

EFECTUL FOTOVOLTAIC ŞI CARACTERISTICILE CELULELOR SOLARE CU P-N JOCTIUNE RADIALĂ ÎN NANOFIRE

V. CANȚER¹, S. DRAGUTA²

¹Institutul de Inginerie Electronică și Nanotehnologii, "D. Ghitu", Academia de științe,

²Universitatea de Stat din Republica Moldova,

Str. A. Mateevici, 60, MD-2028 Chisinau, Moldova ,draguzza@mail.ru

Abstract - Un nou model de celula solară format dintr-o rețea de nanofire dens aranjate, unde fiecare nanofir dispune o jonctiune p-n în direcție radială, și sînt orientate paralel cu direcția de propagare a luminii, duc la separarea ortogonală în spațiu a direcțiilor de separare a purtătorilor de sarcină generați și de absorbție a luminii. Fapt care permite colectarea purtătorilor de sarcină generați ce au o lungime de difuzie mică, în funcție de raza nanofirului. Așa o structură permite folosirea materialelor pentru conversia fotovoltaică ce dispun de lungimi mici de difuzie a purtătorilor de sarcină minoritari și respectiv mai puțin costisitoare. Acest lucru este arătat și prin soluționarea ecuațiilor de transport a purtătorilor de sarcină prin jonctiunea p-n cilindrică coaxială, unde este demonstrată colectarea mai sporită a purtătorilor de sarcină cu lungimi de difuzie mici. Așa o configurație a nanofirelor schimbă radical interacțiunea undelor luminoase cu interfața celulei solare, lumina pătrunzînd în rețeaua de nanofire suferă numeroase reflecții de pereții laterali ai nanofirului astfel mărindu-se esențial absorbția luminii.

I. INTRODUCERE

Materialele din care se construiește o celula solară sunt de obicei costisitoare, deoarece acestea trebuie să fie în stare să satisfacă toate procesele fizice necesare pentru a transforma energia solară în energie electrică. Purtătorii de sarcina care sunt efectiv separați de jonctiunea p-n sunt colectați și trimiși la contactele ohmice pentru a participa la curentul electric. Purtătorii minoritari (electroni pentru p-tip și gauri pentru n-tip) care sunt separați de jonctiune trebuie să difundeze din punctul de generare pînă la contactul ohmic pentru a produce curent electric, deci trebuie ca lungimea de difuzie a purtătorilor să fie relativ mare. Materialele semiconductoare ieftine sunt un bun candidat pentru celule solare, însă ele au un nivel înalt de impurități și/sau o densitate mare de defecte ale rețelei cristaline, și din aceasta cauza au și o lungime de difuzie mică a purtătorilor (L_n pentru tip-p și L_p pentru tip-p).

Întro celulă solară, $L_{n/p}$ trebuie să fie mai mare ca adîncimea de patrundere a luminii pentru a colecta totii purtătorii generați. Dacă $L_{n/p} < 1/\alpha$ (adîncimea optică exprimată prin coeficientul de absorbție $\alpha(\lambda)$ integrat pentru toate lungimile de unda (λ), atunci colectarea purtătorilor va fi limitată în regiunea bazei. Deasemenea, grosimea celulei solare, L , trebuie să fie mai mare $1/\alpha$ pentru a absorbi toată lumina incidentă. Siliciu are adîncimea optică $\approx 125\mu\text{m}$. Astfel în celula solară planară din Si trebuie ca L și $L_{n/p} > 125\mu\text{m}$.

Acest raționament este valabil pentru toate tipurile de semiconductori pentru fabricarea celulelor solare eficiente.

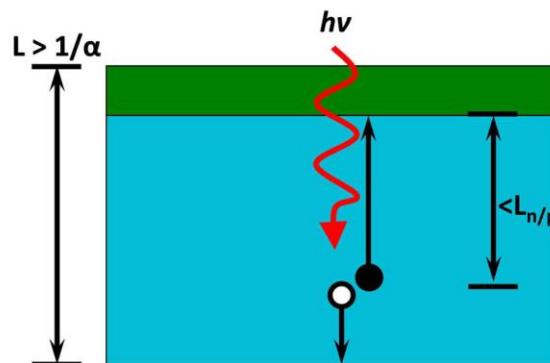


Fig. 1 Arhitectura celulei solare planare. Grosimea plăcii semiconductoare L , trebuie să fie mai mare decât adîncimea optică a materialului $1/\alpha$ pentru a absorbi toată lumina incidentă. Lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari, $L_{n/p}$ deasemenea trebuie să fie mai mare decât $1/\alpha$.

