

<u> <SA 621.382</u>

\_Ֆիզիկա

## Մելս ՄԻՆԱՍՅԱՆ

ԱրՊՀ մաթեմատիկայի և ֆիզիկայի ամբիոնի դոցենտ, Ֆ.մ.գ.թ.

## ՈՐՈՇ ՄԿՄ ԿԱՌՈՒՅՑՆԵՐՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԻ ԿԻՍԱԽՈՐԱՆԱՐԴԱՅԻՆ ՏԵՂԱՄԱՍԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Աշխատանքում ցուցադրված է փորձառական արդյունք, և նրա ստացումը ենթադրաբար կապվում է բարձրաօհմ նմուշում հարստացված մերձկոնտակտային շերտի գոյացման հետ:

**Բանալի բառեր`** մետաղ, թույլ հաղորդականությամբ կիսահաղորդիչ, հաղորդականության գոտի, միաբևեռ ինժեկցիա, տարածական լիցք, գերգծային հոսանք:

## М.Минасян О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУКУБИЧЕСКОГО УЧАСТКА В ТОКЕ НЕКОТОРЫХ МПМ СТРУКТУР

В работе показан экспериментальный результат, получение которого предположительно связывается с образованием приконтактного обогощенного слоя, возможного в высокоомном образце.

Между структурой металл-полупроводник-металл (МСМ) и вакуумным диодом существует общность, особенно в отношении начальных условий генерации электрического тока, когда еще не прикладывались межэлектродные напряжения. Основное отличие тока в вакууме от тока в среде связано с существенной разницей в механизмах рассеяния. Однако аналогичное изменение тока можно ожидать и на вольт-амперных характеристиках (BAX) до тех пор, пока анодное напряжение не будет доведено до значения насыщения. При напряжениях этого диапазона в МСМ-структурах получаются сверхлинейные BAX: 1~U<sup>2</sup> или *I* ~*U*<sup>3</sup>/<sub>2</sub>. Теория приносит первое для твердотельного диода с плоским катодом. Во втором случае важен тот факт, что диод является «точечным», у которого катодная пластинка представлена с очень малым радиусом кривизны. *Ключевые слова:* металл, полупроводник со слабой проводимостью, зона проводимости, монополярная инжекция, пространственный заряд, сверхлинейный ток.

## M.Minasyan ON THE POSSIBILITY OF A SEMICUBIC SECTION IN THE CURRENT OF SOME MSM STRUCTURES

The paper shows an experimental result, the receipt of which is presumably associated with the formation of a near-contact enriched layer, which is possible in a high-resistance sample. There is a commonality between the metal-semiconductor-metal (MSM) structure and the vacuum diode, especially in terms of the starting conditions for the generation of electric current, when no inter-electrode voltages have yet been applied. The main difference between the current in vacuum and in the medium is due to the significant difference in the scattering mechanisms. However, a similar change in current can be expected in the volt-ampere characteristics (VAC) until the anode voltage is brought to a saturation value. Under the voltages of this range, superlinear VACs are obtained in MSM structures:  $I \sim U^2$  or  $I \sim U^{3/2}$ . The theory brings the first for a flat-cathode solid-state diode. In the second case, the fact that the diode is "point" is important, in which the cathode blade is presented with a very small radius of curvature.

*Key words:* metal, low conductivity semiconductor, conduction band, monopolar injection, space charge, superlinear current.

