

Ռ.Ա. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

**ՈՒՂՂԱՀԱՅԱՑ Ք-Ն ԱՆՑՈՒՄՈՎ ԱՐԵՎԱՅԻՆ ՏԱՐՐԵՐԻ
ԱՐԴՅՈՒՆԱՎԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ**

Մշակված է ուղղահայաց թ-ն անցումով արևային մարտկոցի օ.գ.գ.-ն հաշվելու մեթոդ: Ցույց է տրված, որ ուղղահայաց անցումով արևային մարտկոցի օ.գ.գ.-ի բանաձևը տարբերվում է հորիզոնական անցումով արևային մարտկոցի օ.գ.գ.-ի բանաձևից երկրաչափական գործակցով, որն ուղիղ համեմատական է թ-ն անցման խորությանը:

Առանցքային բառեր. արևային էլեմենտ, ուղղահայաց թ-ն անցում, մակերեսային ռեկոմբինացիա, ճառագայթային անցում:

Ներածություն: Ավանդական, այսպես կոչված, «հորիզոնական» թ-ն անցումով արևային էլեմենտներ (ԱԷ) մշակելիս, որոնք ուղղահայաց են անկման լույսի հոսքին, անխուսափելիորեն առաջանում են միմյանց հակասական պահանջներ շերտի դիմադրողականության նկատմամբ, սպեկտրային զգայնություն, մթազնում, որը առաջանում է մակերեսային օհմական կոնտակտի արդյունքում և այլն: Նման տարրերի արդյունավետությունը մեծանում է լուսավորության ինտենսիվության բարձրացմամբ՝ մինչև մոտ 60 ... 80 արև, այնուհետև նվազում է [1-3]:

Վերջին շրջանում ինտենսիվ կերպով ուսումնասիրություն է կատարվում, և պատրաստվում են, այսպես կոչված, «ուղղահայաց» թ-ն անցումով ԱԷ-ներ [4-6], որոնք ընթացող լույսի հոսքին զուգահեռ են: Բացի վերը նշված փոխադարձ հակասական պահանջների բացակայությունից, նման կառուցվածքներն ունեն մի շարք այլ առավելություններ: Օրինակ, քանի որ այս տարրերի առջևի և հետևի մակերևույթների վրա մետաղացում չկա, դրանք կարող են թափանցիկ լինել սպեկտրի երկար ալիքի մասում՝ հիմնական կլանման գոտու եզրից: Բացի այդ, դրանք երկկողմանի կառուցվածքներ են, քանի որ կարող են փոխակերպել լույսը ինչպես առջևի, այնպես էլ հետևի կողմերից, ինչպես նաև ծառայում են որպես կասկադային արևային էլեմենտների մաս:

Ավելի վաղ արևային էլեմենտների արդյունավետության ուսումնասիրության ժամանակ դիտարկվում էին հիմնականում հորիզոնական անցումով արևային էլեմենտներ [1-3]: Այս աշխատանքի նպատակն է մշակել ուղղահայաց թ-ն հանգույցով արևային մարտկոցի արդյունավետության հաշվարկման մեթոդ:

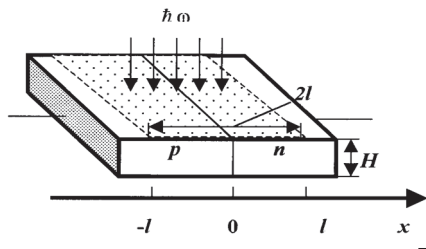
Հավասարման լուծում: Օ.գ.գ.-ն որոշելու համար անհրաժեշտ է լուծել շարունակականության հավասարումը՝ հաշվի առնելով ճառագայթային անցումը:

Ենթադրենք՝ լայնակի լուսավորության դեպքում ոչ հիմնական լիցքակիրների դիֆուզային երկարությունը զգալիորեն մեծ է ԱԷ-ից, լուսավորության ուղղությամբ ($L \gg H$) և մակերևութային ռեկոմբինացիա չկա ($S=0$). դիցուք ԱԷ միատեսակ լուսավորվում է շերտի լայնությամբ $2l$ p-n- անցման երկու կողմից (նկ.)

