

Ə.Ş.ABDİNOV, H.M.MƏMMƏDOV

**ELEKTRON CİHAZLARI VƏ EMİSSİYA
ELEKTRONİKASININ ƏSASLARI**

Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin ___-cü il tarixli
___saylı əmri ilə təsdiq edilmişdir.*

BAKI

«Təhsil» - 2009

Fizika-riyaziyyat elmləri

doktoru, professor – Əhməd Şahvələd oğlu Abdinov

Fizika-riyaziyyat elmləri

namizədi - İlham Soltan oğlu Həsənov

Fizika-riyaziyyat elmləri

namizədi, dosent – Tərlan Xanbaba oğlu Hüseynov

ELEKTRON CİHAZLARI VƏ EMİSSİYA ELEKTRONİKASININ ƏSASLARI

Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin ___-cü il tarixli
___saylı əmri ilə təsdiq edilmişdir.*

BAKI

«Təhsil» - 2009

Kitaba rəy verənlər:

Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
professor R.T.Hümbətov

Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
professor Y.Y.Hüseynov

Elmi redaktor:

Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
professor Ş.Q.Əsgərov

Abdinov Ə.Ş., Məmmədov.H.M.Bərk cisim elektronikas (ali məktəblər üçün dərs vəsaiti). Bakı-2009, «Təhsil» nəşriyyatı,S.

Dərs vəsaitində fizika, elektronika, fiziki elektronika, radiofizika, radioelektronika, eləcə də bəzi başqa istiqamət və ixtisasların tədris planlarında tədrisi nəzərdə tutulan elektron cihazları, ion cihazları, bərk cisim elektronikas, yarımkeçirici cihazlar, elektron optikas fənlərinin proqramlarına uyğun olaraq ən geniş yayılmış elektron və ion cihazları, onların iş prinsipi, eləcə də elektron optikasının elementləri, quruluşu, növləri, parametr və xarakteristikaları, bərk cisimlərdən elektron emissiyası prosesləri haqqında məlumatlar şərh olunur.

Kitab əsasən ali məktəblərin uyğun istiqamət və ixtisasları üzrə təhsil alan tələbələr üçün nəzərdə tutulmuş olsa da, mühəndislər, aspirantlar, elmi işçilər, ali və orta ixtisas məktəblərinin müəllimləri də ondan faydalana bilər.

Dərs vəsaiti müəlliflərin uzun illər Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsinin tələbələrinə oxuduqları mühazirə mətnləri əsasında tərtib edilmişdir.

«Təhsil» nəşriyyatı

III HISSƏ

ELEKTRİK KEÇİDLƏRİ

GİRİŞ

Bərk cisim, daha doğrusu, yarımkeçirici cihazlar, öz tərkib hissələrinə görə iki qrupa bölünür: bircins və qeyri-bircins cihazlar. Bircins cihazlar yalnız rezistor tipli olub, cərəyan kontaktları istisna edilməklə eyni bir işçi maddədən təşkil olunur. Bu cihazların işində kontakt hadisələri iştirak etmir və cərəyan kontaktları, yalnız həmin cihazları iştirak etdikləri elektrik dövrəsinə qoşmağa xidmət göstərir. Belə bərk cisim və ya yarımkeçirici cihazlara rezistorların hamısını (termorezistorları, fotorezistorları, tenzorezistorları, maqnitorezistorları və s.), o cümlədən Holl qeydedicilərini, Qann diodlarını göstərmək olar.

Qeyri-bircins yarımkeçirici cihazda isə işçi element bircins material yox, ya kimyəvi tərkibinə, ya da keçiricilik tipinə və ya aşqarlanma səviyyəsinə görə bir-birindən fərqlənən müxtəlif materialların kontaktıdır və onların iş prinsipi, məhz kontaktın keçid oblastında baş verən fiziki proseslərə əsaslanır. Bu cihazların işçi elementi metal-yarımkeçirici, metal-oksid-yarımkeçirici, metal-dielektrik-yarımkeçirici kontaktları, eləcə də homo- və hetero- p-n keçidlər, $p \pm p$, $n \pm n$, $n-i$ və $p-i$ keçidlər ola bilər.

Qeyd etmək lazımdır ki, rezistor tipli (bircins) yarımkeçirici cihazlar da elm, texnika və sənayenin müxtəlif sahələrində kifayət qədər geniş tətbiq və tədqiq olunsalar da, müasir elektron cihaz və qurğularının, ən başlıcası isə onların ən geniş və unikal imkanlıları, məhz müxtəlif kontakt strukturları əsasında yaradılmış qeyri-bircins

yarımkeçirici cihazlardır. Bu cihazların ən xarakterik nümayəndələri bütün tip yarımkeçirici diodlar və tranzistorlar, injeksiya işıq diodları və injeksiya lazerləri, müxtəlif fotoqəbuledicilərdir.