Prin trecerea la o geometrie diferită a celulei solare se poate evita această restricție. O cale spre rezolvarea acestei probleme ar fi în reproiectarea arhitecturii celulei solare pentru a asigura separarea absorbției de fotoni și colectarea purtătorilor de sarcină în direcții ortogonale spațiale diferite. Folosind niște piloni cilindrici cu jonctiune radială s-ar putea îndeplini condiția dată, lumina se absoarbe pe întreaga lungime a cilindrului iar separarea de sarcini are loc în direcția radială unde trebuie parcurs o distanță mult mai mică. (Fig 2) Aceasta structură face posibil de a optimiza separat absorbția optică și colectarea purtătorilor de sarcină prin variația independentă a lungimii și a razei cilindrului.

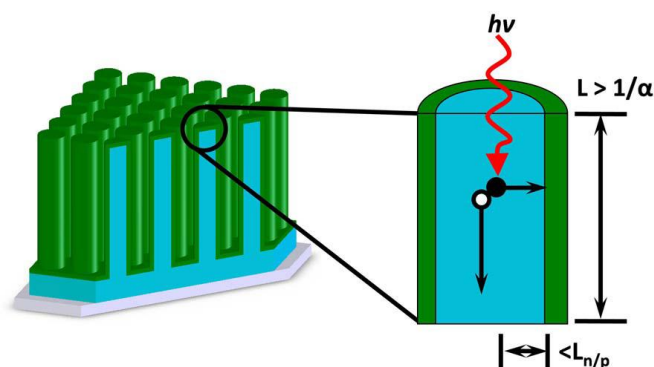


Fig 2 . Arhitectura celulei solare în forma radială. O celula solara ideala in forma radial consta dintr-o multime de fire de dimensiune uniformă. Lungimea firului semiconductor L , trebuie sa fie mai mare ca adincimea optica a materialului $1/\alpha$, pentru a absorbi toata lumina incidenta , iar lungimea de difuzie a purtatorilor minoritari $L_{n/p}$ trebuie de egalat cu raza firului , pentru a colecta toti purtatorii generati.

II. ECUATIILE DE TRANSPORT A PURTĂTORILOR DE SARCINĂ.

Pentru a calcula densitatea de curent într-o celula solara cu jonctiune coaxial cilindrică trebuie sa calculam ecuatiile de transport a curentului in coordonate cilindrice, presupunind ca celula solara are forma unui cilindru cu interiorul de semiconductor de tip-p si exteriorul din semiconductor de tip-n.

Un model de a calcula aceasta ecuatie provine de la extinderea modelului pentru o celula planara, într-o geometrie planară, pentru aceasta este necesar de a calcula ecuatiile de transport a sarcinilor in coordonate cilindrice. Celula solara a fost divizata schematic in patru regiuni: regiunea cuasineutra a partii de tip-n care este partea emitatoare (notate cu x_1), regiunea de saracire a partii de tip-n (notate cu x_2), regiunea de saracire a regiunii de tip-p care serveste ca baza (notata cu x_3) si regiunea cuasineutra

a regiunii de tip-p(notate cu x_4).

Jonctiunea p-n in acesti cilindri este presupus ca are o jonctiune abrupta .

Partea emitorului , in cazul nostru exteriorul nanofirului , este considerată a fi de tip-n , iar centru firului este considerat a fi de tip-p

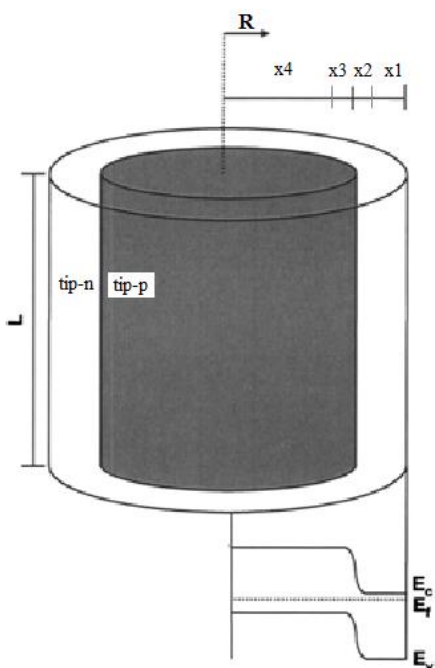


Fig 2a. Reprezentarea schematica a unei celule solare in forma radiala.

