

ՏՈՒՐԿԱ

УДК 621.3.032.621.385

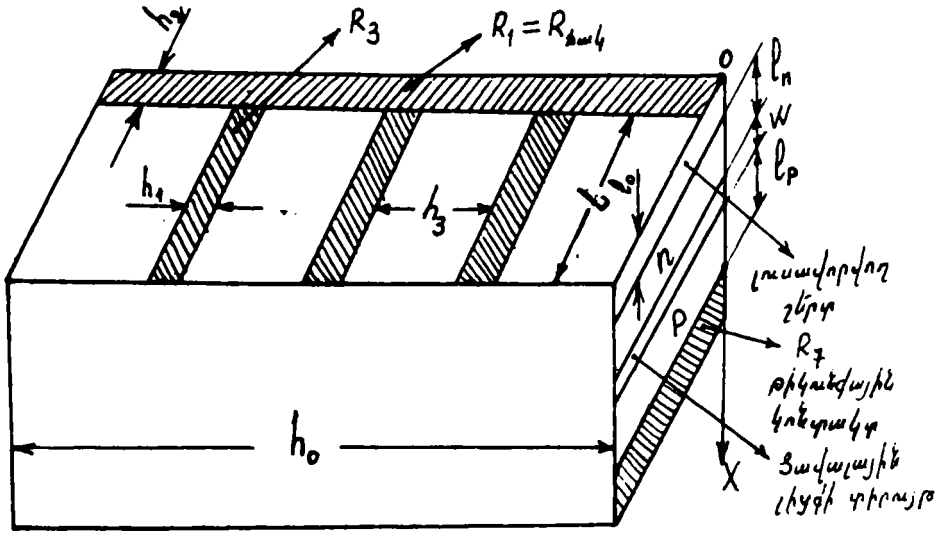
Ա. Ա. ԱՐՁՈՒՄՆՅԱՆ, Հ. Ս. ԿԱՐՍՅԱՆ

ԿՄԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ԼՈՒՍԱՓՈՒՍԿԵՐՈՒՄԻՉԻ ՕՐԳ.Ի ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ  
ՄՈՒԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ ՀԱՄԱՐԺԵ ՍԽԵՄԱՅԻ ԵՂԱՆԱԿՈՒ

Տիեզերական և երկրային էներգաֆիզիկայում այժմ իր ուրույն և հետզհետե աճող դերն ունի կիսահաղորդչային ֆոտովոլտիկ փոխակերպիչը: Խնդիրն այստեղ ունի երկու ասպեկտ՝ ֆիզիկական երևույթների մոդելավորումը փոխակերպիչում և փոխակերպիչների մարտկոցի մոդելավորումը՝ հաջորդական օպտիմալացումով: Առավելագույն օ.գ.գ. ստանալու պահանջը բերում է այդ երկու ասպեկտների միաժամանակյա թնտեսման անհրաժեշտությանը, ջանի որ առավել արդյունավետ մարտկոց պարտադիր չէ ստանալ առավել արդյունավետ տարրերի միջոցով: Մյուս կողմից գոյություն ունեցող աշխատանքներում, օրինակ [1—5], թնտեսվում են, որպես օրենք, այդ խնդիրները անջատ-անջատ, որևէ մի մասնավոր դեպքի համար: Այս հանգամանքը արժեքավոր և հրատապ է դարձնում ավելի ընդհանուր դրվածքով խնդրի թնտեսումը ավելի կիրառական էլքով՝ հատկապես թվային եղանակների կիրառման առումով:

Այս կապակցությամբ աշխատանքում դրված է նպատակ. մոդելավորել կիսահաղորդչային արևային էներգիայի փոխակերպչային մարտկոց և նրա օպտիմալ մոդելը՝ ներքին երևույթների առավելագույն հաշվառմամբ: Այդ նպատակով մարտկոցի ամեն տարր փոխարինենք ընդհանուր դեպքի համար համարժեք սխեմայով և օպտիմալացման ենթարկենք երկբևույց մատրիցական մարտկոցը նրանց հիման վրա /նկ. 1/: Այստեղ խնդիրը ճյուղավորվում է: Եթե  $m \times n$  բլոկը ինտեգրալ մոդուլ է, ապա բացի ներտարրային երևույթներից պետք է հաշվի առնվեն նաև միջտարրային փոխազդեցությունները, որոնք տեղի ունեն, եթե միջտարրային հեռավորությունը փոքր է մասնիկների դիֆուզիայի երկարությունից: Խնտեգրալ բազմամիտեր տրանզիստորների համար նման դեպքի մոդելավորման տեսությունը զարգացրել է Գ. Ավագյանը [4], որը կիրառելի է նաև այս խնդրում: Այստեղ մենք թնտեսում ենք հակառակ դեպքը: Լուծելով կինետիկայի էլեկտրաստատիկայի հավասարումների համակարգը որևէ տարրի համար ներհոսքի ցածր մակարդակի դեպքում, որպես եզրային պայման ընդունելով Բոլցմանի բաշխումը չայլասերված, կտրուկ  $p$ - $n$  անցման համար, իսկ ճակատային մակերևույթների մոտ նաև ռեկոմբինացիայի առկայությունը՝ կստանանք