Məhz bu deyilənlər göstərir ki, bərk cisim cihazların fizikasını öyrənmək üçün ilk növbədə bərk cisim və yarımkeçiricilərin, eləcə də kontaktlarda baş verən elektron proseslərinin fiziki əsaslarını mənimsəmək lazımdır. Bərk cisim və yarımkeçiricilərin fizikası «Bərk cisim fizikası», «Yarımkeçiricilərin fizikası», «Elektron texnikasının materialları» kurslarında lazımi səviyyədə tədris edildiyindən, həmin məsələlər üzərində burada ətraflı dayanmağa ehtiyac duyulmur. Kontakt strukturlarının yaranması mexanizmi, əsas parametr və xarakteristikaları, onlarda baş verən elektron prosesləri, bu strukturların praktiki tətbiq imkanları, qüsurlar və məhdudiyyətləri haqqında ən ümumi məlumatları belə bir dərslə vəsaitində verilməsi zərurəti isə danılmazdır.

Ona görə də ayrı-ayrı yarımkeçirici cihazlar haqqında məlumatların verilməsinə keçməzdən əvvəl bərk cisim (yarımkeçirici) elektron cihazlarında əsas işçi element funksiyasını daşıyan elektrik keçidləri: kontakt-yarımkeçirici kontaktı, heteroqəçidlər və homo p-n qəçidlər haqqında ən vacib məlumatları vermək məqsəduyğundur.

§ 3.1.1. *p-n* qəçid, *p-n* qəçidin əmələ gəlməsi və əsas parametrləri

Elektron-deşik qəçidi (*p-n* qəçid) əks tip keçiriciliyə malik iki yarımkeçiricinin kontaktındakı elektrik qəçidinə deyilir. Əgər bu yarımkeçiricilər eyni kimyəvi tərkibə malikdirsə,

belə keçid **homo-**, müxtəlif kimyəvi tərkibə malikdirsə – **hetero p-n keçid** adlanır.

p-n keçidin əmələ gəlmə mexanizminə baxaq. Fərz edək ki, eyni yarımkeçirici materialdan, lakin əks tip (biri p-, digəri isə n- tip) keçiriciliyə malik, eyni səviyyədə ($N_D^n = N_A^p$) aşqarlanmış iki yarımkeçirici kristal onların keçiricilik tipini təyin edən aşqar atomlarının tamamilə ionlaşdığı

temperaturdan (T_i)

yüksək temperaturda

($T \geq T_i$) elektrik

kontaktına gətirilib

(şəkil 3.1.1, a). Bu o

deməkdir ki, toxunma

yerində (kontakt müs-

təvisində) bir sistem

təşkil edən bu iki

kristalın birindən

digərinə keçdikdə kristal

qəfəsin ölçüləri

tərtibində heç bir təhrif

hiss olunmur. Həmin

hissələrdə uyğun olaraq:

$n_{n0} = p_{p0}; p_{n0} = n_{p0}$ və

$p_{n0} \ll n_{n0}; n_{p0} \ll p_{p0}$.

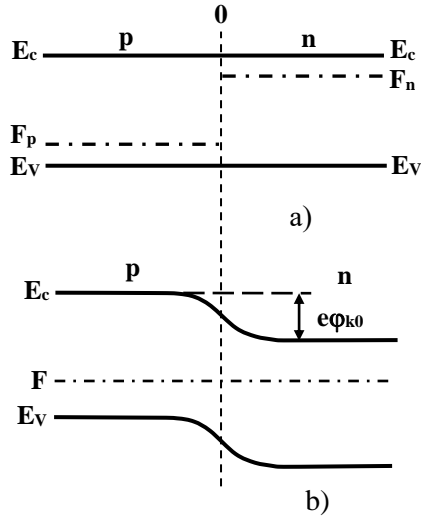
Burada n_{n0}, n_{p0} - uyğun

olaraq əsas və qeyri-əsas elektronların, p_{p0}, p_{n0} - isə

deşiklərin konsentrasiyasıdır. İndekslərdəki n və p -

işarələri yarımkeçiricinin keçiricilik tipini göstərir. Belə

($N_D = N_A$ olan) p-n keçid **simmetrik p-n keçid** adlanır.