Վաղուց հայտնի է ոչ գծային անհամաչափ ՎԱԲ-երի ստացումը մետաղկիսահաղորդիչ «կետային» կոնտակտներում և դրանց հանդեպ հետաքրքրվածությունը Մակայն հոսանք-լարում [4]: ցանկայի կախվածությունները ապահովվում են միայն որոշակի պայմաններում։ Փորձր և տեսությունը օգնում են կողմնորոշվելու մասնավորապես այն բանում, թե էներգիական որպիսի արգելքի հետ գործ կունենանք՝ կոնտակտի այս կամ այն իրականազման դեպքում։

#### 196 <u>Բնական գիտություններ</u>

հենքային է Փորձառությունը, իհարկե, սկսվում կիսահաղորդչի րնտրությունից, քանի մենք կարևորում ենք այն, որ հոսանքի կախվածությունը ջերմաստիձանից և կոնտակտում առաջացող պոտենցիայային արգեյքներից տարբեր է այլասերված և ոչ այլասերված կիսահաղորդիչների պարագայում: Ազատ էլեկտրոնները վերջիններիս մեջ կարգերով ավելի նվազ են, ինչը համեմատականորեն մեծացնում է մետաղի հետ կոնտակտում ձևավորվող էներգիական արգելապատնեշի լայնությունը, բերելով (որոշ վերապահումներով) քվանտային թունելային անցումների մերժմանը: Նաև, ինչպես նշվում է [1] -ում, հաղորդականության գոտու վիձակների միայն ցածր էներգիական հատվածն է զբաղեցվում ազատ էլեկտրոններով՝ վերջիններիս զածո կոնցենտրացիայի պատ $\Delta$ առով։ Պարզ է, որ c-գոտու հատակին մոտ տեղավորված էլեկտրոնները լավագույնս են «նկատում» պոտենցիայային արգելքի փոփոխությունները:





Նկ.1.ա, բ-ում ներկայացված են *n*-տիպի կիսահաղորդչի հետ մետաղի կոնտակտի էներգիական դիագրամները՝ շեղող արտաքին լարման բացակայության պարագայում։

Նկ. 1. ա-ի դեպքում կիսահաղորդչային կողմում առկա է մերձմակերևույթային աղքատացում: Առաջացող էներգիական արգելքն ունի  $eU_{i}$  բարձրություն (e-ն պայմանանշում է էլեկտրոնի լիցքի բացարձակ արժեքը):

Նկ. 1. բ-ի դեպքում *n*-տիպի կիսահաղորդչի հետ հավասարակշռությունը ձեռք է բերված մերձմակերևույթային տեղամասի «հարստացումով»:

Երկու դեպքերում էլ նկարագրերը իդեալականացված են։ Դրանք մոտարկումներ են՝ հաղորդականության տարբեր նախադրյալներ ունեցող կոնտակտների

համար։ Գործնական հարթությունում երկրորդի իրականացումը շատ ավելի խնդրահարույց է, ինչը կարող է նրա վերաբերյալ ավելի սակավ հրապարակումների պատՃառը լինել։

Մտորև, մեջբերելով [1-4] աշխատանքներից փոխառնված որոշակի տեղեկություններ, մենք փորձում ենք նկ.1, բ-ի դեպքում ընկալելի դարձնել էլեկտրահաղորդման առանձնահատուկ նրբությունների գոյացումը։ Շնորհիվ դրանց, հնարավոր է դառնում մի այլ մոտեցում ևս, ըստ որի` հոսանքի ակնհայտ կախվածությունը ջերմաստիձանից և լարումից պիտի ձանաչվի որպես հենքային, բայց և ավելացվի պարամետրական կախվածություն կոնտակտում հնարավոր դարձող մեխանիկական լարումներից։ Խոսքը կոնտակտում պոտենցիալային արգելքի վրա լրացուցիչ ներգործության մասին է, ուրեմն և ինժեկցիոն հոսանքի սահուն մոդուլացման մասին։ Վերջին հաշվով, այդ կերպ կարելի է հասնել ՎԱԲ-ի նպատակային փոփոխմանը՝ կիրառական մի այլ խնդրի առաջադրումով։



