

## SİLİSIUM ƏSASINDA GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİNDƏ GENERASIYA OLUNAN FOTOCƏRƏYANIN NƏZƏRİ HESABLANMASI

E.Ə. KƏRİMOV

Azərbaycan Texniki Universiteti,  
Bakı, AZ-1073, H. Cavid pros. 25,  
E-mail: [E\\_Kerimov.fizik@mail.ru](mailto:E_Kerimov.fizik@mail.ru)

Hazırda günəş elementlərinin hazırlanması üçün əsas material kristallik silisiumdur. Kristallik silisium əsasında istehsal olunmuş günəş elementləri və modullarının fotovoltayka bazarında payı müasir dövrdə təxminən 2/3-ü kristallik və 3/1-i polikristallik olmaqla 90%-i keçir. Fotovoltaykada kristallik silisiumun belə geniş tətbiqi silisium texnologiyasının sürətli inkişafı və ümumiyyətlə, kristallik silisium əsasında yerüstü istifadəyə yararlı və effektivlik/qiymət nisbəti daha məqsədəuyğun sayılan günəş elementlərinin hazırlanması mümkünlüyü ilə şərtlənir. Bu səbəbdən günəş elementlərində (GE) yaranan fotocərəyanın hesablanması mühüm əhəmiyyətə malikdir.

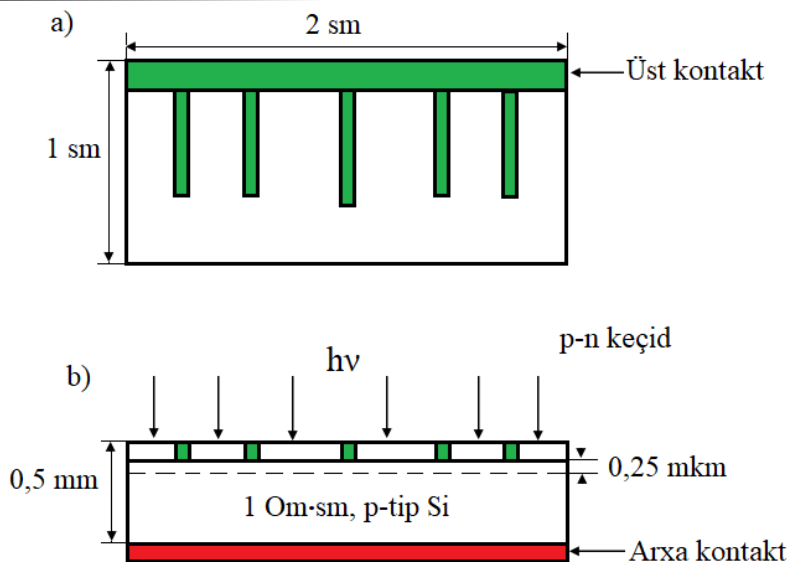
**Açar sözlər:** günəş enerjisi, silisium, günəş elementi, fotovoltayka, effektivlik, foton, elektron-deşik cütü.

**UOT:** 666.9-129

**PACS:** 73.40.Ns, 73.40.Sx, 72.10.-d

Əksər fotovoltayk sistemlər günəş enerjisinin birbaşa modullar tərəfindən toplandığı müstəvi günəş çeviriciləridir. Belə sistemlər bir qayda olaraq fiksə olunmuş oriyentasiyalı statik sistemlərdir, lakin günəşin izlənilməsi sistemləri də istifadə oluna bilər. Fotovoltayk sistemlər tam olaraq elektrik enerjisini generasiya edən ayrı-ayrı modulların birləşməsindən, sistem balansından (balance-of-system – BOS) yəni, günəş elementləri istisna olmaqla kabel birləşmələrindən, dayaq konstruksiyasından, akkumulyatordan, yak kontrollerindən, elektron hissədən, sabit cərəyanı dəyişən cərəyana də-

yişən çeviricidən ibarət olur. Fotovoltayk sistemlər üçün sistem balansının bəzi komponentlərinin mövcudluğu heç də vacib şərt deyil. Məsələn, avtonom fotovoltayk sistemlərin əksəriyyətinin tərkibinə sutkanın gündüz saatlarında yüklənən akkumulyatorlar daxil olsa da, günəş elementləri istehlakçıları elektrik enerjisi ilə axşam saatlarında təchiz edir. Bu zaman baxılan halda “virtual akkumulyator” kimi fəaliyyət göstərən mərkəzi enerji şəbəkəsinə qoşulmuş sistemlərdə akkumulyatorlar yer almaya da bilər.