Şəkil 3.1.1. Eyni kimyəvi tərkibli p- və n- tip keçiricilikli iki yarımkeçiricidən ibarət sistemin kontakta gətirdiyi ilk anda (a) və xarici gərginlik olmadıqda ($U_x = 0$) p-n keçidin dinamik tarazlıq halı qərarlaşdıqdan sonrakı (b) enerji diaqramı.

Həmin iki əks tip keçiricilikli kristal bir-birindən ayıran müstəviyə p - n keçidin **metallurji sərhəddi** deyilir. Həqiqətdə isə belə bir kəskin sərhəddən danışmaq düzgün olmasa da, əksər hallarda sadəlik üçün qəbul edilir ki, sərhəd kəskindir və hesablamalarda, eləcə də izahatlarda həmin sərhədi «X»-koordinatının başlanğıcı kimi götürmək olar. Bu halda fərz edilir ki, kristal X- oxu boyunca yönəlib.

Belə sistemin boyunca sərbəst elektron və deşiklərin konsentrasiyasının qradienti mövcud olduğundan həmin hissəciklərin bir-birinin əksinə yönəlmiş diffuziyası baş verir. Bu prosedə keçid müstəvisindən hər iki tərəfdə yalnız L_D - **diffuziya uzunluğundan** böyük olmayan məsafədə yerləşən elektron və deşiklər iştirak edir. Diffuziya olunmuş elektron və deşiklər rekombinasiya olduğundan, keçid müstəvisinin hər iki tərəfində müəyyən qalınlıqdakı qatda kompensə olunmamış əks işarəli ionlar hesabına (p - hissədə mənfi, n -hissədə isə müsbət) **həcmi yüklər** müəyyən E_d - **daxili elektrik sahəsi** yaranır. Həmin elektrik sahəsinin qiyməti ilk anlarda böyüyür. Yaranmış daxili sahənin təsiri altında, eyni zamanda sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyanın əksi istiqamətində dreyfi də baş verir. Daxili sahənin qiyməti böyüdükcə dreyf posesi də güclənir. Nəhayət, keçiddən baş verən diffuziya və dreyf prosesləri bir-birini tarazlaşdırır və sistemin dinamik tarazlıq halı qərarlaşır (şəkil 3.1.1, b). Belə tarazlıq halında:

$$j_D = j_{Dp} + j_{Dn} = j_E = j_{Ep} + j_{En}; \quad j_T = j_D + j_E = 0 \quad (3.1.1)$$

$p-n$ keçidi əmələ gətirən əks tip keçiricilikli yarımkeçiricilərin bağlayıcı təbəqəsindən kənardakı hissələrinin enerji diaqramı dəyişmir. Bu hissələr **$p-n$ keçidli sistemin ballast hissəsi** adlanır. Ballast hissələrdə materialın elektroneytrallığı saxlanılır və $E_d=0$ olur.

Bağlayıcı təbəqədə isə elektroneytrallıq pozulur. p -hissədə akseptor, n -hissədə isə donor atomlarının tərpənməz ionlarının qaldığı bu təbəqədə sərbəst yükdaşıyıcılar olmadığından, həmin hissənin R_{p-n} - müqaviməti ballast hissənin R_b - **müqavimətindən** çox-çox böyük olur ($R_{p-n} \gg R_b$).

$p-n$ keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü kontakta gətirilmiş yarımkeçirici materiallarda çıxış işlərinin fərqi ($\varphi_{K0} = \varphi_{op} - \varphi_{on}$) bərabər olduğundan və çıxış işləri hər iki hissədəki uyğun Fermi səviyyəsindən (F_n və F_p) hesablandığından:

$$e\varphi_{K0} = \varepsilon_{F_n} - \varepsilon_{F_p} \quad (3.1..2)$$

Sonuncu bərabərlikdə

$$\varepsilon_{F_n} = \varepsilon_c - kT \ln \frac{N_c}{N_D}; \quad \varepsilon_{F_p} = \varepsilon_v + kT \ln \frac{N_g}{N_A} \quad \text{və} \quad \varepsilon_g = \varepsilon_c - \varepsilon_v$$

olduğunu nəzərə aldıqda

$$e\varphi_{K0} = \varepsilon_{F_p} - \varepsilon_{F_n} = \varepsilon_c - \varepsilon_v - kT \ln \frac{N_v N_c}{N_A N_D}. \quad (3.1..3)$$

Burada ε_g keçidin yaradıldığı yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasının eni, N_v və N_c uyğun olaraq valent və keçirici zonadakı enerji hallarının sıxlığı, k - Bolsman sabiti, T – sistemin temperaturudur. Nəzərə alsaq ki,

$$N_v N_c = n_i^2 \exp\left(\frac{\varepsilon_g}{kT}\right),$$

Onda

$$e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (3.1.4)$$

Sonuncu ifadədə n_i – baxılan temperaturda keçidin təşkil olduğu yarımkeçirici materialda sərbəst yükdaşıyıcıların məxsusi konsentrasiyasıdır.