$$D_p \Delta P = S_p (P - P_0) : \quad (1)$$



նկ.1:

Ենթադրենք  $\lambda$  երկարության ֆոտոնի կլանման գործակիցը  $\alpha_\lambda$  է, անդրադարձմանը՝  $R_\lambda$ , քվանտային ելքը՝  $\eta_\lambda$ , հոսքի սպեկտրալ խտությունը՝  $n_\lambda$ : Այս դեպքում  $x$  հեռավորության վրա էլեկտրոն-խոռոչ զույգի գեներացիայի արագությունը կլինի՝

$$G(\lambda, x) = \alpha_\lambda \eta_\lambda n_\lambda (1 - R_\lambda) e^{-\alpha_\lambda x} \quad (2)$$

Ենթադրենք նկ.1-ի մոդելում  $p$ -ն անցումը հետերոանցում է վերին  $n$  շերտով և ներքին  $p$  շերտով, որոնց համապատասխան մեծությունները կինդեքսավորենք «1» և «2» նիշերով: Այս դեպքում ֆոտոհոսանքի համար կստանանք.

$$I = \int_0^{\lambda_{\max}} e n_\lambda \eta_\lambda (1 - R_\lambda) \cdot \left\{ \frac{\alpha_1 L_p^2}{\alpha_1^2 L_p^2 - 1} \left[ \frac{D_p \alpha_1 + S_p}{D_p + S_p L_p} \cdot e^{-\frac{l_n}{L_p}} - \alpha_1 e^{-\alpha_1 l_n} + \right. \right. \\ \left. \left. + \operatorname{th} \left( \frac{l_n}{L_p} + \operatorname{arctg} \frac{S_p L_p}{D_p} \right) \left( \frac{\alpha_1 L_p D_p}{D_p + L_p S_p} e^{-\frac{l_n}{L_p}} - e^{-\alpha_1 l_n} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{L_n \alpha_2 e^{-\alpha_1 (l_n + W)}}{\alpha_2 L_n + 1} \left[ 1 - \frac{e^{2\alpha_2 (l_n + W)}}{\alpha_2 L_n - 1} \cdot \frac{e^{-\frac{l_n + W + l_p}{L_n}} - e^{-\alpha_2 (l_n + W + l_p)}}{\operatorname{Sh} \frac{l_n + W + l_p}{L_n}} \right] + \right. \\ \left. + \left[ e^{-\alpha_1 l_n} (1 - e^{-\alpha_1 W_1}) + e^{-\alpha_1 (l_n + W_1)} (1 - e^{-\alpha_2 W_2}) \right] \right\} d\lambda, \quad (3)$$

որտեղ  $W_1 + W_2 = W$   $p$ -ն անցման ընդարձակումներն են, ինտեգրալատակ արտահայտությունը (ներքին սպեկտրալ արձագանքը) նկարագրում է  $p$  և  $n$  տիրույթների հավաքած լուսածնյալ մասնիկները, իսկ վերջին անդամը  $p$ -ն տիրույթում ծնված ու

դաշտով դուրս նետվածների հոսանքն է: (3)-ում  $\alpha_1 = \alpha_2$ -ի դեպքում կստանանք  $p$ -ո հոմոնոմիան դեպքը:

Վոլտամպերային բութագիծը հաշվելու համար ենթադրենք, թե հետերոնացման համար գործում է Անդերսոնի մոդելը, իսկ ռեկոմբինացիոն կենտրոնները գտնվում են  $p$  և  $n$  տիրույթների արգելման գոտիների կենտրոնին մոտ: Այս դեպքում, հետևելով [5,6]-ում մշակված եղանակին, նկ. 1-ի տոպոլոգիայի դեպքում դժվար չէ ստանալ հետևյալ արտահայտությունը (լարումը չափելով  $\frac{kT}{e}$  միավորներով).