Şəkil 1. p-n keçidli silisium günəş elementinin sxematik təsviri: a – yuxarıdan görünüş, b – yandan görünüş

Əgər günəş elementinin (şəkil 1) üst səthində  $\lambda$  dalğa uzunluğuna malik, fotonlarının enerjisi  $h\nu \geq E_g$  olan monoxromatik işıq düşürsə, elektron-deşik cütlərinin generasiya sürətinin yarımkəçiricinin səthindən olan  $x$  məsafəsindən asılılığı belə təyin olunur [1]:

$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda)F(\lambda)[1 - R(\lambda)]\exp[-\alpha(\lambda)x], \quad (1)$$

burada,  $\alpha(\lambda)$  – udma əmsalı;  $F(\lambda)$  – vahid spektral intervalda düşən foton selinin sıxlığı;  $R(\lambda)$  – isə səthdən əks olunan fotonların payıdır.

Günəş batareyasında işıq tərəfindən generasiya olunan fotocərəyan artıq yük daşıyıcılar üçün kəsil-məzlik tənlüyündən tapıla bilər. İnjeksiyanın aşağı səviyyəsində n-tip yarımkəçiricinin deşikləri üçün bir-

ölçülü stasionar kəsilməzlik tənliyi aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} \quad (2)$$

$p$ -tip yarımkəçiricidə elektronlar üçün kəsilməzlik tənliyi isə belə yazılacaqdır:

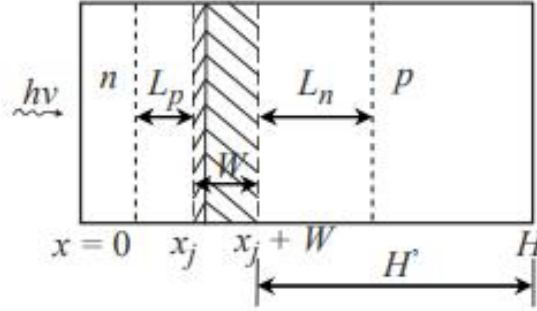
$$G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} - \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} \quad (3)$$

Belə olan halda dəşiklər və elektronlar üçün cərəyan sıxlığı aşağıdakı tənliklə təyin olunur:

$$J_p = e\mu_p p_n E - eD_p \frac{dp_n}{dx}, \quad (4)$$

$$J_n = e\mu_n n_p E + eD_n \frac{dn_p}{dx} \quad (5)$$

Bu ifadələrdə  $J_p$  və  $J_n$  – uyğun olaraq dəşik və elektron cərəyanlarının sıxlığıdır. Kəskin  $p$ - $n$  keçidinə malik və keçidin hər iki tərəfi boyunca (şəkil 2) aşqarlanma səviyyəsi sabit olan günəş elementində kəsədləşmiş oblastdan kənarda elektrik sahəsi mövcud olmur.



Şəkil 2. Günəş elementinin ölçüləri və qeyri-əsas yük daşıyıcıların xarakterik diffuziya uzunluğu

(1), (2) və (4) tənliklərindən  $n$ -oblastında qeyri-əsas yük daşıyıcıların paylanması təsvir edən tənliyi ala bilərik:

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + \alpha F(1 - R) \exp(-\alpha x) = 0. \quad (6)$$

Bu tənliyin ümumi həlli

$$p_n - p_{n0} = A \operatorname{ch}(x/L_p) + B \operatorname{sh}(x/L_p) - C \exp(-\alpha x)$$

şəklində axtarılır. Burada,  $L_p = (D_p \cdot \tau_p)^{1/2}$  – diffuziya uzunluğu; A, B, C – sabitlərdir.