Նկ. 2–ում ցուցադրված է երկու կողմերից հարթ մետաղական կոնտակտներ ունեցող կիսահաղորդչային բյուրեղային շերտի տեղամասում առաջացող էներգիական արգեյքը: Նկարագիրը վերաբերում է տարանցիկ հոսանքի բացակայության դեպքին: Ըստ կոորդինատի փոփոխվում է և՜  $\varphi(x)$ պոտենցիայը, որը էլեկտրոններով հարստացված բյուրեղում բացասական է ( $\varphi < 0$ ), և ´ ազատ էլեկտրոնների n =n(x)կոնցետրացիան: Պայմանով, np շերտի հաստությունը դեռևս sh սահմանափակված, կարելի է օգտվել հավասարումների` [1]-nւմ առաջադրված համակարգից՝

Նկ.2

$$j = -en\mu \frac{d\varphi}{dx} + \mu kT \frac{dn}{dx},$$
(1)

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\mathcal{E}} (n - n_0)$$
 (2)

և սահմանային պայմաններից

 $x = 0, \varphi = 0, n = n_{ij}, x = \infty, \varphi = U_{ij} + U, n = n_0$ : (3)

Վերը անտեսվել է շեղման հոսանքը, ինչպես նաև դիֆուզիայի  $\mathcal{D}_n$  գործակցի փոխարեն (ըստ Էյնշտեյնի) գրանցվել է  $\frac{kT}{e}\mu_n$ : Մահմանային (3) պայմանում *U*ն՝ արտաքին լարումն է, ինչպես նաև մտցված է նշանակում՝

$$n_{ll} = n_0 exp\left(-\frac{eU_{ll}}{kT}\right):$$
(3)

Նկատենք, որ բյուրեղի՝ հավելյալ էլեկտրոններով հարստացած շերտի սահմաններում՝ մակերևույթից դեպի նրա ծավալի խորքը  $\varphi(x)$  պոտենցիալը նվազող է։ Նկ. 2-ում ծավալային լիցքի տիրույթը առանձնացված է որպես 1 տեղամաս։ Քանի որ նրանում տարածական լիցքը բացասական է, և էլեկտրոնները դաշտի կողմից ձգվում են դեպի մետաղական կոնտակտ։ Թող  $-eU_{ij} > (2 \div 3)kT$ , հոսանքի խտության համար դեռևս տեղի ունի j = 0։ Այդ պարագայում (1)-ից կունենանք՝

$$\frac{dn}{n} = \frac{e}{kT} d\varphi, \text{u} \ n(x) = n_{\mu} exp \frac{e\varphi(x)}{kT}, \tag{4}$$

197

#### 198] <u>Բնական գիտություններ</u>

որտեղ  $n_{i}$ –ն սահմանային՝ x = 0 հարթությունում առկա կոնցետրացիան է։ Տեղադրելով n(x)–ը (2)-ում, ստանում ենք

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_{ll} \left( exp \frac{e\varphi(\mathbf{x})}{kT} - exp \frac{eU_{ll}}{kT} \right) = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_0 \left[ exp \frac{e(\varphi - U_{ll})}{kT} - \mathbf{1} \right]:$$
(5)

(5) հավասարումից, ինչպես հարստացված, այնպես էլ աղքատացած կոնտակտային շերտերի դեպքերում, հնարավոր է գտնել φ**(x)** բաշխվածությունները։

Կոնցետրացիայի, դաշտի E լարվածության և  $\varphi$  պոտենցիալի համար տեղ գտնող կոորդինատային փոփոխությունները որոշ իմաստով ընդհանրական են՝ բոլորն էլ էքսպոնենցիալային են։ Օրինակ, երբ աղքատացած շերտում հաղորդականության գոտու եզրի ծովածությունը մեծ չէ (ըստ նկ. 1.ա-ի), և  $eU_{l_{i}}$ ի համար կարելի է ընդունել  $eU_{l_{i}} \ll kT$ , ապա (5)-ում էքսպոնենցիալ ֆունկցիայի մոտարկում կատարելով, ստանում են՝ [1]

$$\varphi(\mathbf{x}) = U_{l_l} \left[ 1 - exp\left( -\frac{x}{L_{l_l}} \right) \right], \tag{6}$$