. Lumina incidenta este considerata ca cade normal pe partea de sus a cilindrului , fara pierderi de reflectie. Mecanismele de recombinare sunt presupuse a fi de tipul Shockley-Read-Hall cu un singur nivel de capcane ,[1] alte tipuri de recombinare sunt neglijate. Cu toate acestea efectele de recombinare la suprafata sunt incluse , luind in considerare viteza de recombinare S la $r=R$, adica la suprafata.

Pentru a simplifica calculele si pentru a aduce la o solutie analitica , transportul purtatorilor minoritari este considerat pur radial. Aceasta aproximare are loc atunci cind variatia purtatorilor in directia z este pe o lungime de scara mult mai mare decit in directia r.

Aceasta este o aproximare in care colectarea pentru o jonctiune radiala este limitata, aceasta se datoreaza faptului ca adancimea optica este mult mai mare decit lungimea de difuzie a purtatorilor de sarcina. In acest caz , variatia concentratiei in directia axiala se datoreaza in principal absorbtiei luminii si se produce pe o distanta mare față de variatia concentratiei purtatorilor in directia radial , care are loc ca urmare a proceselor de difuzie si de drift si deriva ca rezultat din scaderea potentialului al jonctiunii p-n. Intreg fluxul de purtatorii generati de lumina a fost calculate prin integrarea ecuatiei de transport pe intreaga lungime a cilindrului z , si curentul de intuneric a fost calculate pe intreaga suprafata a jonctiunii.

Pentru inceput, trebuie de luat in considerare ca grosimea celor patru regiuni trebuie sa fie functii de tensiunea aplicata. Grosimea totala a emitorului este constanta deasemenea si cea a bazei. Asadar regiunile de saracire trebuie calculate ca functii de tensiunea aplicata V. Pentru a calcula aceasta trebuie de aplicat conditia de continuitatea a cimpului electric. Deoarece

$$\frac{d\xi}{dx} = -\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon} N_D$$

$$\frac{d\xi}{dx} = -\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon} N_A$$

Atunci

$$\xi(x) = \frac{qN_D(x - x_1)}{\epsilon}$$

$$\xi(x) = \frac{qN_A(x - x_1 - x_2 - x_3)}{\epsilon}$$

ξ trebuie sa fie o functie continua pe intreaga grosime a jonctiunii ($x=x_3+x_2$); prin urmare,

$$N_D x_2 = N_A x_3$$

Deasemenea,

$$V_{bi} - V = \frac{qN_A x_3^2}{2\epsilon} + \frac{qN_D x_2^2}{2\epsilon}$$

Unde

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \log \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

Unde n_i este concentratia intrinseca a purtatorilor.

Substituind pe x_2 avem:

$$V_{bi} - V = \frac{qN_A}{2N_D} x_3^2 \left[\frac{N_D + N_A}{\epsilon} \right]$$

De unde ,

$$x_2(V) = \sqrt{\left(\frac{2N_A \epsilon (V_{bi} - V)}{qN_D (N_D + N_A)} \right)}$$

$$x_3(V) = \sqrt{\left(\frac{2N_D \epsilon (V_{bi} - V)}{qN_A(N_D + N_A)}\right)}$$

În regiunile cuasineutre (x_1 și x_4), cimpul electric este considerat egal cu zero. Prin urmare folosind ecuațiile de drif și de difuzie cu ecuațiile de continuitate, obținem o ecuație Helmholtz de forma (arata-ta pentru zona de tip-p):

$$\frac{d^2 n'}{dx^2} - \frac{n'}{L_n^2} = -\frac{\alpha \Gamma_0}{D_n} \exp(-\alpha x)$$

Unde $n' = n_p - n_{p0}$, $L_{n/p}$ este lungimea de difuzie, și $L_{n/p}^2 = D_{n/p} \tau_{n/p}$, cu condițiile de frontieră la $x=0$,

Si transformind-o în coordonate cilindrice ecuația noastră are forma:

$$\nabla^2 n' - \frac{n'}{L_n^2} = \frac{\partial^2 n'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n'}{\partial r} - \frac{n'}{L_n^2} = \left(-\frac{\alpha_2 \Gamma_0}{D_n}\right) e^{-\alpha_2 x}$$

