

ŞOTTKI ÇƏPƏRLİ FOTOQƏBULEDİCİLƏRİN KÜYLƏRİ

E.Ə. KƏRİMOV

*Milli Aerokosmik Agentliyi, Təbii Ehtiyatların Kosmik Tədqiqi İnstitutu,
S.S. Axundov küç. 1, Az 1115*

S.N. MUSAYEVA

*Azərbaycan Texniki Universiteti, H. Cavid pros. 25, AZ 1073
E-mail: E_Kerimov.fizik@mail.ru*

Eksperimentlər göstərir ki, Şottki-qəbuledicilərin işlək temperaturunun ədədi qiymətləndirilməsi zamanı atmosferin şəffaflyq pəncərəsində həssaslığın ən yaxşı qiymətini almaq üçün onların həssaslığının uzun dalğalı sərhədi adi fotodiodun uyğun parametrlərdən böyük olmalıdır.

Açar sözlər: Şottki diodları, fluktasiya, həndəsi küy, fotehəssaslıq, buraxma zolağı, emissiya, diod strukturları.

UOT: 535.317

PACS: 72.10.-d

Şottki-qəbuledicilər üçün küyün iki mexanizmi əsasdır: çəpərdən keçən termoelektron emissiyası cərəyanının fluktasiyaları ilə yaranan kəsr küyü və qəbulediciyə düşən fon şüalanmasının təsiri ilə həyəcanlanan fotoelektronların fluktasiyaları nəticəsində yaranan fon küyü [1].

Diod üçün aşağıdakı bərabərliyi yazmaq olar:

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

burada, J_0 – əks sürüşmə zamanı doyma cərəyanı, q – elektronun yükü, V – tətbiq olunmuş gərginlik, k – Bolsman sabiti, T – mütləq temperaturdur. Qısa qapanmanın küy cərəyanı:

$$J_N = \left[(2qJ + 4qJ_0) B \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

burada, B – ölçmə traktının buraxma zolağının enidir. Sıfır sürüşmə zamanı diodun müqaviməti yəni, volt-ampere xarakteristikasının mailliyi

$$R = \frac{KT}{qI_0} \quad (3)$$

olacaq. Onda, sıfır sürüşmədə cərəyan $I=0$ və (2) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşəcək:

$$i_N = \left(\frac{4kTB}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

Bu isə tamamilə Conson küyü üçün ifadə ilə üst-üstə düşür. Kifayət qədər böyük əks sürüşmədə $J = -J_0$ (2) ifadəsi belə yazıla bilər:

$$i_N = (2qI_0 B)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

Qısa qapanmanın küy cərəyanı üçün bu ifadə kəsr küyündə daha tez-tez istifadə edilir. I_m – termoelektron

emissiyasının qaranlıq cərəyanı temperaturdan asılıdır. Bu asılılıq Riçardson formulu ilə ifadə olunur:

$$J_m = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_0}{kT}\right) \quad (6)$$

burada, T – detektorun Kelvinlərdə temperaturu, e – elektronun yükü, k – Bolsman sabiti, A^* – Riçardson sabiti (onun silisiumda dəşiklərin emissiyası üçün olan nəzəri qiyməti $32 \text{ A} \cdot \text{sm}^{-2} \text{K}^{-2}$ -dir), A – detektorun sahəsidir. Temperaturun azalması ilə termoelektron emissiyası cərəyanının orta qiyməti və onun fluktasiyaları azalır. Ona görə də, hər hansı kifayət qədər kiçik temperaturda fon küyü üstünlük təşkil edəcəkdir. İşdə göstərilir ki, fon küyünün fotovoltaiq qəbuledicilərdə (F_v), o cümlədən də Şottki – fotodiodlarında bütün digər küy mənbələrindən üstün olması şərti aşağıdakı bərabərsizliyin ödənilməsidir:

$$R_0 \cdot A \gg \frac{2kT}{e^2 Y(\lambda) Q_F(\lambda)} \quad (7)$$

burada, $R_0(\text{Om})$ – detektorun qaranlıq müqaviməti, $A(\text{sm}^2)$ – detektorun sahəsi, $Q_F(\lambda)$ – dalğa uzunluğu $\lambda < \lambda_0(\text{sm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1})$ olduqda fotonların fon selinin sıxlığı və $Y(\lambda)$ – isə bu dalğa uzunluğunda detektorun kvant çıxışdır. Şottki -qəbuledicisində