որում  $L_{\eta} = \left(\frac{\mathcal{E}kT}{4\pi e^2 n_0}\right)^{1/2}$  մեծությունը հայտնի է որպես էլեկտրաստատիկ դաշտի էկրանավորման Դեբայի երկարություն։ Կիսահաղորդչում  $n_0 \sim 10^{15} u d^{-3}$  –ի և  $\mathcal{E} \sim 10$ -ի դեպքում՝  $L_{\eta} \sim 10^{-5}$ սմ է (կամ 0.1 մկմ)։

ելեկտրոններով հարստացված կոնտակտային շերտի պարագայում  $\varphi$ պոտենցիալը ձգտում է 1-տեղամասում գալ նվազագույն արժեքի, մինչդեռ  $x = \mathbf{0}$ -ում տեղի ունի  $\varphi(\mathbf{0}) = \mathbf{0}$ ։ Այդ հանգամանքը թույլ է տալիս համարել  $|U_{ij}| > |\varphi|$ , ուրեմն և

$$exp\frac{eU_{l_l}}{kT} \ll exp\frac{e\varphi}{kT}:$$

Դրանում օգտվում ենք նաև  $-eU_{i} > (2 \div 3)kT$  պայմանից։ Ի վերջո, օգտվելով (7)-ից, կարող ենք պարզեցված տեսքի բերել նաև (5)-ը՝

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\mathcal{E}} n_{\mu} exp \frac{e\varphi}{kT}$$
(8)

(8)-ի ինտեգրումը կատարվում է ըստ  $\varphi$ -ի՝ նախապես երկրորդ կարգի դիֆերենցիալ հավասարման երկու կողմերը բազմապատկելով  $d\varphi/dx$ -ով։ Ինտեգրումը բերում է (9)-ին՝

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = \frac{8\pi kT}{\mathcal{E}} n_{ll} exp \frac{e\varphi}{kT} + C:$$
(9)

Ինտեգրման *C* հաստատունը որոշվում է պայմանից, որ 1 և 2 տեղամասերի սահմանին ունենանք

$$\varphi = U_{ll}, \qquad \frac{d\varphi}{dx} = 0:$$

Այդ պահանջում ընդգծված է, որ հոսանքի բացակայության պարագայում 1ից 2-րդ շերտ անցնելու տեղում գոտիների եզրերը արդեն հարթ են։ Հաստատունի համար ստացվում է՝

$$C = -\frac{8\pi kT}{\varepsilon}n_{l}exp\frac{eU_{l}}{kT}$$

Դրանում  $\frac{e U_{ij}}{kT}$ ի հետ կապված ունենք (7) առնչությունը, ինչը թույլ է տալիս (9)-ում անտեսել *C*-ն։ Արդյունքում ստանում ենք  $\varphi(x)$ -ը պայմանավորող դիֆերենցիալ հավասարում, որն արդարացի է կիսահաղորդչի 1 տեղամասի համար՝

$$\frac{d\varphi}{dx} = \pm \left(\frac{8\pi kTn_{l_l}}{\mathcal{E}}\right)^{1/2} exp \frac{e\varphi}{2kT}:$$
(10)

Քանի  $\varphi$ -ն բացասական է x > 0 տիրույթում և կոնտակտից հեռանալուց նվազող է, ապա հավասարման մեջ թողնվում է մինուսի նշանը։ Հետագա ինտեգրումը ենթադրվում է իրականացնել 0-ից x-տիրույթում։ Այն տալիս է —ew = 2kTln(1 + x/a) (11)

որտեղ 
$$a$$
-ն բնութագրական երկարություն է, նման Դեբայի  $L_{\eta}$ -ին։ Տվյալ դեպքում

$$a = \left(\frac{\mathcal{E}kT}{2\pi e^2 n_{ll}}\right)^{1/2}$$
 (12)

Էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի կոորդինատային կախվածությունը 1 շերտում այսպիսին է՝

$$n = n_{l} exp \frac{e\varphi}{kT} = n_{l} \left(\frac{a}{a+x}\right)^{2}$$
(13)

Ավելի հեռու գտնվող՝ խորքային կետերում (2 տիրույթում ըստ նկ. 2-ի) տեղի ունի՝

$$\varphi = U_{ll}$$
,  $n = n_l exp \frac{eU_k}{kT} = n_0$ : (14)

Մենք տեսնում ենք (14)-ում, որ  $U_k$ -ն  $\varphi$ -ի լրիվ փոփոխությունն է 1 շերտի տեղամասում, իսկ  $\mathcal{E}_C$ -ի և  $\mathcal{E}_V$ -ի փոփոխությունները նույն շերտում հավասարվում են  $-eU_k$ -ի։ Նկ. 2-ում ցույց է տրված նաև ազատ էլեկտրոնների ո կոնցենտրացիայի փոփոխությունը 1 տեղամասում՝ կոնտակտի հարթությունում ունեցած  $n_q$  արժեքից մինչև խորքում եղած  $n_0$ -ն։ Այն 2 շերտում և՛ նվազ է, և՛ անփոփոխ։

Խնդրի մատչելիությունը կարևորելով՝ նկ. 2-ը համապատասխանեցված է երկու կողմերում միանման էլեկտրոդներով պարփակված բյուրեղային նմուշի (բարակ թիթեղի) դեպքին։ Ինչպես նշվել է, նկ. 2-ի դեպքում արտաքին շեղում չի տրված, և հոսանքը բացակայում է։

#### 200 <u>Բնական գիտություններ</u>

Վերը դիտարկվածի ուշագրավ արդյունքներից մեկը նրանումն է, որ կոնտակտամերձ (մոտավորապես a հաստություն ունեզող) շերտերում կուտակվում էլեկտրոններ հայտնվում և են անսպասելի բարձր կոնցենտրացիալով, մինչդեռ  $n_0$  խորքային արժեքը դերակատարություն չունի, կարող է անգամ շատ փոքր լինել, ինչպես մեկուսիչներում է։ Շնորհիվ մետաղական էլեկտրոդներից տեղափոխված այդ էլեկտրոնների, որոնց կուտակումը 1 տեղամասերից լուրաքանչյուրում կարելի է նմանեցնել կոնտակտամերձ լիզքային ամպերի, նախադրյալներ են ստեղծվում, որ միջէլեկտրողային լարում կիրառելու դեպքում որոշակի հոսանք դիտվի՝ ի հաշիվ մի կոնտակտից դեպի մյուսը ներքաշվող Էլեկտրոնների: Ինչպես նշվում է [1]-ում, բացառված չէ տարանցիկ հոսանքների առաջացումը նույնիսկ այն պարագայում, երբ առանց կոնտակտների, այսինքն ի հաշիվ հենց բյուրեղի տեսակարար հաղորդականության, հոսանքի դիտումը տվյալ լարման տակ կլիներ անհնարին:

Ինչպես տեսնում ենք, ՄԿՄ կառուցվածքի և վակուումային դիոդի միջև առկա է ընդհանրություն, հատկապես էլեկտրական հոսանքի առաջացման ելակետային պայմանների մասով, երբ դեռ միջէլեկտրոդային լարումներ չեն կիրառված։ Նկատի ունենք շիկացած կաթոդի շուրջ էլեկտրոնային ամպի և կաթոդ-անոդ միջակայքում հոսանքակիրների գոյացումը hhum սակավությունը: Վերջինում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կփոխվի անոդային լարում կիրառելուց։ Լարումը մոնոտոն մեծացնելիս, կլինեն մեծացող քանակով էլեկտրոններ, որոնք միջէլեկտրոդային միջակայք ներթափանցելով, հասնում են անոդին: Որոշ լարումների դեպքում անոդային հոսանքը կարող է ինչպես կախված, այնպես էլ անկախ լինել տարածական լիզքերից։ Հոսանքի հիմնական տարբերությունը վակուումում և միջավայրում պայմանավորվում է ցրման մեխանիզմների էական տարբերությամբ: Այնուամենայնիվ կարեյի է սպասել ՎԱԲ-երում հոսանքի փոփոխման նմանություն (jupniuha) հոսանքի փոփոխման միատեսակ