Եթե շարունակականության հավասարումը p- տիրույթի էլեկտրոնների համար ինտեգրել y փոփոխականի վրա, զուգահեռ լույսի աղբյուրին $y = 0$ -ից $y = H$, և արդյունքը բաժանենք H , ապա կստացվի ($\alpha L \leq 1$) [3].

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

որտեղ $\bar{\delta n} = \frac{1}{H} \int_0^H \delta n(x, y) dy$; $\bar{g} = \frac{1}{H} \int_0^H g(y) dy$ - ը ավելցուկային կոնցենտրացիայի խորության միջին արժեքներն են, $\delta n(x, y)$ -ն՝ էլեկտրոնների և գեներացման տեմպի $g(y)$; D_n -ն՝ էլեկտրոնների դիֆուզիայի գործակիցը; τ -ն՝ էլեկտրոնի կյանքի տևողությունը; α -ն՝ կլանման գործակիցը.



Նկ. ԱԷ՝ ուղահայաց p-n անցմամբ

Որպես սահմանային պայմաններ ունենք՝ $\bar{n}(-1) = n_p$ և $\bar{p}(+1) = p_n$: Ենթադրենք՝ ծավալային լիցքի տիրույթի դրեյֆային հոսանքը կոմպենսացնում է դիֆուզայինը $|j_n| \ll |j_{n, \text{диф}}| = |j_{n, \text{дрейф}}|$. Այդ դեպքում Ֆերմի մակարդակը կախված չի լինի կոորդինատներից, և միացման տիրույթի եզրերում կստանանք ևս երկու սահմանային պայման:

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

որտեղ U -ն ԱԷ էլեկտրոդների միջև եղած լարումն է:

Դիտարկենք այն դեպքը, երբ $x_n - x_p \ll L_n, L_p$. Սա նշանակում է, որ կարելի է անտեսել ռեկոմբինացիան ծավալային լիցքի տիրույթում (Շոկլիի սահմանային դեպք): Այսպիսով, կարող ենք տեղադրել $x_n = x_p = 0$, ինչի արդյունքում սահմանային պայմանները (2) ստանում են ավելի պարզ տեսք:

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

Այսպիսով, լուծումը, որը նկարագրում է էլեկտրոնների բաշխումը p-տիրություն, ստանում է հետևյալ տեսքը՝

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

որտեղ A' և B' մեծությունները գտնվում են սահմանային պայմաններից: Այժմ հաշվարկենք էլեկտրոնային հոսանքի խտությունը $l/L_n \gg 1$ դեպքում.

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

Նմանապես հոսանքի խտության անցքային բաղկացուցիչի համար գտնում ենք՝

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

Էլեկտրական հոսանքի ընդհանուր խտությունը կազմում է $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$: Վերոնշյալ մոդելի ընդունմամբ՝ $j_n(x_p) \approx j_n(x_n)$ և $j_p(x_p) \approx j_p(x_n)$, ապա $j \approx j_n(0) + j_p(0)$: Այսպիսով, A լայնակի հատույթով ԱԷ բնութագրի համար ստանում ենք՝

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

Այստեղ նկարագրված է դիոդի մութ հոսանքը և ֆոտոհոսանք II: Վերջինս կախված է U լարումից՝ տեղաշարժելով դիոդի բնութագիրը որպես ամբողջություն: Ֆոտոհոսանքը գծային կախված է լույսի ինտենսիվությունից:

ԱԷ-ի օ.գ.գ.-ի հաշվարկը և արդյունքների ամփոփում: ԱԷ-ի դիոդների լարվածությունը, ԱԷ-ի օ.գ.գ.-ի հաշվարկը և արդյունքների ամփոփումը փակ կամայական ծանրաբեռնվածությամբ՝

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

որտեղ I_s -ը հագեցվածության հոսանքն է:

Հզորությունն արտաքին շղթայում հավասար է՝

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

Համառոտության համար ներմուծենք անսահման հոսանք՝

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

և նշանակենք $G = \bar{g}A$ ֆոտոկրիչի գեներացման ընդհանուր տեմպը: P-ի համար արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել ավելի պարզ տեսքով՝