În continuare vom calcula pentru fiecare regiune aparte

Regiunea cuasineutra a materialului de tip p. Celula solară în forma radială a fost împărțită în 4 regiuni: regiunea cuasineutra a materialului de tip n notată cu x_1 , regiunea saracita de sarcina din materialul de tip n notată cu x_2 , regiunea saracita din materialul de tip p notată cu x_3 și regiunea cuasineutra din materialul x_4 . Mișcarea purtătorilor minoritari în regiunea cuasineutra a materialului de tip p este descrisă de ecuația:

$$\nabla^2 n' - \frac{n'}{L_n^2} = \frac{\partial^2 n'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n'}{\partial r} - \frac{n'}{L_n^2} = \left(-\frac{\alpha_2 \Gamma_0}{D_n}\right) e^{-\alpha_2 x}$$

Unde $n' = n - n_0$ este excesul de purtători minoritari (electroni), L_n este lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari, α_2 este coeficientul de absorbție în materialul de tip p, Γ_0 este fluxul incident de fotoni, și D_n coeficientul de difuzie a electronilor, condițiile de limită sunt: $n' = \text{const}$ și :

$$n'(x_4) = n_0 (e^{qV/kT} - 1)$$

Unde q este sarcina electronului, k constanta lui Boltzman și V tensiunea aplicată.

Densitatea de curent în regiunea cuasineutra a materialului de tip p J^p , este:

$$J^p = \frac{2x_4 \int_0^L J^p(z) dz}{R^2}$$

unde

$$J^p(z) = -q D_n \frac{\partial n'}{\partial r}, r = x_4$$

Unde R și L sunt raza și lungimea nanofirului.

În Regiunea cuasineutra a materialului de tip n ecuația de transport este:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} - \frac{p'}{L_p^2} = -\frac{\alpha_1 \Gamma_0}{D_n} e^{-\alpha_1 z}$$

Unde $p' = p - p_0$ este excesul de purtători minoritari (goluri), L_p este lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari, α_1 este coeficientul de absorbție în materialul de tip n și D_p coeficientul de difuzie a golurilor, condițiile de limită sunt:

$$p'(R - x_1) = p_0 (e^{qV/kT} - 1)$$

$$S_p p'(R) = -D_p \frac{\partial p'}{\partial r}; r = R$$

Unde S_p viteza de recombinare la suprafața, densitatea de curent în regiunea cuasineutra a materialului de tip n J^n , este :

$$J^n = \frac{2(R - x_1) \int_0^L J^n(z) dz}{R^2}$$

Unde

$$J^n(z) = -q D_p \frac{\partial p'}{\partial r}, r = R - x_1$$

În regiunea de saracire largimea regiunii de epuizare (saracire) a fost calculată rezolvind ecuația lui Poisson în această regiune, luând în considerare că cimpul electric E în afara regiunii de saracire este egal cu zero, și că ϵE este continuă pe întreaga regiune a joncțiunii, unde ϵ este constanta dielectrică a semiconductorului și că toate impuritățile au fost ionizate.

Curentul generat de lumina în regiunea de saracire J_g^{sar} a fost calculat cu condiția că toată lumina absorbită provoacă perechi gol-electron, care sunt colectați apoi, ceea ce este rezonabil având în vedere mărimea cimpului electric din această regiune prin urmare în regiunea de tip p :

$$J_g^{\text{sar,p}}(V) = q \Gamma_0 (1 - e^{-\alpha_2 L}) \frac{d_2^2 - x_4^2}{R^2}$$

Si pentru regiunea de tip-n:

$$J_g^{\text{sar,n}}(V) = q \Gamma_0 (1 - e^{-\alpha_1 L}) \frac{(d_2 + x_2)^2 - d_2^2}{R^2}$$

Latimea regiunii de saracire a fost obținută calculând ecuația Poisson pentru regiunea saracita de purtători. Densitatea curentului de recombinare în regiunea de epuizare a fost calculată cu aproximarea că potențialul în această regiune a fost presupus a fi liniar pe întreaga regiune ca funcție de r . Acest curent de recombinare a fost calculat de produsul a unui volum infinit de mic la rata maximă de recombinare, fiind o analogie la recombinare în cazul celulei solare planare.[2]

Rezolvind ambele ecuații obținem pentru dependența curent-tensiune următoarea:

$$J = (J_0^p + J_0^n) (e^{qV/kT} - 1) - J_i^p - J_i^n - J_g^{\text{sar,p}}(V) - J_g^{\text{sar,n}}(V) + J_r^{\text{sar}}(V)$$