$$R_0 = \left. \frac{\partial J}{\partial U} \right|_{U=0} = \frac{kT}{eA^* T^2} \exp\left(-\frac{e\Phi_0}{kT}\right) \quad (8)$$

olduğundan, bu şərt bütün dalğa uzunluqlarına görə in-teqrallama aparıldıqda aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\frac{kT}{eA^* T^2} \exp\left(-\frac{e\Phi_0}{kT}\right) \gg \frac{2kT}{e^2 \int_0^{\lambda_0} Y(\lambda) Q_F(\lambda) d\lambda} \quad (9)$$

(9) ifadəsi Şottki-qəbuledicisinin ftohəssaslığın uzun dalğalı sərhədindən asılı olaraq OF – rejiminə daxil olması temperaturunu təyin edir. Şottki-qəbuledicilərin işlək temperaturlarının ədədi qiymətləndirilməsində nəzərə almaq lazımdır ki, atmosferin şəffaflıq pəncərəsində ən yaxşı həssaslıq almaq üçün onların həssaslığının uzun dalğalı sərhədi adi diodun uyğun parametridən böyük olmalıdır. Ona görə də, Şottki - qəbuledicisinin işlək temperaturu qismində 3÷5 mkm buraxma pəncərəsində 80°K, 8÷14 mkm pəncərə üçün isə $T \leq 40^\circ \text{K}$ götürülməlidir.

OF – rejimində Şottki-qəbuledicisinin işlədiyi zaman onun küyü, adi fotorezistor və ya fotodiodlarda olduğu kimi, fon şüalanmasının intensivliyi ilə təyin olunur [2]. Fon küyünün orta kvadratik qiyməti qəbulediciyə düşən fon şüalanmasının orta intensivliyindən asılıdır:

$$\sqrt{\Delta n_{u}^2} = \int_{\nu_0}^{\infty} Y(\nu) \overline{Q_F(\nu)} d\nu \quad (10)$$

burada, $\sqrt{\Delta n_k^2}$ - fotoelektronların (fotodeşiklərin) konsentrasiyasının fluktuasiyalarının orta kvadratik qiyməti, $\overline{Q_\Phi(\nu)}$ - isə fon şüalanmasının həssas elementə düşən ν – tezlikli foton selinin orta sıxlığıdır:

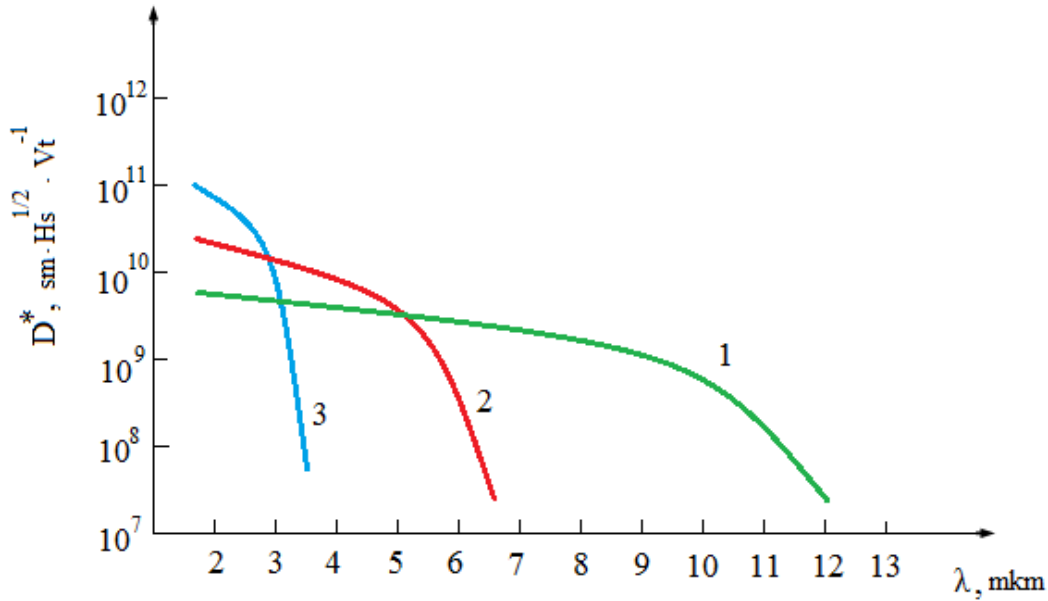
$$\nu_0 = \frac{\Phi_0}{h} \quad (11)$$

Məlum metodikadan istifadə etsək, OF – rejimində Şottki-qəbuledicisinin spektral aşkərtmə qabiliyyəti üçün aşağıdakı ifadəni ala bilərik:

$$D^*(\lambda) = c \left(\frac{h\nu - h\nu_0}{h\nu} \right)^2 \cdot \left[\int_{\nu_0}^{\infty} c \frac{(h\nu - h\nu_0)^2}{h\nu} \cdot \overline{Q_\Phi(\nu)} d\nu \right]^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

Şottki – çəpərinin hündürlüyünün müəyyən qiymətləri üçün (12) ifadəsindən hesablanmış asılılıq şəkil 1-də verilmişdir ($c = 10\% \text{ eV}$ и $T_F = 290^\circ \text{K}$). Elə bu qrafikdə müqayisə olaraq kvant effektivliyi vahidə

bərabər olan və uzun dalğalı sərhədin eyni qiymətləri şərtində adi foton şüalanması qəbuledicisi üçün analoji asılılıqlar göstərilmişdir.



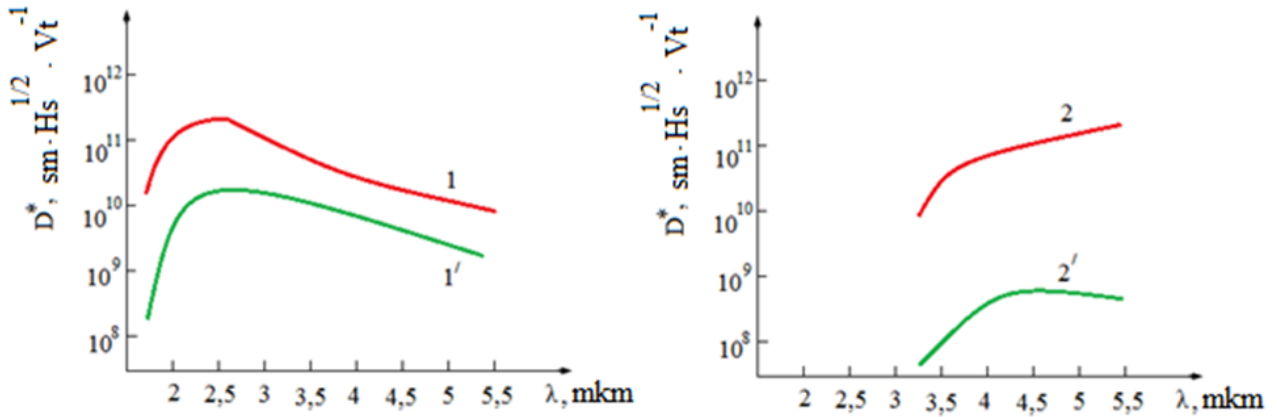
Şəkil 1. $\Phi_0 = 0,1 \text{ eV}$ (əyri - 1); $0,2 \text{ eV}$ (əyri - 2) и $0,3 \text{ eV}$ (əyri - 3) olduqda Şottki fotodiodunun götürülmüş aşkərtmə qabiliyyətinin spektral asılılıqları.

Şəkildən görünür ki, adi qəbuledicilərlə müqayisədə uzun dalğa sərhədinə yaxın – uzun dalğalarda Şottki qəbulediciləri kifayət qədər kiçik $D^*(\lambda)$ – qiymətini alırlar.

OF – rejimində işləyən Şottki-qəbuledicilərin aşkərtmə qabiliyyətini artırmaq üçün adi foton qəbulediciləri ilə işləyərkən olduğu kimi fon şüalanmasının intensivliyini soyudulan diafraqma və ya lazım olan işlək spektral interval süzgəcləri vasitəsi ilə azaldırlar (şəkil 2).

Şəkil 2-də göstərilmiş asılılıqların hesablandığı analitik ifadələr (12) bərabərliyində inteqralın uyğun dalğa uzunluqları intervalına görə açılması ilə də alına bilər.