արտահայտվածություն)։

Անդրադառնանք նկ. 3-ին, որում ներկայացված է ազատ էլեկտրոնի էներգիայի կոորդինատային փոփոխությունը բյուրեղային նմուշում՝ մետաղի հետ կոնտակտի մեջ գտնվող նիստին ուղղահայաց Հաղորդականության ուղղությամբ: գոտու (C-գոտու) եզրի՝ 1-ով տրված բաշխվածությունը տեղի ունի հաստատված ջերմային հավասարակշռության պայմանում,

20

# <u>Գիտական տեղեկագիր 1/2023</u>

երբ անոդին լարում չի կիրառված։ Կորի վերընթաց մասում (տարածական լիցքի գոյության տեղամասում) առկա են հոսանքի դրեյֆային և դիֆուզիոն բաղկազուզիչներ, որոնք իրար հակառակ են և հավասար։ Արդյունարար հոսանքը զրոյական է: Երբ անոդին դրական լարում է կիրառվում,  $\mathcal{E}_c$ -ի րնթագրը ներկայացվում է 2-ով: X' հարթության կետերում էլեկտրոնի պոտենցիալ էներգիան մաքսիմալ է, և հոսանքը դիֆուզիոն է։ Արտաքին յարման էլ ավելի մեծացումը բերում է 3-ին. X' հարթությունը տեղա2արժվում է դեպի ձախ, այն մոտենում է կոնտակտային հարթությանը, իսկ էներգիական արգելքի բարձրությունը նվազում է։ Արգելքի տարածական սփովածությունը նույնպես փոխվում է, այն սեղմվում է։ Ամեն մի այդպիսի փոփոխության արդյունքում մի բան մնում է անփոփոխ. X' հարթությունը, որում պոտենցիայ էներգիան մաքսիմալ է, տեղակայվում է այնպես, որ նրանում դիֆուզիայի հոսանքը հավասարվում է բյուրեղով անցնող հոսանքին, այսինքն՝ *X′* –nւմ էլեկտրոնների դրելֆր զրոյացվում է, մնում է միայն դիֆուզիան: Այս առանձնահատկությամբ օժտված կոնտակտները դառնում են էլեկտրոնների հավաքատեղի, որտեղից ապահովվում է էլեկտրոնների առաքումը (էմիսիան):

Նկ. 4. *CdS*-ի (20 Օմ.սմ. տեսակարար դիմադրությամբ միաբյուրեղի) վրա իրականացված կետային դիոդի վոլտամպերային բնութագրերը ուղիղ (1) և հակառակ (2) շեղումների տակ, ստացված սենյակային ջերմաստիձանում։



Կոնտակտի շառավիղը մոտ 1մկմ է։ Փորձարարական կետերը խաչիկներ են (x), երբ մետաղական սայրը բացասական շեղման տակ է։ Դրանց ընթացքը ներկայացնում է 1 կորը։ Կետագծերով տարված կորը, որը I = 1 մU-ի կետում ձիշտ համատեղված է փորձարարական տվյալի հետ, իրենից ներկայացնում է 3/2-ի օրենքին համապատասխանող կորը։ Գծիկավորը, որը նույնպես համատեղված I = 1 մU կետում, տարված է որպես քառակուսային օրենքին համապատասխանող։ Մութ օղակները ստացված են սայրին դրական շեղում տալուց։ Դրանց ներկայացնող ուղղագիծը (2) համապատասխանում է Օհմի օրենքին։