$$N_A = p_{po}, N_D = n_{no} \text{ və } n_i^2 = n_{no} p_{no} = p_{po} n_{po} \text{ olduğundan}$$

$$e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} \rightarrow e\varphi_{K0} = kT \ln \frac{p_{po}}{p_{po}} = kT \ln \frac{n_{no}}{p_{po}} \quad (3.1.5)$$

Keçid oblastı üçün Puasson tənliyini həll etdikdə E_d -nin qiymətinin

$$\ell_p \leq x < 0 \text{ aralığında } E_K(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}(\ell_p + x);$$

$$0 < x \leq \ell_n \text{ aralığında } E_K(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}(\ell_n - x);$$

$$x = 0 \text{ nöqtəsində isə } E_K(\max) = \frac{eN_A \ell_p}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{eN_D \ell_n}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

olduğunu yaza bilərik.

Baxılan p - n keçid üçün Puasson tənliyini ikiqat inteqralladıqda isə keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü üçün:

$$\varphi_{K0} = -\frac{1}{2} E_k(\max)(\ell_p + \ell_n)$$

ifadəsi alınar. Buradan da p - n keçidin bağlayıcı təbəqəsinin eninin

$$\ell_{p-n} = (\ell_p + \ell_n) \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \varphi_{K0}}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)} \quad (3.1.6)$$

olduğu alınar.

§ 3.1.2. p-n keçidə xarici elektrik sahəsinin təsiri

§ 3.1.1.-də deyilənlər xarici elektrik sahəsi təsir etməyən ($U_x = 0$) simmetrik ($N_A^{(p)} = N_D^{(n)}$ olan) p-n keçidlər üçündür.

p-n keçidə müəyyən U_x xarici gərginlik təsir etdikdə isə vəziyyət dəyişir.

Qeyd etmək lazımdır ki, xarici gərginliyin müsbət qütübünün p-n keçidin p- hissəsinə qoşulduğu (xarici gərginliklə kontakt potensiallar fərqi bir-birinin əksinə yönəldiyi) hal p-n keçidin **açıq və ya düzünə**, n hissəsinə qoşulduğu hal isə **bağlayıcı və ya əksinə istiqaməti** adlanır.

Fərz edək ki, p-n keçidə düzünə istiqamətdə müəyyən xarici gərginlik (U_x) təsir edir və bağlayıcı təbəqənin R_{p-n} - müqaviməti sistemin R_b - ballast müqavimətindən çox-çox böyükdür ($R_{p-n} \gg R_b$). Bu halda tətbiq edilən xarici gərginlik demək olar ki, tamamilə p-n keçiddə düşər ($U_x \approx U_{p-n}$) və keçidin potensial çəpərin hündürlüyü φ_0 -dan $\varphi_k = \varphi_{k0} - U_x$ qiymətinə qədər azalar (şəkil 3, a). Nəticədə, keçidin tarazlığı pozular, $j_D > j_E$ olar və p-n keçiddən sıfırdan fərqli ($j_T^d \neq 0$) yekun cərəyan axar. Başqa sözlə, düzünə istiqamətdə xarici gərginlik ($U_x > 0$) təsir etdikdə keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü azaldığından, uyğun zonalarda daha aşağı səviyyələrdə yerləşmiş əsas yükdaşıyıcıların qeyri-əsas olduqları digər hissəyə diffuziyası baş verir. Bu proses **qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası** adlanır.

$U_x > 0$ gərginliyi təsiri etdikdə, p-n keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü, keçiddəki daxili elektrik sahəsinin qiyməti ilə yanaşı, bağlayıcı təbəqənin eni kiçilərək,

$$\ell_{p-n}^d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_{k0} - U_x)}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \right)} \quad (3.1.7)$$

qiymətini alır.

Bu halda injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların p - n keçidin sərhədlərindəki konsentrasiyası xarici gərginlikdən asılı olaraq:

$$p_n = p_{no} e^{\frac{eU_x}{kT}} \quad \text{və} \quad n_p = n_{po} e^{\frac{eU_x}{kT}} \quad (3.1.8)$$

şəklində eksponensial qanunla artır.

