p^0 \sim 10^{-9} \dots 10^{-8}$ см³/с и $\beta_s^{-1} \ll 1$, поэтому $\mu_p E \gg 10^3 \dots 10^5$ см/с, что практически реализуется в ЛС современных СЭ.

Минимизация рекомбинационных потерь фототока в ЛС СЭ. Поверхность раздела сред полупроводник-диэлектрик всегда содержит определенное количество поверхностных состояний (ПС), залегающих в запрещенной зоне полупроводника, на которых осуществляется рекомбинация неосновных носителей

тока (ННТ). Поверхностная плотность этих состояний N_s и их параметры зависят от физических свойств граничащих сред и дефектного состава поверхности. Рекомбинационный поток ННТ на ПС согласно модели Шокли [1] определяется формулой

$$j_{ns} = j_{ps} = \frac{\alpha_n \alpha_p N_s (n_s p_s - n_i^2)}{\alpha_n (n_s + n_1) + \alpha_p (p_s + p_1)}. \quad (51)$$

Здесь n_s и p_s – концентрации электронов и дырок у границы раздела сред; α_n и α_p – коэффициенты (скорости) захвата ННТ на ПС; n_1 и p_1 – параметры ПС:

$$n_1 = z_n \gamma_{ns}, \quad p_1 = z_p \gamma_{ps}, \quad n_1 p_1 = n_i^2 \\ \gamma_{ns} = \exp\left(\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_s}{kT}\right), \quad \gamma_{ps} = \exp\left(-\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_v}{kT}\right); \quad (52)$$

z_n и z_p – плотности состояний электронов в свободной зоне и дырок – в валентной; n_i – концентрация носителей тока в собственном полупроводнике; $\Delta\varepsilon_s = \varepsilon_c - \varepsilon_s$ – глубина залегания ПС в запрещенной зоне.

Общепринятой считается модель теплового равновесия носителей тока в объеме и поверхности полупроводника, согласно которой [1]:

$$n_s = n\beta_s, \quad p_s = p\beta_s^{-1}, \quad (53)$$

где $\beta_s = \exp\left(\frac{q\phi_s}{kT}\right)$, ϕ_s – поверхностный потенциал;

n и p – концентрации электронов и дырок в объеме полупроводника.

Для описания рекомбинации ННТ в ЛС на границе с диэлектриком более справедливой является модель динамического равновесия между электронами в объеме полупроводника и на ПС. Согласно этой модели концентрация электронов на ПС

$$N_s f_s = \frac{N_s (\alpha_n n_s + \alpha_p p_1)}{\alpha_n (n_s + n_1) + \alpha_p (p_s + p_1)} \quad (54)$$

определяет заряд ПС и, следовательно, его потенциал ϕ_s , а скорости захвата α_n и α_p регулируются высотой потенциального барьера $q\phi_s$ в соответствии с уравнениями

$$\alpha_n = \alpha_n^0 \beta_s, \quad \alpha_p = \alpha_p^0 \beta_s^{-1}, \quad (55)$$

при этом $n_s \equiv n$ и $p_s \equiv p$.

Уравнения (51) и (54) для этого случая приобретают вид

$$j_{ns} = j_{ps} = \frac{N_s \alpha_n^0 \alpha_p^0 (np - n_i^2)}{\alpha_n^0 \beta_s (n + n_1) + \alpha_p^0 \beta_s^{-1} (p + p_1)}, \quad (56)$$

$$f_s = \frac{\alpha_n^0 n \beta_s + \beta_s^{-1} \alpha_p^0 p_1}{\alpha_n^0 \beta_s (n + n_1) + \alpha_p^0 \beta_s^{-1} (p + p_1)}. \quad (57)$$

В приближении $n \gg p$ и $\Delta p \gg p \geq p_1$, справедливым для ЛС, из (56) имеем

$$j_{ns} \approx \frac{N_s \Delta p}{2\beta_s}. \quad (58)$$

В сильном электрическом поле в ЛС концентрация дырок и скорость их захвата на ПС $\alpha_p^0 \beta_s^{-1} \Delta p$ малы и тогда рекомбинационный поток $j_{ns} = j_{ps}$ также будет мал. Как отмечено выше, для создания сильного поля необходимо обеспечить технологию высокого градиента легирующей примеси в ЛС. Обычно градиентное поле E в лицевом слое n^+p -Si СЭ достигает $\sim 10^3$ В/см и более. В принципе эффект поля можно усилить за счет контактной разности потенциалов на поверхности полупроводник–поверхностный диэлектрик. Как правило, любой диэлектрик обладает радиоэлектронным эффектом. Под действием ультрафиолетового солнечного излучения в электроде создается электрическое поле с контактным потенциалом $\Delta\phi_k$ не менее половины ширины запрещенной зоны диэлектрика; оно может достигать 3...4 эВ при ширине запрещенной зоны диэлектрика 7...9 эВ. При этом на границе полупроводника, где расположен ПС, напряженность электрического поля возрастает до $10^4 \dots 10^5$ В/см. Этого достаточно, чтобы ограничить доступ дырок к ПС.