(6) tənliyində xüsusi  $p_n - p_{n0} = C \exp(-\alpha x)$  həllin istifadə olunması C-ni təyin etməyə imkan verir:

$$C = \frac{\alpha F(1-R)\tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1}.$$

A və B sabitləri isə rekombinasiya baş verən frontal müstəvidə ( $x = 0$  olduqda) və kəsədləşmiş oblastda sərhəd şərtlərinin istifadə olunması zamanı təyin edilir. Birinci şərti  $x = 0$  olduqda, diffuziya cərəyanı sıxlığının səthi rekombinasiya cərəyanınının sıxlığına bərabər olduğunu qeyd etməklə

$$D_p \frac{d(p_n - p_{n0})}{dx} = S_p (p_n - p_{n0})$$

almaq olar. Burada,  $S_p$  – səthi rekombinasiya sürətidir. İkinci sərhəd şərti qeyri-əsas yük daşıyıcıların az olduğu fəza yükü oblastının sərhədləri üçün doğrudur. Beləliklə:

$$x = x_j \quad \text{olduqda} \quad p_n - p_{n0} = 0.$$

Sərhəd şərtlərinin (6) tənliyində nəzərə alınması dəşiklərin artıq konsentrasiyası üçün ifadə almağa imkan verir:

$$p_n - p_{n0} = \left[ \frac{\alpha F(1-R)\tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \right] \left( \frac{S_p L_p}{D_p + \alpha L_p} \right) x \operatorname{sh} \left[ \frac{x_j - x}{L_p} \right] + e^{-\alpha x_j} \left[ \left( \frac{S_p L_p}{D_p} \right) \operatorname{sh} \left( \frac{x}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left( \frac{x}{L_p} \right) \right] - e^{-\alpha x} \frac{\left( \frac{S_p L_p}{D_p} \right) \operatorname{sh} \left( \frac{x_j}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left( \frac{x_j}{L_p} \right)}$$

Beləliklə,  $\lambda$  dalğa uzunluqlu fotonlarla generasiya edilən dəşik fotocərəyanının kəsədləşmiş oblastın kənarında sıxlığı aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$J_p = -eD_p \left( \frac{dp_n}{dx} \right)_{x_j} = \left[ \frac{eF(1-R)\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \right] \times \left[ \frac{\left( \frac{S_p L_p}{D_p + \alpha L_p} \right) - e^{-\alpha x_j} \left[ \frac{S_p L_p}{D_p} \operatorname{ch} \left( \frac{x_j}{L_p} \right) + \operatorname{sh} \left( \frac{x_j}{L_p} \right) \right]}{\frac{S_p L_p}{D_p} \operatorname{sh} \left( \frac{x_j}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left( \frac{x_j}{L_p} \right)} - \alpha L_p e^{-\alpha x} \right]. \quad (7)$$

Düşən şüalanmanın verilmiş dalğa uzunluğunda  $J_p$  fotocərəyanı yük daşıyıcıların yaşama müddəti, onların yürüklüyü və aşqarlanma səviyyəsi bu oblastda sabit qəbul edildiyindən  $p$ -bazalı günəş elementinin  $n$ - $p$  keçidinin üst tərəfində toplanır.

Altılıqda toplanan elektron fotocərəyanını təyin etmək üçün aşağıdakı sərhəd şərtləri daxilində (1), (3) və (5) ifadələrini istifadə etmək lazımdır:

$$x = H \text{ olduqda } -D_n \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} = S_p (n_p - n_{p0}) \quad (8)$$

$$x = x_j + W \text{ olduqda } n_p - n_{p0} = 0. \quad (9)$$

Burada,  $H$  – günəş elementinin tam qalınlığı;  $W$  – isə kəsadlaşmış oblastın enidir.

(9) ifadəsində qoyulan şərt onu göstərir ki, kəsadlaşmış oblastın kənarı yaxınlığında qeyri-əsas yük daşıyıcıların konsentrasiyası sıfıra bərabərdir, (8) ifadəsindəki şərt isə arxa səthdə omik kontaktın yaxınlığında

səthi rekombinasiyanın sürətini təyin edir.