#### 202 <u>Բնական գիտություններ</u>

Շնորհիվ անոդի դրական պոտենցիալի, Էլեկտրոնները ներքաշվում են ծավալի խորքերը։ Բյուրեղի այդպիսի հարստացումը էլեկտրոններով տվյալ պարագայում պիտի անվանվի *հիմնական լիցքակիրների ինժեկցիա*։ Առաջանում է համապատասխան տարածական լիցք, և, Պուասոնի հավասարման հետ համաձայնությամբ, գոյանում է հավելյալ էլեկտրական դաշտ: Հիշյալի չեզոքացումը համապատասխան չափով պահանջում է արտաքին շեղող լարման ավելացում։ Ոչ մեծ անոդային լարումների պայմաններում հոսանքը համարվում է տարածական լիցքով սահմանափակված (ՏԼՍՀ)։ Այստեղ նորից առկա է նմանություն լամպային դիոդում առաջացող հոսանքի հետ, երբ անոդային լարումը դեռ չի բերվել հագեցնող արժեքին։ Այս տիրույթի լարումների տակ ՄԿՄ կառուցվածքներում ստացվում են գերգծային ՎԱԲ-եր՝  $I \sim U^2$  կամ  $I \sim U^{3/2}$ : կպահանջի մոդելավորման Ճշգրտում։ Դրանց տարբերակումը մեզնից Տեսությունը բերում է առաջինին՝ հարթ կաթոդով պինդմարմնային դիոդի հա-Երկրորդի դեպքում կարևորվում է դիոդի «կետային» լինելու մար: հանգամանքը, որում կաթոդի սայրը ներկայացվում է կորության շատ փոքր շառավղով [5]։ Համապատասխան աղբյուրում մեկնաբանված է փորձառական ՎԱԲ-ի ստացումը։ Տրված նկարագիրը բերում ենք ամբողջությամբ (նկ.4.), ինչպես նաև ավելացնում Ge–ի վրա մեր կողմից ստացվածը (նկ.5.):



Նկ.5.ա,բ. ՎԱԲ-ի հակառակ (ա) և ուղիղ (բ) ճյուղերը։ Գործարանային Д2 դիոդի համար՝ ընդհատ (-----), փոխակերպվածի համար՝ հոծ (\_\_\_\_):

Փաստացի նյութի նման հարստացումը, անշուշտ, մոտեցնում է մեզ այստեղ արծարծված թեզերի հետագա Ճշգրտմանը, ինչը վերաբերում է նաև ՎԱԲ-երի ստացման նախադրյալներին և այդ ՎԱԲ-երի ծառայեցմանը տեխնիկայում պահանջվող նպատակներին։

Գրականություն
1. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, Физика
полупроводников, М.: Наука, 1977. 672 с
2. Олфрей Г. Ф., Физическая электроника, Пер. с англ. В.
И. Гайдука. – М.: Мир, 1966.
3. Зи С.М., Физика полупроводниковых приборов, В 2
томах. Изд-во: М.: Мир, 1984 г.;
4. Епифанов Г.И., Мома Ю.А., Физические основы
конструирования и технологии РЭА и ЭВМ, М.
Сов.радио, 1979г.
5. Ламперт М., Марк П., Инжекционные токи в твердых
телах, Изд-во Мир, М., 1973.
Նյութը ներկայացվել է    16.05.2023,
գրախոսման է ուղարկվել 15.06.2023։

գրախոսման է ուղարկվել 15.06.2023։ տպագրության ընդունվել 22.06.2023։ Հոդվածը տպագրության է երաշխավորել խմբագրական խորհրդի անդամ, ֆ.մ.գ.թ. Կ.Ս.Արամյանը։