$$J = S_{\text{տրվ}} \left[ I(e^{V+IR_0} - 1) + I_{r0} e^{-\frac{V+IR_0}{2}} \right] - S_{\text{գրմ}} I_0 + \frac{V+IR_0}{R_0}, \quad (4)$$

որտեղ  $S_{\text{տրվ}} = Lh_0$ ,  $S_{\text{գրմ}}$ -ը պատուհանների մակերեսն է,

$$i = \frac{ex_p D_n}{L_n \text{th} \frac{l_p}{L_n}} \cdot e^{V_D - \Delta E_c} + \frac{ex_p D_p e^{-V_D - \Delta E_v}}{L_p \text{cth} \left( \frac{l_n}{l_p} + \text{arcth} \frac{S_p L_p}{D_p} \right)}$$

հազեցման հոսանքն է,

$$I_{r0} = (V_D - VV_D)^{-1/2} \left[ \frac{en_1 W_1}{2\tau_{10} \kappa_2 \epsilon_2} (\kappa_2 \epsilon_2 + \kappa_1 \epsilon_1) + \frac{en_2 W_2}{2\tau_{20} \kappa_1 \epsilon_1} (\kappa_1 \epsilon_1 + \kappa_2 \epsilon_2) \right]$$

ռեկոմբինացիայի գործակիցն է,  $V_D$ -ն՝ կոնտակտային պոտենցիալը, մնացած նշանակումները բերված են [5,6]-ում: (4)-ի աջ մասի վերջին անդամը արհամարհելի փոքր է մնացածների համեմատ [4-5]: (3) և (4) հավասարումները հնարավորություն են տալիս ստանալ ֆոտոէլեմենտի համարժեք սխեման, որը բերված է նկ. 2-ում, հետևաբար և մոդուլային մարտկոցների համարժեք սխեման (նկ. 3):

Հաջորդական դիմադրությունը հաշվելով Հենդի եղանակով [2], կժտանանք

$$R_0 = R_{\text{տրվ}} + R_{\text{հտկ}} + R_{\text{դրվ}} + R_{\text{հտկ}}, \quad (5)$$

որտեղ

$$R_{\text{տրվ}} = \frac{\rho_n l_n + \rho_p l_p}{Lh_0}, \quad R_{\text{հտկ}} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2},$$

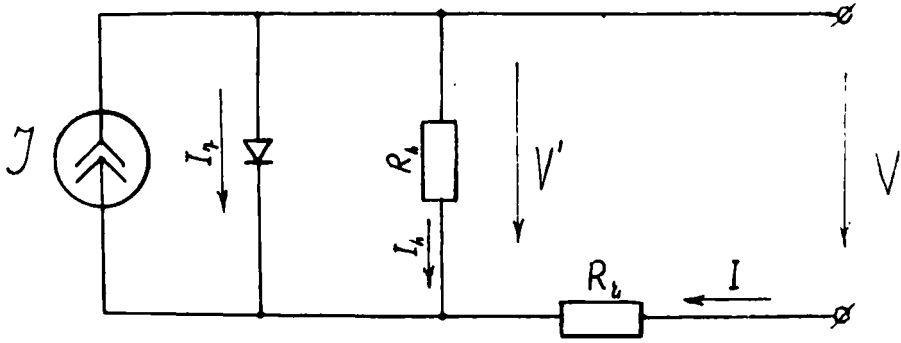
$$R_1 = \frac{R_4}{2} \left( 1 + \frac{2R_{\text{հտկ}}}{2R_3 + R_3} + \frac{R_{\text{հտկ}}}{R_{\text{հտկ}} + R_4} \right) / \left( 1 + \frac{R_{\text{հտկ}} + R_4}{2R_3 + R_3} \right),$$

$$R_2 = \frac{R_1(R_1 + R_{\text{հտկ}})}{2(2R_1 + R_{\text{հտկ}})}, \quad R_4 = \frac{\rho_{\text{հտկ}} r}{\ln h_3}, \quad R_3 = \frac{r}{2h - r}:$$

$R_3$ -ը հաղորդիչ շերտի դիմադրությունն է, իսկ  $r$ -ը որոշվում է հետևյալ համասարումից՝

$$\left(\frac{2r}{h_3}\right)^2 = \frac{2h}{r} - 1 - 2\left(\frac{h}{r} - 1\right)^2 \cdot \ln \frac{h}{h-r} :$$

Իրական ֆոտոէլեմենտի օ.գ.գ.-ի համար (1—3)-ում ստացված արդյունքը կրում է մասնավոր բնույթ: Խնդիրը լուծելու և նրա հիման վրա օպտիմալ մարտկոցներ մշակելու համար կիսահաղորդչային փոխակերպիչը փոխարինենք համարժեք սխեմայով (նկ. 2), որը նկարագրվում է հետևյալ հավասարումներով.