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

Էներգիայի փոխակերպման համար արտաքին շղթայում կարևոր է ունենալ առավելագույն հզորություն: Տարբերակելով և նշանակելով արտահայտությունը (9) y -ով և հավասարեցնելով արտահայտությունը զրոյի, պարզում ենք, որ մաքսիմալ հզորություն ունենք y_m հոսանքի դեպքում, որը բավարարում է հետևյալ հավասարմանը՝

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

y_m -ի z -ից կախվածությունը գտնվում է համար ներմուծենք բարդ ֆունկցիա՝ $F(z, y_m(z)) = [1 + z - y_m(z)] \cdot \ln[1 + z - y_m(z)] - y_m(z)$, որտեղ y_m ենթադրաբար կախված է z -ից: Քանի որ $F(z, y_m(z)) = 0$, հետևաբար՝ այս հավասարման z -ի նկատմամբ ածանցյալը նույնպես հավասար է զրոյի.

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

Ստացված առաջին կարգի դիֆերենցիալ հավասարումը $y_m(z)$ նկատմամբ և $y_m(z_0) = y_{m0}$ սկզբնական պայմանով հեշտ լուծվում է «Mathematica4», մաթեմատիկական համակարգով, և ստացվում է $y_m(z)$ կախվածությունը: Լույսի ինտենսիվությունը մեծացնելիս (z -ը մեծացնելիս) y_m -ը մոնոտոն մեծանում է և մոտենում z -ին: Արտաքին շղթայում ամենամեծ հզորությունը հասնում է՝

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

որտեղ՝

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

իսկ y_m -ը հավասարման արմատն է (10).

Քանի որ արևային ճառագայթումը մոնոքրոմատային չէ, և ակտիվ են միայն այն ֆոտոնները, որոնց էներգիան $\bar{h}\omega \geq E_g$, ապա գեներացիան համաչափ է.

$$G \sim \frac{1}{H} \int_{E_g}^{\infty} p_0(\bar{h}\omega) \bar{h}\omega d(\bar{h}\omega) \int_0^H \alpha \exp(-\alpha y) dy, \quad (14)$$

որտեղ $p_0(\bar{h}\omega)$ ֆոտոնների կոնցենտրացիան է $\bar{h}\omega$ լուսային հոսքում:

Էլեմենտի վրա ընկնող p_0 հզորությունը համաչափ է,

$$p_0 \sim \int_0^{\infty} p_0(\bar{h}\omega) \bar{h}\omega d(\bar{h}\omega), \quad (15)$$

ընդ որում, համարժեքները համաչափ են (14) և (15)-ում: Քանի որ արևային ճառագայթումն իր սպեկտրային կազմով մոտ է բացարձակ սև մարմնի ճառագայթումին

գայթամանը, ապա $p_0(\hbar\omega)$ ի համար կարելի օգտվել Պլանկի բանաձևից, համարելով $T = T_1 = 6(10^3\text{K})$ (արևի մակերևույթի ջերմաստիճանը):

Ապա առավելագույն օ.գ.գգ.-ի համար ունենք՝

$$\eta_m = \frac{P_m}{P_0} = kT(1 - R)f(z) \frac{L_n + L_p}{H} \frac{\int_{E_g}^{\infty} p_0(\hbar\omega)(1 - e^{-\alpha H})d(\hbar\omega)}{\int_0^{\infty} p_0(\hbar\omega)\hbar\omega d(\hbar\omega)} : \quad (16)$$

Աէ-ի հաստությունը՝ H , պետք է շատ ավելի գերակշիռի $1/\alpha$: Դա բնութագրում է կլանման խորությունը, որը ճառագայթման ինտենսիվությունը նվազեցնում է e անգամ: H -ի չափից դուրս մեծացնելը ցանկալի չէ, քանի որ այն ուղեկցվում է ռեկոմբինացվող կորուստների աճով:

Այսպիսով, $\alpha H \gg 1$ մոտեցմամբ, տարական ձևափոխումներից հետո, օ.գ.գ.- ի համար ստանում ենք՝