Belə sərhəd şərtlərinin istifadə olunması  $\lambda$  dalğa uzunluğuna malik fotonlarla  $p$ -bazanın kəsadlaşmış oblastının kənarında ( $x = x_j + W$ ) generasiya olunan elektron cərəyanının sıxlığını təyin etməyə imkan verir:

$$J_n = eD_n \left( \frac{dn_p}{dx} \right)_{x_j+W} = \left[ \frac{eF(1-R)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \right] e^{-\alpha(x_j+W)} \times \left[ \alpha L_n - \frac{\left( \frac{S_n L_n}{D_n} \right) \left[ \operatorname{ch} \left( \frac{H_1}{L_n} \right) - e^{-\alpha H_1} \right] + \operatorname{sh} \left( \frac{H_1}{L_n} \right) + \alpha L_n e^{-\alpha H_1}}{\left( \frac{S_n L_n}{D_n} \right) \operatorname{sh} \left( \frac{H_1}{L_n} \right) + \operatorname{ch} \left( \frac{H_1}{L_n} \right)} \right]. \quad (10)$$

Burada,  $H_1$  –  $p$ -bazanın kvazineytral oblastının qalınlığıdır.

Fotocərəyanın  $n$ - və  $p$ - oblastlarda toplanan diffuziya komponentinə əlavə olaraq (uyğun olaraq 7 və 10 ifadələri), kəsadlaşmış oblastda yaranan dreyf komponentini də nəzərə almaq lazımdır. Kəsadlaşmış oblastda

işıqla generasiya olunan elektron-deşik cütükləri hələ öz aralarında rekombinasiya etməyə imkan tapmamış bu oblastdan elektrik sahəsi tərəfindən çıxarılır. Bu səbəbdən kəsadlaşmış təbəqənin fotocərəyanı vahid spektral intervalında bu təbəqədə vahid zamanda udulan fotonların sayına bərabərdir:

$$J_{dr} = eF(1-R)\exp(-\alpha x_j)[1 - \exp(-\alpha W)]. \quad (11)$$

Beləliklə,  $\lambda$  dalğa uzunluğuna malik işıqla günəş elementində generasiya olunan fotocərəyan (7), (10) və (11) ifadələrinin cəmi ilə təyin olunacaqdır:

$$J_L(\lambda) = J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda). \quad (12)$$

$F(\lambda)$  spektral paylanmaya malik günəş işığı ilə işıqlanan  $p$ - $n$  əsasındakı elementdən axan fotocərəyanın tam sıxlığını (12) ifadəsini inteqrallaqlamaqla almaq olar:

$$J_f = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda)] d\lambda,$$

burada,  $\lambda_1$  və  $\lambda_2$  – uyğun olaraq udulmanın qısa və uzun dalğalı sərhədləridir.

$p$ - $n$  keçidi əsasında tipik günəş elementi üçün  $\lambda_1=0,3$  mkm. Udulmanın qırmızı sərhədi yarımkeçiricinin qadağan zonasının eni ilə təyin olunur. Udulmanın qırmızı sərhədinin  $\lambda_{0s}$  (mk) dalğa uzunluğu ilə yarım-

keçiricinin qadağan zonasının  $E_g$  (eV) eni arasında əlaqə aşağıdakı tənliklə təsvir olunacaqdır:

$$\lambda_{0s} = \frac{1,234}{E_g}$$

Silisiyum üçün ( $T = 300$  K olduqda  $E_g = 1,12$  eV) udulmanın qırmızı sərhədi 1,1 mkm yaxınlığında yerləşir.

(12) ifadəsi günəş elementinin spektral qiymətini hesablamğa imkan verir (spektral qiymət – verilmiş dalğa uzunluğunda bir düşən fotona uyğun gələn elektronlar toplumdur).  $SP$  – spektral qiymət  $eF$  kəmiyyətinə bölünən  $J_L(\lambda)$  fotocərəyanına (12 ifadəsi) bərabərdir (xarici spektral qiymət,  $eF(1-R)$  kəmiyyətinə bölündükdə isə daxili spektral qiymət).

$$SR = \frac{J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda)}{eF(\lambda)[1-R(\lambda)]}. \quad (13)$$

Spektral qiymət məlumdursa, elementin  $F(\lambda)$  spektral paylanmaya malik günəş işığı ilə işıqlandırılması zamanı axan fotocərəyanın tam sıxlığı aşağıdakı kimi olacaqdır:

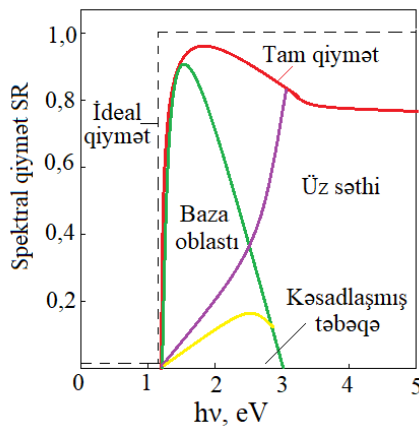
$$J_L = e \int_{\lambda_2}^{\lambda_2} F(\lambda)[1 - R(\lambda)]SR(\lambda)d\lambda.$$

$Q(\lambda)$  spektral asılılığın qısa dalğalı kənarı əsasən yükdaşıyıcıların frontal təbəqədə, uzun dalğalı kənar isə baza oblastından toplanması ilə təyin olunur.