Unde :

$$J_0^n = -2q n_0 L \frac{D_n \left(\frac{x_4}{L_n}\right) I_1 \left(\frac{x_4}{L_n}\right)}{L_p^2 \left(\frac{x_4}{L_n}\right)^2 I_0 \left(\frac{x_4}{L_n}\right)}$$

$$J_0^p = -2q p_0 L \frac{D_p \left(\frac{R-x_1}{L_p}\right)}{L_p^2 \left(\frac{R}{L_p}\right)^2} *$$

$$\left(\frac{\left(I_1 \left(\frac{R}{L_p} \right) + \frac{L_p S_p F_0 \left(\frac{R}{L_p} \right)}{D_p} \right) K_1 \left(\frac{R-x_1}{L_p} \right) - \left(K_1 \left(\frac{R}{L_p} \right) - \frac{L_p S_p F_0 \left(\frac{R}{L_p} \right)}{D_p} \right) K_0 \left(\frac{R-x_1}{L_p} \right)}{\left(I_1 \left(\frac{R}{L_p} \right) + \frac{L_p S_p F_0 \left(\frac{R}{L_p} \right)}{D_p} \right) K_0 \left(\frac{R-x_1}{L_p} \right) + \left(K_1 \left(\frac{R}{L_p} \right) - \frac{L_p S_p F_0 \left(\frac{R}{L_p} \right)}{D_p} \right) K_0 \left(\frac{R}{L_p} \right)} \right) I_0 \left(\frac{R-x_1}{L_p} \right)$$

$$J_i^p = -2q\Gamma_0 \frac{L_n^2 \left(\frac{x_4}{L_n}\right) I_1\left(\frac{x_4}{L_n}\right)}{L_p^2 \left(\frac{R}{L_p}\right)^2 I_0\left(\frac{x_4}{L_n}\right)} (e^{-\alpha_2 L})$$

$$J_g^{sar,p}(V) = q\Gamma_0 \frac{d_2^2 - x_4^2}{R^2} (1 - e^{-\alpha_2 L})$$

$$J_g^{sar,n}(V) = -q\Gamma_0 \frac{(d_2 + x_2)^2 - d_2^2}{R^2} (1 - e^{-\alpha_1 L})$$

$$J_r^{sar}(V) = -q\Gamma_0 U_{max} \frac{r_2^2 - r_1^2}{R^2}$$

$$U_{max} = \frac{n_i^*}{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}} \sinh\left(\frac{qV}{2kT}\right)$$

$$r_1(V) = r(V) - \frac{(x_2(V) + x_3(V))}{2} \frac{\pi k_B T}{q(V_{bi} - V)}$$

$$r_2(V) = r(V) + \frac{(x_2(V) + x_3(V))}{2} \frac{\pi k_B T}{q(V_{bi} - V)}$$

$$r(V) = x_4 + \frac{\log\left(\frac{N_a}{n_{i,p}}\right)}{\log\left(\frac{N_a N_d}{n_{i,p} n_{i,n}}\right)} (x_2(V) + x_3(V))$$

III. REZULTATE ŞI DISCUŢII.

Pentru analiza comportamentului unei celule solare în forma radială vom construi dependențele eficienței celulei solare în dependența de raza și lungimea nanofirului.

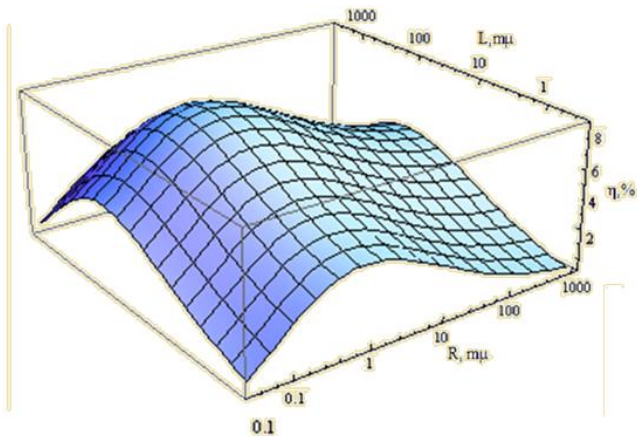


Fig.3 Dependenta eficienței η de lungimea L și raza R nanofirului unei celule solare cu jonctiune radiala din Si, la $L_n = 1 \mu m$.