Adətən, p - n keçiddən (kontaktdan) baş verən injeksiyanı xarakterizə etmək üçün

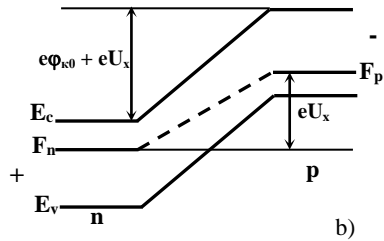
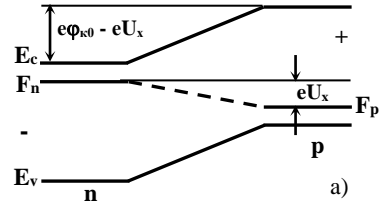
$$\delta = \frac{\Delta p_n}{n_{no}} = \frac{\Delta n_p}{p_{po}}, \quad (3.1.9)$$

şəklində təyin olunan və **injeksiya səviyyəsi** adlanan kəmiyyətdən istifadə edilir.

Burada Δp_n və Δn_p uyğun olaraq n və p hissəyə injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların (uyğun olaraq dəşiklərin və elektronların)

konsentrasiyalarıdır. δ - kəmiyyətinin qiymətindən asılı olaraq: **aşağı** ($\delta \ll 1$), **orta** ($\delta \approx 1$) və **yüksək** ($\delta > 1$) **injeksiya səviyyələri** halları müm-kündür.

p - n keçidə əksinə (bağlayıcı) istiqamətdə xarici



Şəkil 3.1.3. Düzünə (a) və əksinə (b) istiqamətdə təsir edən xarici elektrik sahəsində ($U_x \neq 0$) p - n keçidin enerji diaqramı

gərginlik ($U_x < 0$) tətbiq edildikdə isə onun potensial çəpərinin hündürlüyü $\varphi_k = \varphi_{k0} + |U_x|$ qiymətinə qədər artır. Nəticədə keçiddə tarazlıq pozulur və ondan axan diffuziya cərəyanının qiyməti kiçilir, yəni $j_D < j_E$ olur (şəkil 3.1.3, b). Bu halda keçiddən qeyri-əsas yükdaşıyıcılarn (p hissədən n-ə, elektronların və əksinə n- hissədən p-yə dəşiklərin) dreyfi hesabına yaranan sıfırdan fərqli (j_T^2) cərəyan axır. Keçidin eni isə:

$$\ell_{p-n}^2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_{k0} + |U_x|)}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}} \quad (3.1.10)$$

ifadəsi ilə olunur.

Əksinə gərginliyin artması ilə, bağlayıcı təbəqənin eni və E_d - daxili sahənin qiyməti böyüyür, keçiddən axan əksinə cərəyanın (j_T^2) qiyməti isə dəyişmir. Bu, ondan irəli gəlir ki, keçidin sərhədləri yaxınlığında qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının qradienti U_x - xarici gərginlikdən asılı olaraq dəyişmir. Əksinə, gərginliyin artması ilə yalnız mövcud olan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların əksinə cərəyanda iştirak edən hissəsinin miqdarı dəyişir. Nəhayət, $U_x < 0$ gərginliyi elə bir qiymətə çatır ki, mövcud qeyri-əsas yükdaşıyıcıların hamısı j_T^2 - əksinə cərəyanda iştirak edir. Əksinə gərginliyin bu qiymətdən böyük qiymətlərində $p-n$ keçiddən axan cərəyan dəyişməz bir qiymət alır. Əksinə istiqamətdə qoşulmuş $p-n$ keçiddən axan belə cərəyana $p-n$ keçidin **doyma cərəyanı** (I_0) deyilir. Eyni $p-n$ keçiddə I_0 - cərəyanının qiyməti yalnız temperaturun dəyişməsi ilə dəyişir.

$p-n$ keçiddən axan cərəyanın keçidə tətbiq edilən xarici

U_x gərginliyindən asılılığının, daha doğrusu ideal $p-n$ keçidin volt-ampere xarakteristikasının analitik şəklə (ifadəsi) ilk dəfə hələ XX əsrin əllinci illərində Şokli tərəfindən müəyyənləşdirilmişdir. Ona görə də bu ifadə, çox vaxt $p-n$ keçid üçün Şokli düsturu və uyğun nəzəriyyə isə ideallaşdırılmış $p-n$ keçid üçün Şokli nəzəriyyəsi adlandırılır.