Qeyri-düz zonalı yarımkəçiricilər əsasında yaradılmış GE-də  $h\nu > E_g$  enerjili şüalanmanın əksər hissəsi baza oblastının böyük dərinliyində elektron-deşik cütləri generasiya edir ki, bu hadisə generasiya olunan yük daşıyıcıların bir hissəsinin bazanın həcmində və arxa səthdə rekombinasiya olunması səbəbindən fotoişığın uzun dalğalı spektrində polostlu  $Q$  spektral asılılıq şərtləndirir.

Qeyri-düz zonalı yarımkəçiricilər əsasında yaradılmış GE-də udulmanın kəskin kənarı nəticəsində  $Q$ -nün qiyməti spektrin uzun dalğalı hissəsində kəskin artıma malik olur. Lakin, bu halda səthi udulma  $\lambda$ -nın böyük qiymətlərində başlayır ki, nəticədə  $Q$ -nün qiyməti  $\lambda$ -nın azalması ilə frontal səthdə fotogenerasiya olunmuş yük daşıyıcıların rekombinasiyası səbəbindən daha sürətlə düşür [2, 3].

Silisyum əsaslı günəş elementi ( $p$ -bazalı) üçün real daxili spektral qiymət ideal pillədən nəzərəcarpacaq dərəcədə fərqlənir (şəkil 3 [4]).



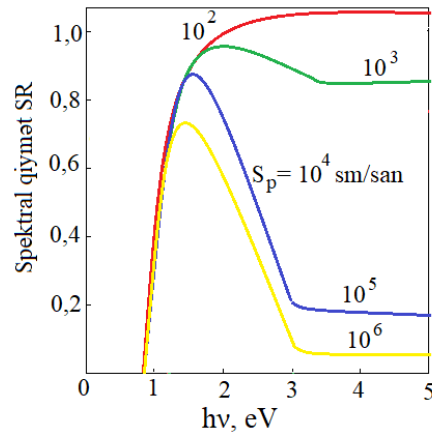
Şəkil 3.  $p$ -bazalı silisyum elementinin hesablanmış daxili spektral qiyməti.

Hesablamalar zamanı cihazın aşağıdakı parametrləri istifadə olunmalıdır:  $N_D=5 \cdot 10^{19} \text{sm}^{-3}$ ,  $N_A=1,5 \cdot 10^{16} \text{sm}^{-3}$ ,  $\tau_p=0,4$  mksan,  $\tau_n=10$  mksan,  $x_j=0,5 \text{mkm}$ ,  $H = 450 \text{mkm}$ ,  $S_p$  (üz səth) =  $10^4$  sm/san,  $S_n$  (arxa səth) =  $\infty$ . Şəkil 3-də cərəyanın hər üç komponentinin əlavələrinin spektral asılılıqları verilmişdir. Aşağı enerjili fotonların udulması zamanı yük daşıyıcıların əsas payı Si-də udulma əmsalı bu halda kiçik olduğundan, baza oblastında generasiya olunur. Əgər fotonların enerjisi 2,5 eV-dan böyük olarsa, fotocərəyan əlavə üz səthdən alınır. Fotonların enerjisi 3,5 eV-dan böyük olduqda isə  $\alpha$ -nın qiyməti  $10^6 \text{sm}^{-1}$ -i aşır və spektral qiymət tam olaraq üz təbəqə ilə təyin olunur.