Более точная оценка контактных полей, зарядов и потенциалов на поверхности ЛС затруднена из-за отсутствия информации об электрофизических свойствах и распределения дефектов у границ раздела сред. Из физических соображений следует, что в ЛС действительно много дефектов. Их образование обусловлено прежде всего тем, что n^+ -слой представляет собой материал, перенасыщенный фосфором до пределов растворимости ($N_d \sim 10^{20} \dots 10^{21}$ см⁻³). Это приводит к распаду раствора с выделением второй фазы с участием атомов кислорода ($N_O \approx 10^{18}$ см⁻³) и частично углерода ($N_C \approx 10^{17}$ см⁻³) и бора ($N_B \approx 10^{16}$ см⁻³). Следует предполагать, что в таком ЛС кроме точечных дефектов (А-центров, Е-центров, акцепторно-донорных пар и других комплексов) образуются также и структурные дефекты. Они обнаруживаются по избыточному току обратного смещенного n^+p -перехода СЭ, который на порядок выше теплового тока:

$$J_{изб} \gg J_0 = q \left(\frac{n_p D_n}{L_n} + \frac{p_n D_p}{L_p} \right). \quad (59)$$

Те из структурных дефектов, которые оказываются в области объемного заряда n^+p -перехода, выявляются также с помощью микроплазм, возникающих при повышенном ($V_{обр} > 5$ В) обратном напряжении [8].

Все эти дефекты ухудшают электрофизические свойства ЛС: увеличивают омическое сопротивление и уменьшают время жизни ННТ (дырок). Необходима технология (n^+ -слоя), которая бы обеспечивала максимальную электропроводность ЛС с максимальным градиентным (тянущим) полем и максимальной контрольной разностью потенциалов (КРП).

В заключение следует отметить, что количественная оценка фотоэлектрической эффективности ЛС может быть произведена по вышеприведенным уравнениям и формулам после уточнения концентрационного и дефектного состава ЛС и ПС, а также изучения

влияния излучения на КРП границы ЛС с диэлектриком. Прежде всего необходимы электронно-микроскопические исследования состава и распределения примесей и дефектов в поперечном сечении ЛС. Очень важной могла быть информация о зависимости электропроводности n^+ -канала от электрического режима СЭ (в частном от выходного потенциала V).

Библиографические ссылки

1. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М. : Наука, 1977.
2. Зеегер К. Физика полупроводников. М. : Мир, 1977.
3. Васильев А. М., Ландеман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М. : Сов. радио, 1971.

4. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. М. : Энергоатомиздат, 1987.

5. Ленченко В. М., Логинов Ю. Ю., Малков Д. О. Влияние омических потерь в лицевом n^+ -слое на выходные характеристики СЭ n^+ - p -типов // Вестн. Краснояр. гос. ун-та. Физ.-мат. науки. 2005. № 4. С. 33–39.

6. Преобразование солнечной энергии / под ред. Б. Серафима. М. : Энергоатомиздат, 1982.

7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов : в 2 т. Т. 2. М. : Мир, 1984.

8. Ленченко В. М., Логинов Ю. Ю., Мозжерин А. В. Лавинное умножение и излучательная рекомбинация носителей тока в кремниевых солнечных элементах // Вестник СибГАУ. Вып. 4(30). 2010. С. 11–15.

V. M. Lenchenko, Yu. Yu. Loginov, A. V. Mozzherin

ANALYSIS OF HEAT AND PHOTON RECOMBINATION LOSSES IN SOLAR CELLS

Photoconversion efficiency of light into electrical current is limited by recombination, thermal and other losses of photon energy in the structures of solar cells, including those used in space vehicles. The equations describing the loss, adjusted the light dispersal ohmic losses in the surface layer. For the first time an assessment of the heat losses due to Peltier effect at the contacts of the circuit of solar cells. The ways to minimize recombination losses in the surface layer due to the electric field of contact charges are discussed.

Keywords: solar cells, photons, recombination, the photocurrent.

© Ленченко В. М., Логинов Ю. Ю., Мозжерин А. В., 2011

УДК 621.83.061.4

Г. Н. Лимаренко, М. П. Головин, М. В. Шевчугов

СИНТЕЗ ПРОФИЛЯ КУЛАЧКА, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО С ВНУТРЕННИМ КОЛЬЦОМ ПОДШИПНИКА КАЧЕНИЯ В ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ ВОЛНОВОЙ ПЕРЕДАЧЕ

Приведены результаты теоретических исследований и методов расчета в ПК MathCad при синтезе диаграммы взаимодействия кулачка с толкателем в его относительном движении в приводе выходного звена – роликовой рейки поступательной волновой передачи, а также профиля плоского кулачка в генераторе волн, взаимодействующего с внутренним кольцом подшипника качения, установленного в толкателе.

Ключевые слова: диаграмма, толкатель, кулачок, профиль, кривизна, аналог скорости.

Волновые реечные передачи (ВРП) [1] по сравнению с обычными зубчатыми реечными передачами обладают рядом преимуществ, к которым относятся:

- большая редукция между входным валом и выходной рейкой (за один оборот вала рейка перемещается на один шаг зубьев);
- многопарность контакта в зацепляющихся звеньях, способствующая повышению плавности движения, жесткости, тягового усилия и точности;
- КПД, превышающий 85 % при большой редукции механизма;
- простота схемы выбора зазоров в зацеплении путем ортогонального подпружиненного сближения ведущих и ведомого звеньев;

– возможность передачи движения в герметичное (изолированное) пространство путем установки разделительной мембраны между ведущими звеньями и корпусом.

В ВРП используются промежуточные звенья в виде клиньев-толкателей и многокулачковый приводной вал. При установке на толкателях роликов, внешняя поверхность которых взаимодействует с кулачком, частота вращения ролика может достигать $4\,000\text{ мин}^{-1}$ и более. Такие частоты вращения требуют применения в конструкциях кулачковых механизмов прецизионных подшипников, принятия мер к снижению виброактивности и повышению долговечности, что ведет к удорожанию изделий.