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

որտեղ $x_1 = E_g/kT_1$,

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

Նշենք, որ (17) բանաձևը տարբերվում է հորիզոնական անցումով Աէ-ի օ.գ.գ.- ի բանաձևից [4]. երկրաչափական ֆակտորով $(L_n + L_p) / H$ օ.գ.գ.- ի համաչափությունը $L_n + L_p$ արժեքին ունի հետևյալ ֆիզիկական իմաստը: $1 \gg L_n$ դեպքում L_p -ի միայն այն կրողներն են ծավալային լիցքերի դաշտում բաժանվում և օ.գ.գ.-ի մեջ ներդրում ունենում, որոնք առաջացնում են մեկից ոչ ավելի դիֆուզիոն երկարություն n - և p շրջանների սահմանից: Այսպիսով՝ Աէ-ն երկայնքով լուսավորելիս ունի լուսազգայություն միայն $L_n + L$ լայնության գոտում: Քանի որ 1 արժեքի ընտրությունը կամայական է, ապա որպես 1 կարող ենք վերցնել p - n -խորության ծածկման X անցումը: Որպեսզի ստանանք օ.գ.գ.-ի մոտավոր գնահատումը (17), լուծումը կարելի արտարկել անել $1 = L_n$, արժեքին, որից հետո վերը նշված երկրաչափական ֆակտորը կունենա x_j/H տեսքը: Այդ ֆակտորի իմաստն հետևյալն է. որպեսզի օ.գ.գ.- ի մեծ արժեք ստանանք, պետք է մեծացնել p - n - անցման խորության ծածկումը և փոքրացնել Աէ հաստությունը:

Ստացված կախվածությունների միջոցով գնահատենք Աէ-ի օ.գ.գ.-ն ուղղահայաց p - n անցումով: Ֆունկցիան ունի մաքսիմում, որը հավասար է 44%-ի, $x_{1m} = 2.2$ արժեքի դեպքում: Դա նշանակում է, որ տվյալ ջերմաստիճանում սև ճառագայթումն ունի օպտիմալ լայնություն կիսահաղորդչի արգելված սահմանում: Քանի որ այդպիսի արգելված լայնույթ ունի սիլիցիումը, ապա հենց այդ նյութն է լայնորեն օգտագործվում Աէ պատրաստելիս: Թույլ լուսավորվածության

նեժիմում $z \ll 1$ տրամաբանորեն պահելով (10) բանաձևում 1-ին կարգի փոքր անդամները, գտնում ենք $y_m = \frac{1}{2}z(I_m = \frac{1}{2} I_1)$.

Ընդհանուր դեպքում y_m -ի կախվածությունը z -ից որոշվում է (11) դիֆերենցիալ հավասարումով, $y_m(z_0) = y_{m0}$ սկզբնական պայմանով: Քանի որ z արժեքը կախված է I_S -ից, այն նաեւ կախված է նյութի պարամետրներից (ինչպիսին են t, D) և համաձուլվածքի աստիճանից): Օ.գ.գ.-ի իդեալական արժեքն իրականացվում է նյութերի պարամետրերի օպտիմալ ընտրությամբ, երբ I_S -ի արժեքը մինիմալ է: AM1,5-ի դեպքում I կմ կարճ միացման հոսանքի համար, որը հավասար է $\alpha H \gg 1$, մոտավոր պարզ հաշվարկներից հետո ստանում ենք՝

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

Հասնելով Երկրի ուղեծրին՝ ճառագայթումը նվազում է, այսպես առաջանում է $\zeta = (R_c/R_0)^2$ գործոնը ($R_c = 6.96 \cdot 10^8$ մ Արևի շառավիղ, $R_0 = 1.5 \cdot 10^4$ մ Արևի հեռավորությունը Երկրից): Այս բանաձևից տեսնում ենք, որ կարճ միացման հոսանքը գծային է աճում, ճառագայթման կոնցենտրացիայի աճելու հետ միասին, որը բնութագրվում է K պարամետրով: Սենյակային ջերմաստիճանում սիլիցիումի p - n անցումի թվային գնահատականը կարճ միացման հոսանքի Աէ H բնութագրող պարամետրի դեպքում՝ $\tau_n = 100$ մկմ, $D_n = 34$ սմ²/վրկ, $K=1$ տալիս է՝ $I_1 = 150$ մԱ: Տեղադրելով ֆոտոհոսանքի այս արժեքները (17) բանաձևում, կստանանք համապատասխան արժեքը՝ օ.գ.գ. $\approx 34\%$: Հարկ է նաև նշել, որ Աէ-ի օ.գ.գ.- ն աճում է 2%-ով՝ K -ի գործակիցը 10 անգամ մեծացնելիս:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