La lungimea de difuzie setată $L_n = 1 \mu m$ se observă că maximum eficienței celulei solare (Fig 3) este la valoarea razei nanofirului în jur de $1 \mu m$, adică valoarea maximă a eficienței este atunci când raza nanofirului este egală cu lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari $L_n = 1 \mu m$, ceea ce este logic avînd în vedere colectarea purtătorilor de sarcina minoritari avînd lungimea de difuzie egală cu raza nanofirului, ce-i cu o lungime de difuzie mai mică nu reușesc să fie separați iar cei cu mai mare deasemenea nu

sunt colectați fiindcă nu le permite dimensiunile nanofirului. Avînd în vedere lungimea L nanofirului atunci volarea optimă este de $100 \mu m$ ce corespunde aproximativ cu volarea adîncimii optice a Si, și după dependența $J_i = (1 - e^{-\alpha L})$.

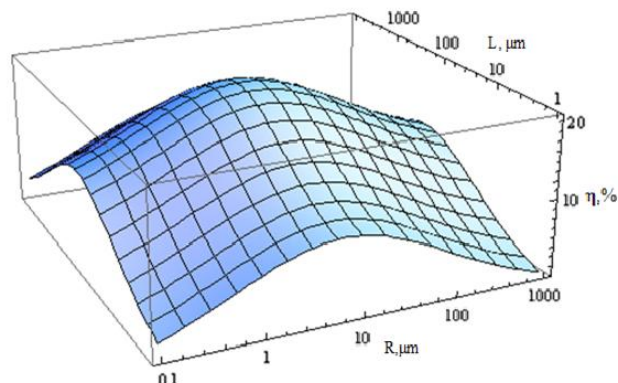


Fig.4 Dependenta eficienței η de lungimea L și raza R nanofirului unei celule solare cu jonctiune radiala din Si, la $L_n = 10 \mu m$.

Aceleași rezultate obținem în cazul cînd setăm în aceste dependențe $L_n = 10 \mu m$. Maximum pentru eficiența îl obținem la valoarea razei egală cu lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari $R = L_n = 10 \mu m$ (Fig 4), iar pentru lungimea nanofirului rămîne valoarea de $100 \mu m$ ca fiind cea mai optimă pentru confecționarea celulelor solare.

În continuare pentru compararea celulelor solare planare cu celula solara cu nanofire trebuie să aplicăm niste condiții asemănătoare pentru ambele tipuri de celule solare. Se presupune că materialul a fost dopat nu prea tare pentru a nu avea loc degenerarea semiconductorului, deasemenea nu se ia în considerație recombinarea Auger [3]. Pentru celula solara cu nanofire a fost setată condiția $R = L_n$ ca fiind optimă pentru așa configurație. Și pentru ambele tipuri de celula solara cea planara și respectiv cea cu nanofire vom cerceta curențul de scurt circuit J_{sc} , tensiunea de circuit deschis U_{cd} și eficiența în funcție de grosimea celulei solare L (pentru cazul celulelor cu nanofire lungimea nanofirului) și de lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari L_n .

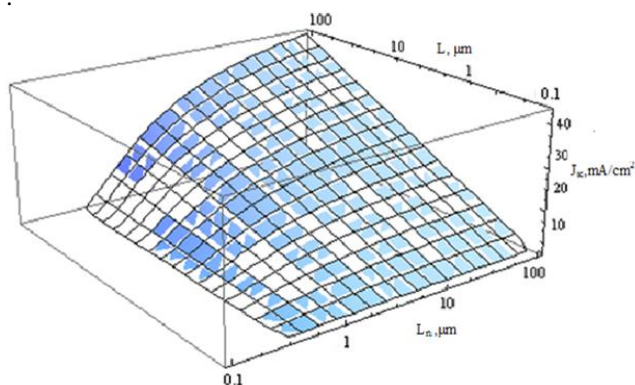


Fig.5 Dependența curentului de scurt-circuit J_{sc} de lungimea L și lungimea de difuzie L_n a unei celule solare planare din Si.

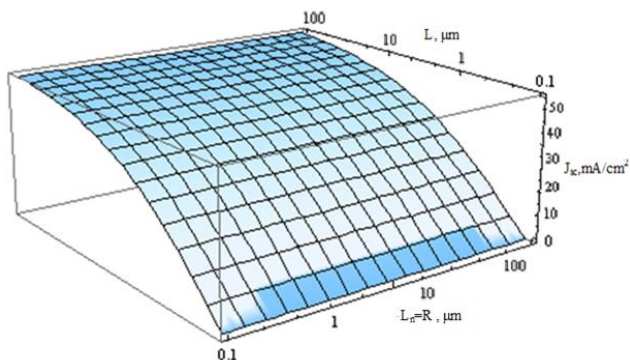


Fig.6 Dependența curentului de scurt-circuit J_{sc} de lungimea L și lungimea de difuzie $L_n=R$ a unei celule solare cu jonctiune radială din Si.