$S_p$  kəmiyyəti kifayət qədər böyük zənn olduğundan elementin üz səthində səthi rekombinasiya spektral qiymətin ideal qiymətlə müqayisədə nəzərəcarpacaq dərəcədə azalmasına gətirir.  $\alpha L_p \gg 1$  və  $\alpha x_j \gg 1$  olduqda spektral qiymət asimptotik olaraq aşağıdakı ifadəyə bərabər olan, keçidin üz səthinin cərəyanı ilə təyin olunan qiymətə yaxınlaşır:

$$SR = \frac{1 + \frac{S_p}{\alpha D_p}}{\left(\frac{S_p L_p}{D_p}\right) \text{sh}\left(\frac{x_j}{L_p}\right) + \text{ch}\left(\frac{x_j}{L_p}\right)} \quad (14)$$

Səthi rekombinasiya sürəti  $S_p$  spektral qiymətə, xüsusən də yüksək enerjili fotonlar zamanı, güclü təsir edir. Şəkil 4-də həmin parametrlə cihaz üçün hesablanmış (şəkil 3) spektral qiymətlər verilmişdir. Bu zaman  $S_p$  sürəti  $10^2 \dots 10^6$  sm/san diapazonunda dəyişilmişdir. Göründüyü kimi,  $S_p$ -nin artması ilə spektral qiymət kəskin azalır. (14) ifadəsindən məlum olur ki,  $S_p$ -nin verilmiş qiymətində spektral qiymət  $L_p$  diffuziya uzunluğu artıqca yaxşılaşır. Ümumi halda, istifadə olunan dalğa uzunluqları diapazonunda spektral qiymətin artması üçün  $S_n$  və  $S_p$ -ni azaltmaq və  $L_n$  və  $L_p$ -ni artırmaq məqsəduyğun hesab olunur.



Şəkil 4.  $p$ -bazalı silisyum elementinin səthi rekombinasiyanın müxtəlif sürətlərində hesablanmış daxili spektral qiyməti

Beləliklə, toplama əmsalının qısa dalğalı oblastda aşqarlanmış təbəqənin diffuziya və rekombinasiya parametrlərinin arzuolunmaz xarakteri nəticəsində kəskin düşməsi müşahidə olunur [5].

$Q$ -nü səthi rekombinasiyanı azaltmaq hesabına artırmaq olar. Bu şərt yarımkəçiricinin səthinin rekombinasiya mərkəzlərinin kənarlaşdırılması məqsədi ilə dəqiq emalı nəticəsində əldə edilir. Bundan əlavə, səthi rekombinasiyanın effektiv sürəti potensial çəpərin mövcudluğundan asılıdır ki, bu da rekombinasiyanın azaldılmasına prinsiplial olaraq imkan verir.

Arsenid qalliumda səthi rekombinasiya sürəti silisyumda olduğundan nəzərəcarpacaq dərəcədə yüksəkdir. GaAs-in səthində  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0,75-0,9$ ) bərk məhluldan ibarət nazik dar zonalı təbəqənin yetişdirilməsi hetero sərhəddə GaAs və AlAs qafəslərinin periodunun çox yaxın olması və qırılmış valent rabitələrin GaAS-in sərbəst səthinə nəzərən azlığı səbəbindən səthi rekombinasiya sürətini kifayət qədər azaltmağa im-

kan verir [6]. Hetero sərhəddə potensial çəpər dar zonalı materialda generasiya olunan yük daşıyıcıların enli zonaya malik təbəqənin səthinə düşməsinə mane olur. Baxılan təbəqənin kiçik ( $< 0,1$  mkm) qalınlıqlarında yüksək fotehəssaslığın saxlanılması həm də günəş spektrinin ən kiçik dalğa uzunluğu sahəsində belə mümkündür.

*Q*-nün artırılmasının ikinci yolu qeyri-effektiv təbəqənin günəş spektrinin fotonları üçün daha şəffaf etmək məqsədi ilə üz aşqarlanmış təbəqənin qalınlığının azaldılması ilə bağlıdır [3]. Lakin, kiçik keçidlərin yaradılması cərəyan axmalarına müqavimətin artması ilə məhdudlanır. Bundan əlavə, nazik aşqarlanmış təbəqələrdə xarici səthdə rekombinasiyanın təsiri kəskin artır. Kiçik keçidlər üçün həcmi şuntların yaranması ilə şərtlənən metal kontaktların yaradılması problemi mövcuddur ki, bu da təbəqənin qalınlığının azaldılmasını məhdudlaşdırır. Bütün saydıqlarımız şərtlər üst aşqarlanmış səthin hər hansı optimal qalınlığını yaradır.