նկ. 2:

$$I_s \exp(V + IR_v) + I'_s \exp\left(\frac{V + IR_v}{2}\right) - [J + I_s - I] + I_h = 0, \quad (6)$$

$$IR_v + V = I_h R_h = V', \quad (7)$$

որտեղ  $I_s = i \cdot S_{\text{տրվ.}}$ ,  $I'_s = i_{r0} \cdot S_{\text{տրվ.}}$ :

(6) հավասարման մեջ երկրորդ գումարելին հաշվի է առնում լիցքակիրների ռեկոմբինացիայով պայմանավորված կորուստները ֆոտոէլեմենտում: (6) և (7) հավասարումներից կարող ենք գրել.

$$I_s \exp(V + IR_v) + I'_s \exp\left(\frac{V + IR_v}{2}\right) + \frac{V + IR_v}{R_h} - [J + I_s - I] = 0 \quad (8)$$

(9) պայմանի դեպքում, որը գործնականու. իրականացվում է բավարար չափով, (8) հավասարման մեջ նախավերջին գումարելին կարելի է անտեսել.

$$R_h \gg \frac{V + IR_v}{J + I_s - I} : \quad (9)$$

Այդ դեպքում (8) հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$I_s \exp(V + IR_v) + I'_s \exp\left(\frac{V + IR_v}{2}\right) - (J + I_s - I) = 0 : \quad (10)$$

Մաքսիմալ հզորության ռեժիմը ( $I_{mp}$ ,  $V_{mp}$ ) որոշվում է հետևյալ հավասարումներից.

$$\ln \frac{\sqrt{I_s'^2 + 4I_s(J + I_s - I_{mp})} - I_s'}{2I_s} - I_{mp}R_v - \frac{2I_s I_{mp}}{I_s'^2 + 4I_s(J + I_s - I_{mp}) - I_s' \sqrt{I_s'^2 + 4I_s(J + I_s - I_{mp})}} = 0 \quad (11)$$

$$V_{mp} = 2I_s \frac{\sqrt{I_s'^2 + 4I_s(J + I_s - I_{mp})} - I_s'}{2I_s \exp\left(\frac{1}{2}R_v I_{mp}\right)} \quad (12)$$

Օ.գ.գ.-ն որոշվում է հետևյալ արտահայտությունից.

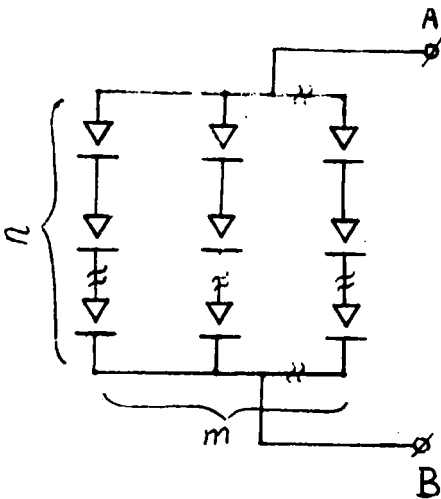
$$\eta = \frac{2I_s}{P_i} \ln \frac{\sqrt{I_s'^2 + 4I_s(J + I_s - I_{mp})} - I_s'}{2I_s \exp\left(\frac{1}{2}R_v I_{mp}\right)} \quad (13)$$

որտեղ  $P_i$ -ը ֆոտոէլեմենտի վրա ընկնող լուսային էներգիայի հզորությունն է:  
Օ.գ.գ.-ի առավելագույն արժեքը կլինի.

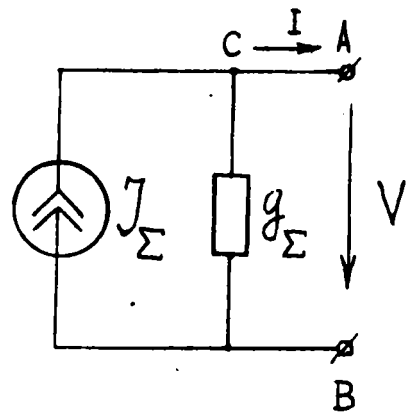
$$\eta_{max} = \frac{2I_{mp}}{P_i} \ln \frac{\sqrt{I_s'^2 + 4I_s(J + I_s - I_{mp})} - I_s'}{2I_s \exp\left(\frac{1}{2}R_v I_{mp}\right)} \quad (14)$$