Din dependența J_{sc} de L și L_n pentru celula solară planară (fig.5) se observă maximum de curent pentru $100\mu\text{m}$ la grosimea celulei și pentru cele mai mari valori a lui L_n , ceea ce spune că celula solară planară colectează doar purtătorii cu o lungime de difuzie mare. Pe cînd celula solară cu nanofire (fig.6) are aceeași valoare a J_{sc} pentru toate lungimile de difuzie a purtătorilor L_n , ca grosime optimă are aceeași valoare ca în cazul celulei planare $L \approx 100\mu\text{m}$. Valorile J_{sc} pentru celula solară cu nanofire ajunge pînă la $48\text{mA}/\text{cm}^2$, iar pentru cea planară $42\text{mA}/\text{cm}^2$.

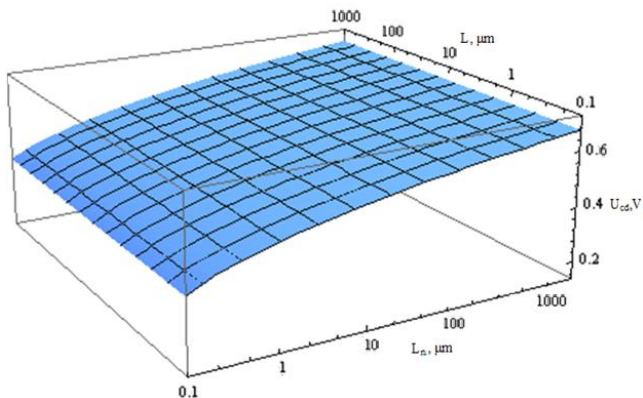


Fig.6 Dependența tensiunii de circuit -deschis de lungimea L și lungimea de difuzie L_n a unei celule solare planare din Si.

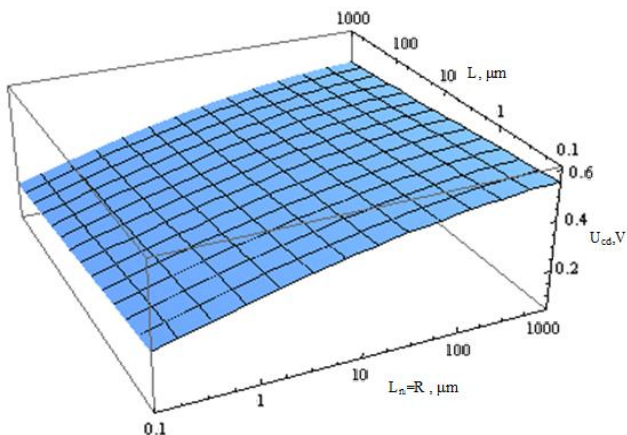


Fig.7.Dependența tensiunii de circuit-deschis de lungimea L și lungimea de difuzie $L_n=R$ a unei celule solare cu jonctiune radială din Si.

Dependența tensiunii de circuit-deschis U_{cd} de L și L_n (fig.6)deasemenea demonstrează caracterul monoton(logaritm) în cazul celulei planare este independentă de grosimea celulei solare L deoarece aria rămâne constantă în așa situație și scade puțin cu micșorarea lungimii purtătorilor minoritari L_n , valoarea maximă ajunge pînă la 0.64V . Pentru celula solară cu jonctiune radială(fig.7) se observă o scădere mică cu mărirea lungimii L și cu micșorarea lungimii de difuzie L_n . Valoarea maximă ajunge la 0.55V .

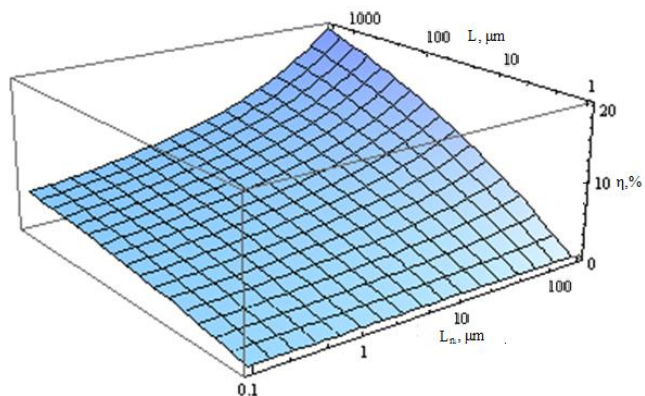


Fig.8. Dependența eficienței η de lungimea L și lungimea de difuzie L_n a unei celule solare planare din Si.