1. **Այվազյան Կ.Գ.** Բարձր արդյունավետությամբ արևային տարրեր և կայաններ. - Եր.: Գասպրինտ, 2016. – 198 էջ:
2. **Վարդանյան Ա.Ա., Այվազյան Կ.Գ.** Ֆոտովոլտաիկ բարձր խտացման մոդուլ // Վերականգնվող և մաքուր էներգիայի հինգերորդ համաժողովի նյութեր. - Երևան, Հայաստան, 2014.- էջ 199-202:
3. Advances in Photovoltaics: Part 1 /Edited by **Gerhard Willeke, Eicke Weber**.- Publisher: Elsevier, 2014. – 164 p.
4. **Samoura A., Sakho O., Omar Faye O., Beye A.** Base Doping Effects on the Efficiency of Vertical Parallel Junction Solar Cells // Open J. of Appl. Sci.- 2017.-V. 7.- P. 282-290.
5. **Варданян А.А., Айвазян Г.Е., Киракосян Г.Г., Петросян А.В.** Исследование ВАХ планарных и торцевых солнечных элементов // Изв. НАН РА и ГИУА. Сер. ТН.- 2005.- Т. LVIII, № 1. - С. 127-131.
6. **Buniatyan V.V., Vardanyan A.A.** Performances of Solar Water Pumping Station with Solar Tracker // Proceedings of the RA NAS and SEUA. Ser. of Tech. sci. - 2011.- V. 64, N1. - P. 99-103.

Р.А. ТОВМАСЯН

**ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С
ВЕРТИКАЛЬНЫМ P-N ПЕРЕХОДОМ**

Разработан метод расчета коэффициента полезного действия (КПД) солнечной батареи с вертикальным p-n переходом. Показано, что формула КПД вертикальной батареи отличается от формулы КПД горизонтальной батареи геометрическим коэффициентом, прямо пропорциональным глубине p-n перехода.

Ключевые слова: солнечный элемент, вертикальный p-n переход, преобразователь, поверхностная рекомбинация, радиальный переход.

R.A. TOVMASYAN

**EVALUATING THE EFFICIENCY OF SOLAR CELLS WITH A
VERTICAL P-N JUNCTION**

A method for calculating the efficiency of a solar battery with a vertical p-n junction has been developed. It is shown that the work efficiency formula of a vertical battery differs from that of a horizontal battery by a geometric coefficient directly proportional to the depth of the p-n junction.

Keywords: solar cell, vertical p-n junction, surface recombination, radial junction.

ՀՏԴ 621.382

Ա.Օ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

**ԻՆՏԵԳՐԱԼ ՍԻՆՄԱՆԵՐՈՒՄ ՀԱՂՈՐԴՄԱՆ ԳԾԵՐԻ ԾՐԱԳԾՄԱՆ
ԽՆԴԻՐՆԵՐԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ**

Տեսականորեն և մոդելավորման հիման վրա հետազոտվել են ինտեգրալ սխեմաներում հաղորդման գծերի (միջմիացումների) ծրագծման առանձնահատկությունները: Ներկայացվել են միջմիացումներում հապաղման ժամանակի հաշվարկի անալիտիկ արտահայտություններ, կատարվել են դրանց նվազարկման եղանակների վերլուծություն և ֆիզիկական նախագծում, բերվել են մոդելավորման արդյունքները:

Առանցքային բառեր. ինտեգրալ սխեմա, հաղորդման գիծ, մետաղների մակարդակ, ծրագծում:

Ներածություն: Ժամանակակից ինտեգրալ սխեմաների (ԻՍ) միջմիացումների ծրագծման ժամանակ մետաղական մակարդակների թիվը գերազանցում է 15-ը [1-3]: Ավելի է կարևորվում համապատասխան մակարդակի մետաղի ճիշտ ընտրությունը, ընդ որում, պետք է հաշվի առնվեն մեծ թվով պարամետրեր (փոխադարձ փոխձածկում, միջմիացման մետաղի երկարությամբ պայմանավորված ժամանակային հապաղում): ԻՍ-ում միջմիացումները բավականին լուրջ