(14) -ը  $I_s' = 0$  դեպքում համընկնում է [1-3]-ում ստացված արդյունքի հետ:

Նկ. 3-ում պատկերված մարտկոցը ներկայացնենք նկ. 4-ի համարժեք սխեմայով:



Նկ.3:



Նկ.4:

Այստեղ

$$I_{\Sigma} = \frac{mR_h}{R_v + R_h} [J - I_s [\exp(V') - 1]], \quad (15)$$

$$g_{\Sigma} = \frac{m}{n(R_v + R_h)}, \quad (16)$$

«С» հանգույցի համար Կիրխոֆի առաջին օրենքի համաձայն նկ 4-ի շղթան նկարագրվում է հետևյալ հավասարումով.

$$-\frac{mR_h}{R_v + R_h} [J - I_s [\exp(V') - 1]] + \frac{mV}{n(R_v + R_h)} + I = 0: \quad (17)$$

(17)-ում նախավերջին գումարելին կարելի է անտեսել հետևյալ պայմանի դեպքում, որը գործնականում ապահովվում է.

$$R_h \gg \frac{\frac{m}{n}V + IR_v}{m(I_s + J) - I}: \quad (18)$$

Այդ դեպքում մարտկոցի աշխատանքի ռեժիմը, երբ էլքում ստացվում է առավելագույն հզորություն, որոշվում է հետևյալ հավասարումներից.

$$n \ln \left[ \frac{J - \frac{I_{mp}}{m}}{I_s} + 1 \right] - 2 \frac{n}{m} R_v I_{mp} - \frac{n I_{mp}}{m(J + I_s) - I_{mp}} = 0, \quad (19)$$

$$V_{mp} = n \ln \left[ \frac{J - \frac{I_{mp}}{m}}{I_s} + 1 \right] - \frac{n}{m} I_{mp} R_v: \quad (20)$$

Որոշենք մարտկոցի օ.գ.գ.-ն.

$$\eta = \frac{1}{P_i} \left[ n \ln \left[ \frac{J - \frac{I}{m}}{I_s} + 1 \right] - \frac{n}{m} I^2 R_v \right]: \quad (21)$$

Օ.գ.գ.-ի առավելագույն արժեքը կլինի.

$$\eta_{\max} = \frac{1}{P_i} \left[ n I_{mp} \ln \left[ \frac{J - \frac{I_{mp}}{m}}{I_s} + 1 \right] - \frac{n}{m} I_{mp}^2 R_v \right]: \quad (22)$$

(22)-ը  $m = n = 1$  դեպքում համընկնում է [1—2]-ում ստացված արդյունքի հետ, որը պարզագույն փոխակերպիչի դեպքն է:

1. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. М., Мир, 1984, с. 405—409.
2. Handy R.J. Theoretical analysis of the series resistance of a solar cell. — Solid state electron. 1967, V. 765.
3. Shockley W., Read W.T. Statistics of the Recombination of Holes and electrons. — Phys. Rev. 1952, v.87.
4. Авакьянц Г. М. Физические принципы проектирования мощных транзисторов и программы их машинного расчета. Ер.; Изд-во АН АРМ. ССР, 1978.
5. Караян Г. С. Электрофизические свойства полупроводниковых многослойных структур. Полупроводниковые гетероструктуры и преобразователи солнечной энергии. Сб. статей под ред. Авакьянца Г. М. Ер: Изд-во АН Арм. ССР, 1982, с. 39—55.
6. Гарибян О. В., Григорян А. Г., Караян Г. С., Макарян А. А., Оганян И. Р., Чилимгарян Ю.С. Преобразователи солнечной энергии на основе полупроводниковой сэндвич-структуры. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Ташкент: Изд-во фан, 1980, с. 431—434.

А.А. АРЗУМАНЯН, Г.С. КАРАЯН

## ОБЩЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ К.П.Д. ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СВЕТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПО МЕТОДУ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ

### Резюме

В работе смоделирован преобразователь солнечной энергии таким образом, чтобы его к.п.д. был независим от расчетов внутренних процессов преобразователя и на основании этого найдена модель оптимального преобразователя.

A.A. ARZUMANIAN, H.S. KARAYAN

## GENERAL MODELLING OF THE EFFECIENCY OF SEMICONDUCTOR LIGHT—CONVERTER BY THE EQUIVALENT SCHEME METHOD

### Summary

The objective of the work is to model a converter of solar energy in such a way, that its efficiency be independent of the calculations of the converter's inner processes and on the basis of this model of the optimum converter has been found.