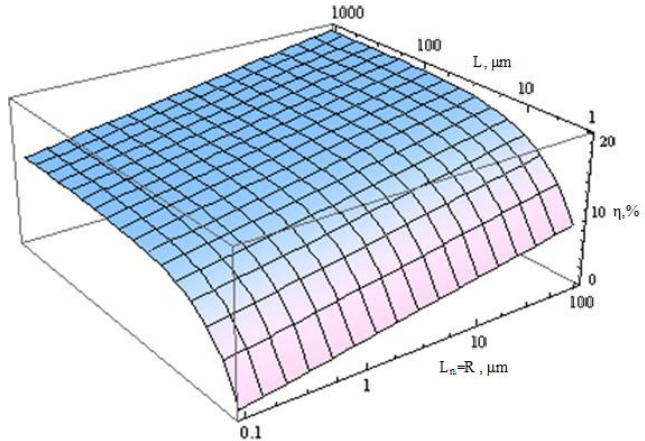


Fig.9. Dependența eficienței η de lungimea L și lungimea de difuzie $L_n=R$ a unei celule solare cu jonctiune radială din Si.

Dependența eficienței η de lungime L și L_n (fig8) reflectă practic aceeași dependență ca și a J_{sc} . Pentru celula solară planară maximul eficienței este pentru cele mai mari valori ale lungimii de difuzie a purtătorilor minoritari, scăzând cu micșorarea grosimii celulei solare L și cu micșorarea lungimii de difuzie a purtătorilor minoritari L_n . Valoarea maximă atingând 19%. Pentru celula solară cu jonctiune radială eficiența (fig9) este relativ mare pentru toate valorile micșorându-se puțin pentru L_n mici pierzând din contul tensiunii de circuit deschis. În decursul micșorării lungimii nanofirelor celulelor solare eficiența se ține practic constantă pînă la aproximativ $10\mu\text{m}$ și apoi scade brusc. Valoarea maximă ajungînd pînă la 20% pentru celulele solare cu jonctiune radială.

IV. CONCLUZII.

Cele mai adecvate structuri pentru celulele solare sunt cele cu rețele de nanofire. Ele pe de o parte asigură realizarea mecanismelor noi de conversie fotovoltaică iar pe de altă parte rezolvă problema separării sarcinilor și asigurării condițiilor de transport electronic. Concomitent în configurația de nanofire se înlesnesc condițiile de optimizare prin separarea direcției de absorbție a luminii și a direcției de separare a purtătorilor. Materialele nanostructurate oferă rezerve mari de sporire a eficienței de conversie chiar și în cadrul abordării clasice Shockley-Queisser. Prin soluționarea ecuațiilor de transport ale purtătorilor de sarcină s-au demonstrat avantajele p-n jonctiunii cilindrice coaxiale față de cea planară ca element de structură a celulei solare. O rezervă aparte a au structurile cu nanofire în ajustarea potrivită a structurii de subbenzi generate de cuantificarea dimensională pentru o absorbție mai sporită a luminii. În baza soluționării ecuațiilor de transport ale purtătorilor de sarcină pentru jonctiunile cilindrică coaxială și planară, s-a comparat comportarea diferitor parametri ai celulei solare de diferite configurații. Pentru configurația cilindrică coaxială s-au găsit parametrii optimi pentru a asigura o eficiență fotovoltaică Shockley-Queisser maximală. S-a stabilit că eficiența maximă de 18 % pentru celule solare cu jonctiune radială se obține pentru lungimea nanofirului egal cu $100\mu\text{m}$ ceea ce

este rezultatul optimizării parametrilor nanofirului. S-a demonstrat că geometria celulei solare în forma radială este capabilă să colecteze purtători cu o lungime de difuzie mică față de celula solară planară, astfel oferind posibilitatea folosirii materialelor mai ieftine pentru confecționarea celulelor solare.

REFERINȚE BIBLIOGRAFICE:

- [1] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical Review*, 87(5):835–842, 1952.
- [2] New semiconductor materials. Characteristics and properties. Ioffe Physico-Technical Institute. <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/Figs/135.gif>. [3] A. M. Haghiri-Gosnet and J. P. Renard, "CMR manganites: physics, thin films and devices," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 36, p. R127, 2003.
- [3] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical Review*, 87(5):835–842, 1952.