Aydınır ki, Şottki-qəbuledicilərində inteqral aşkərtmə qabiliyyəti, spektral aşkərtmə qabiliyyəti kimi mütləq qiymətinə görə, adi foton qəbuledicilərində olduğundan kifayət qədər kiçikdir. Onların həm də ftohəssaslığın uzun dalğalı sərhədinin vəziyyətindən asılılığı da fərqlənir: əgər adi qəbuledicilər üçün şüalanma siqnalının buraxma pəncərəsinin uzun dalğalı sərhəddən λ_0 – sürüşməsi ən yaxşı halda aşkərtmə qabiliyyətini azaltmırsa, inteqral aşkərtmə qabiliyyətinin maksimal qiyməti yalnız λ_0 –ın uyğun buraxma pəncərəsinin uzun dalğalı sərhədindən böyük olduğu zaman əldə olunur.



Şəkil 2. $D^*(\lambda)$ – inteqral kəmiyyətinin $\Delta\lambda = 3-5$ mkm (əyrilər 1 və 1') və $\Delta\lambda = 8-14$ mkm (əyrilər 2 və 2') şəffafliq pəncərəsində Şottki-diodların həssaslığının uzun dalğalı sərhədinin vəziyyətindən asılılıqları.

Beləliklə, 3÷5 mkm pəncərə üçün inteqral aşkaretmə qabiliyyətinin maksimal qiyməti fon şüalanmasının həssas elementə 0–dan λ_0 mkm-a qədər bütün spektral oblastda düşdüyi zaman $\lambda_0=7$ mkm-ya və fon şüalanmasının siqnal şüalanması ilə eyni spektral oblastda düşdüyi $\lambda>20$ mkm-ya uyğun gəlir. Şottki-qəbuledicilərin bu xüsusiyyəti daxili fotoemissiyanın kvant çıxışının xüsusi növ spektral asılılığı ilə təyin olunur:

$$R = c_1 \left(1 - \frac{\varphi_0 \lambda}{1,24} \right) \frac{A}{Vt} \quad (13)$$

Uzun dalğalı sərhədin artması verilmiş dalğa uzunluqları intervalında kvant effektivliyinin artmasına gətirir ki, bu hadisə adi qəbuledicilərdə müşahidə olunmur. Beləliklə, Şottki-qəbuledicilərdə atmosferin şəffafliq pəncərə-

sində aşkaretmə qabiliyyətini nəzəri olaraq potensial çəpərin hündürlüyünün kiçikqiymətlərini təmin edən materiallardan istifadə etməklə artırmaq mümkündür. Lakin, bu zaman həssas elementin soyudulma temperaturunu aşağı salmaq lazımdır.

İlk baxışdan elə gəlir ki, ənənəvi foton qəbulediciləri həssaslıqlarına görə Şottki-qəbuledicilərinə nisbətən üstünlüklər. Lakin, bu yalnız “yüngül” təsir qəbulediciləri üçün düzgün olub siqnal toplanan qurğulara aid deyildir. Siqnal toplanması olan qəbuledici qurğular OF rejimində işləyərkən, siqnal/küy nisbəti siqnalın toplanması T_T – zamanı və η – kvant effektivliyinin (Şottki- qəbulediciləri üçün Y – kvant çıxışı) hasilinin kvadrat kökündən təyin olunur. Ona görə də, yükün toplanması rejimində Şottki-qəbuledicilər üçün kvant çıxışının kiçik qiyməti siqnalın toplanması zamanının artması ilə kompensasiya oluna bilər.

[1] С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный и др. ФТП. 2007, т. 41, В. 11, с. 412-417.

[2] В.В.Шерстнев, Д.Старостенко, И.А.Андреев и др. Письма в ЖТФ. 2011, т. 37, В. 1, с. 11-17.

Э.А. Керимов, С.Н. Мусаева

ШУМЫ ФОТОПРИЕМНИКОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Выявлено, что при понижении температуры уменьшаются средняя величина тока термоэлектронной эмиссии и его флуктуации. Поэтому, при некоторой достаточно низкой температуре, преобладающим механизмом шума будет фоновой шум.

E.A. Kerimov, S.N. Musayeva

NOISE OF PHOTO RECEIVERS WITH SHOTTKY - BARRIER

It is detected, that average value of current of thermionic emission and its fluctuations decreases at temperature decreasing. That's why dominant mechanism of noise will be ambient noise at some sufficiently low temperature

Qəbul olunma tarixi: 19.01.2018