İdeallaşdırılmış $p-n$ keçid dedikdə bir sıra şərtləri ödəyən $p-n$ keçid nəzərdə tutulur. Daha doğrusu, fərz edilir ki:

1) $p-n$ keçidin həcmi yüklər oblastındaki aşqar atomlarının hamısı ionlaşmış;

2) $p-n$ keçidin həcmi yüklər oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası baş vermir ($G_n, G_p = 0$, burada G_n və G_p uyğun olaraq elektron və deşiklərin generasiya əmsallarıdır);

3) $p-n$ keçidin eninə ölçüləri elədir ki, keçidə səth effektlərinin təsiri yoxdur;

4) $p-n$ keçidin qalınlığı çox-çox kiçikdir ($\ell_{p-n} \rightarrow 0$);

5) ballast müqavimət (R_b) və cərəyan kontaktlarının (R_K) müqavimətləri keçidin R_{p-n} - müqavimətindən çox-çox kiçikdir ($R_b, R_K \ll R_{p-n}$). Ona görə də tətbiq olunan U_x - xarici gərginlik tamamilə $p-n$ keçiddə düşür ($U_x = U_{p-n}$);

6) $p-n$ keçidin həcmi yüklər oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların rekombinasiyası baş vermir ($r_e, r_p = 0$, burada r_e və r_p - uyğun olaraq elektron və deşiklərin rekombinasiya əmsallarıdır);

7) Cərəyan kontaktları $p-n$ keçiddən elə uzaqlıqdadır ki, onlarda baş verən proseslər $p-n$ keçidə təsir göstərmir;

8) Cərəyan kontaktlarından injeksiyanın səviyyəsi çox-çox aşağıdır.

Bu şərtlər daxilində p - n keçidli sistemin istənilən en kəsiyi üçün doğru olan:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} \\ \frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} \end{cases} \quad (3.1.11)$$

cərəyanın kəsilməzliyi tənliyini yazıb, onu $x=0$; $x=\ell_n$; $x=-\ell_p$ sərhəd şərtləri daxilində həll etdikdə p - n keçidin VAX-nın $\ell_n \gg L_p$; $\ell_p \gg L_n$ olan hal üçün (burada L_n və L_p - uyğun olaraq elektronların və deşiklərin diffuziya məsafələrinin, D_n və D_p – diffuziya əmsallarının, μ_n və μ_p - isə yüyürüklərinin qiymətləridir):

$$I = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3.1.12)$$

$\ell_n \ll L_p$; $\ell_p \ll L_n$ olan hal üçün isə

$$I = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{\ell_n} + \frac{D_n n_{po}}{\ell_p} \right] \left[\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.1.13)$$

ifadəsini almaq olar. Bu ifadədə S - keçidin en kəsiyinin sahəsi, e - elektronun yüküdür.

$\ell_n \gg L_p$; $\ell_p \gg L_n$ olduqda

$$I_o = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right], \quad (3.1.14)$$

$\ell_n \leq L_p$; $\ell_p \leq L_n$ olduqda isə

$$I_o = S \cdot e \cdot \left[\frac{D_p p_{no}}{\ell_n} + \frac{D_n n_{po}}{\ell_p} \right] \quad (3.1.15)$$

ifadəsi ilə təyin olunan I_0 kəmiyyəti ***p-n* keçidin doyma cərəyanı adlanır.**

Doyma cərəyanının ifadələrindən görüldüyü kimi, o, *p-n* keçidə tətbiq olunan xarici gərginlikdən asılı olmayıb, yalnız *p-n* keçidin hazırlandığı yarımkeçirici material, keçidin ölçüləri və temperatur ilə təyin olunur. Ona görə də *p-n* keçidin VAX-ı daha sadə şəkildə:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{eU_x}{kT}} - 1 \right) \quad (3.1.16)$$

düsturu ilə ifadə oluna bilər. (3.1.16)-dan görünür ki, $U_x > 0$ qiymətlərində (düzünə istiqamətdə) VAX-ın eksponensial həddi:

$$\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) \gg 1 \quad (3.1.17)$$

və *p-n* keçiddən axan düzünə cərəyan:

$$I_d = I_0 e^{\frac{eU_x}{kT}} \quad (3.1.18)$$

Başqa sözlə, düzünə cərəyan keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən eksponensial asılıdır.

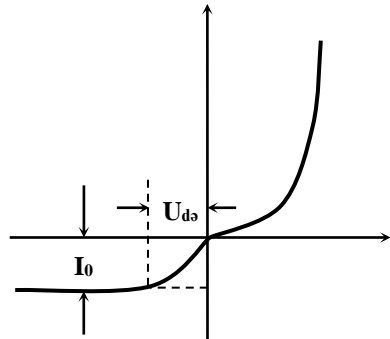
Əksinə istiqamətdə ($U_x < 0$) isə:

$$\exp\left(\frac{eU_x}{kT}\right) \ll 1 \quad (3.1.19)$$

və *p-n* keçiddən axan əksinə cərəyan:

$$I_p = -I_0 \quad (3.1.20)$$

Bütün deyilənlərə əsasən



Şəkil 3.1.4. İdeal *p-n* keçidin volt-ampər xarakteristikası

ideal p - n keçidin VAX-nı qrafiki olaraq şəkil 3.1.4-dəki kimi təsvir etmək olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, $U_x > 0$ və $U_x < 0$ olduqda bu qrafikin gərginlik oxundakı miqyasları eyni deyil və müxtəlif p - n keçidlər üçün ~ 10 və ya ~ 100 dəfələrlə fərqlənir. Belə ki, düzünə istiqamətdə işçi oblastın eni cəmi bir neçə volt təşkil etdiyi halda, əksinə istiqamətdə 10 və 100 voltlarla məhdudlanır.

Əksinə istiqamətin başlanğıc hissəsində cərəyanın müşahidə olunan kiçik artması əksinə gərginliyin sıfırdan U_{d0} – qiymətinə qədər artması ilə qeyri-əsas sərbəst yükdaşıyıcıların daha çox hissəsinin cərəyana səfərbər edilməsi ilə əlaqədardır.

§ 3.1.3. p - n keçidin növləri

p - n keçidin simmetrik, qeyri-simmetrik, kəskin, tədrici, nöqtəvi, müstəvi, birtərəfli və s. kimi müxtəlif növləri var.

Ən sadə və nəzəriyyəsi ətraflı öyrənilmiş p - n keçid – ideallaşdırılmış **simmetrik, kəskin p - n keçiddir** (şəkil 3.1.5, a). Belə p - n keçiddə $n_n = p_p$; $N_D = N_A$; $p_n = n_p$, yəni aşqarların öz tip və konsentrasiyalarına görə dəyişməsinin baş verdiyi oblastın Δx qalınlığı çox-çox kiçik olur ($\Delta x \rightarrow 0$). Qeyd etmək lazımdır ki, real p - n keçidlərdə həmişə Δx -sıfırdan fərqlidir və real p - n keçid o halda kəskin p - n keçid adlanır ki, Δx , yəni keçiricilik tipinin dəyişdiyi qalınlıq bağlayıcı təbəqənin ℓ_{p-n} - enindən çox-çox kiçik olsun ($\Delta x \ll \ell_{p-n}$). Əgər belə p - n keçidlərdə $N_A \neq N_D$ (yaxud $p_p \neq n_n$; $p_n \neq n_p$) olarsa, o, **qeyri-simmetrik kəskin p - n keçid** adlanır. Qeyri-simmetrik, (məsələn, $N_A \gg N_D$

halında) kəskin p - n keçidlərin eni:

$$\ell_{p-n} \approx \ell_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_{k0}}{e} \cdot \frac{1}{N_D}} . \quad (3.2.21)$$

Kəskin p - n keçidləri bir qayda olaraq **əritmə üsulu** ilə hazırlanır.

Praktikada demək olar ki, əksər hallarda elə p - n keçidlərdən istifadə edilir ki, onlarda Δx -in qiyməti həcmi yüklər oblastının ℓ_{p-n} -enin qiyməti ilə müqayisə edilə biləcək olur. Belə keçidlərə **tədrici p - n keçidlər** deyilir.

Tədrici p - n keçidləri adətən diffuziya üsulu ilə hazırlayırlar.

Simmetrik, tədrici p - n keçidlərin xarici gərginlik təsir etməyən haldakı ($U_x = 0$) eni:

$$\ell_{p-n} = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{e \left(\frac{dN_A}{dx} + \frac{dN_D}{dx} \right)} \varphi_{k0}} \quad (3.1.22)$$

Bu ifadədən görüldüyü kimi, kəskin p - n keçidlərdən fərqli olaraq, tədrici p - n keçidlərin eni hər iki hissədəki keçiricilik tipini təyini edən aşqar atomlarının konsentrasiyasından (N_A və N_D -dən) deyil, konsentrasiyanın baxılan sistem (x oxu) boyunca dəyişmə qradientindən (dN_A/dx və dN_D/dx -dən) asılıdır. Bu halda, həm də asılılıq kvadrat kök yox, kub köklə ifadə olunur.

Müxtəlif səviyyədə aşqarlanmış, $\frac{dN_A}{dx} \neq \frac{dN_D}{dx}$ yarımpənciricilərin kontaktında əmələ gələn tədrici p - n keçid isə **qeyri-simmetrik tədrici p - n keçid** adlanır. Belə p - n keçiddə

$$\frac{dn_n}{dx} \neq \frac{dp_p}{dx}; \frac{dn_p}{dx} \neq \frac{dp_n}{dx} \quad (3.1.23)$$

Hər iki tip $p-n$ keçiddə p - və n - hissələrdəki sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası bir-birindən bir tərtibdən çox fərqlənərsə (məsələn, $p_p \gg 10n_n$), belə $p-n$ keçidə **bir tərəfli $p-n$ keçid** deyilir.