Üçüncü yol – həcmi şüalanma olmadıqda yarımkeçirici təbəqənin rekombinasiyasını kəskin azaldacaq təmizliyin artırılmasına yönəlmişdir. İlk parametrləri korlamayan yüksək keyfiyyətli ilkin materialların və ci-

hazların alınması texnologiyaları tələb olunur. Hazırda bazanın parametrlərinin nəzərəcarpacaq dərəcədə pisləşməsi elementlərin termoməali nəticəsində baş verir. Bundan əlavə, böyük sayda rekombinasiya defektləri *p-n* keçidin hazırlanması zamanı kənar aşqarların daxil edilməsi nəticəsində yaranır.

Nəhayət, yük daşıyıcıların toplanmasının artırılmasının dördüncü yolu – fotokeçiricinin təbəqələrində qeyri-əsas yük daşıyıcıların *p-n* keçidinə tərəf dreyfinə səbəb olan elektrik sahələrinin yaradılması ilə bağlıdır.

## **NƏTİCƏ**

Tərəddüd doğurmur ki, bəşəriyyətin komfort mövcudluğu üçün gələcəyin energetikası Günəş adlanan reaktorun səmərəli və effektiv istifadə olunması ilə sıx bağlıdır. Bu səbəbdən, müxtəlif yarımkeçiricilər əsasında günəş elementlərinin tədqiqi mühüm məsələdir. Aparılan tədqiqatlar nəticəsində günəş elementlərində yaranan cərəyanların hesablanması üçün alınmış ifadələr bir çox baxımdan vacibdir və günümüzün reallığını əks etdirir

- [1] *К.В. Рязанов*. Перспективы развития солнечной энергетики. КАБЕЛЬ–news. 2009, № 12–1, с. 81–85.
- [2] *В.М. Андреев*. Гетероструктурные солнечные элементы. ФТП. 1999, т. 33, вып. 9, с. 1035–1038.
- [3] *М.С. Нечаев, Д.Ю. Парацук*. Квантово-химическое исследование новых редокс-медиаторов на основе комплексов меди и кобальта для фото-электрохимических солнечных батарей. Вестник Московского университета. (Серия 3). 2012, № 6, с. 67–70.

- [4] *R. Loganathan et al.* Studies on dislocation and surface morphology of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{-N/GaN}$  heterostructures grown by MOCVD. Journal of Alloys and Compounds, 2014. 616. P. 363–371, (IF 2.726).
- [5] *Ю.Д. Арбузов, В.М. Евдокимов*. Основы фотоэлектричества. М.: Изд-во ГНУ ВИЭСХ, 2007, 292 с
- [6] *H. Lindstrom, A. Holmberg, E. Magnusson et al.* A New Method for Manufacturing Nanostructured Electrodes on Plastic Substrates. Nano Letters. 2001, 1 (2), p. 97–100.

**E.A. Kerimov**

## **THEORETICAL CALCULATION OF THE GENERATED PHOTOCURRENT IN SILICON-BASED SOLAR CELLS**

At present, crystalline silicon is the main material for manufacturing solar cells. On the photovoltaic market, the share of solar cells and modules manufactured with crystalline silicon now exceeds 90%, of which about 2/3 is polycrystalline silicon and 1/3 is monocrystalline. Such a wide use of crystalline silicon in photovoltaics is due to the developed silicon technology in general and the possibility to produce on its basis ground-based solar cells with the most acceptable efficiency/cost ratio. In connection with the above, the theoretical calculation of photocurrent in solar cells is important.

**Э.А. Керимов**

## **ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ГЕНЕРИРОВАННОГО ФОТОТОКА В СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЯХ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ**

Основным материалом для изготовления солнечных элементов в настоящее время является кристаллический кремний. На рынке фотовольтаики доля солнечных элементов и модулей, произведенных на основе кристаллического кремния, сейчас превышает 90 %, из которых примерно 2/3 приходится на поликристаллический кремний и 1/3 — на монокристаллический. Столь широкое применение кристаллического кремния в фотовольтаике обусловлено развитой кремниевой технологией вообще и возможностью изготовления на его основе солнечных элементов наземного использования с наиболее приемлемым отношением эффективности/стоимость. В связи выше сказанном, теоретический расчет фототока в солнечных элементах имеет важное значение.

*Qəbul olunma tarixi: 17.01.2023*