Qeyri-simmetrik $p-n$ keçiddə daxili elektrik sahəsi az aşqarlanmış hissəsiyə daha çox nüfuz edir (şəkil 3.1.5, b).

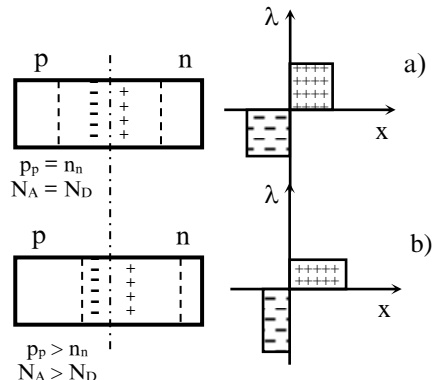
Qeyri-simmetrik tədrici $p-n$ keçidlərdə, (məsələn, $N_A \gg N_D$ olduqda) :

$$l_{p-n} \approx l_n \approx \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{dN_D}{dx} \varphi_{K0}} \quad (3.1.24)$$

Yarımkeçirici cihazlar bir qayda olaraq qeyri-simmetrik $p-n$ keçidlər əsasında hazırlanır. Bu halda əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının daha böyük olduğu hissə **emitter**, ikinci hissə isə – **baza** adlanır.

$p-n$ keçidlər öz həndəsi ölçülərinə görə **nöqtəvi** və **müstəvi $p-n$ keçidlərə** ayrılır. Nöqtəvi $p-n$ keçidin eninə ölçüləri onun qalınlığı tərtibində, müstəvi $p-n$ keçidlərdə isə keçidin eninə ölçüləri, onun qalınlığından çox-çox böyük olur.

Yarımkeçirici cihazların hazırlanmasında eyni materialdan, eyni keçiricilik tipinə malik, lakin müxtəlif səviyyədə aşqarlanmış yarımkeçiricilər, yaxud da aşqarlanmış və aşqarlanmamış (məxsusi keçiriciliyə malik) yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan $p^+ - p$, $n^+ - n$ və $p - i$, $n - i$ tipli keçidlərdən də istifadə edilir. Burada



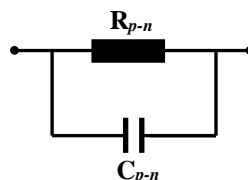
Şəkil 3.1.5. Simmetrik (a) və qeyri-simmetrik (b) $p-n$ keçidlərdə həcmi yüklərin paylanmasının sxematik təsviri

«+» işarəsi daha çox aşqarlanmanı, «i»- isə məxsusi keçiriciliyi göstərir. Belə elektrik keçidlərində bağlayıcı təbəqə zəif aşqarlanmış və ya məxsusi keçiriciliyə malik yarımkəçirici hissəyə daha çox nüfuz edir.

§ 3.1.4. $p-n$ keçidin tutumu

Məlumdur ki, hər bir $p-n$ keçidin bağlayıcı təbəqəsində metallurji sərhədin hər iki tərəfində hərəkətsiz (bağlı) ionlar hesabına yaranmış müsbət və mənfi həcmi yüklər, eləcə də bu hissələrin kənar sərhəddində toplanmış mütəhərrik yüklər (elektron və deşiklər) vardır.

$p-n$ keçidin metallurji sərhəddindən müxtəlif tərəflərdə işarəcə əks yüklərin olmasını, keçidə parallel qoşulmuş müəyyən ekvivalent elektrik tutumunun mövcudluğu kimi təsəvvür etmək olar (şəkil 3.1.6). Bu tutum **$p-n$ keçidin tutumu** adlandırılır (C_{p-n}). Keçiddə və onun kənar



Şəkil 3.1.6. $p-n$ keçidin ekvivalent sxemi

sərhədlərində toplanmış olan həcmi yüklərin qiyməti keçidə tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılı olaraq dəyişir. Çünki xarici gərginliyin dəyişməsi ilə həm bağlayıcı təbəqənin ℓ_{p-n} - eni ($\ell_{p-n} \sim \sqrt{\varphi_{k0} \pm |U_x|}$), həm də injeksiya hesabına keçidin kənar sərhədləri yaxınlığında toplanmış qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (3. 1.8) ifadələrinə uyğun şəkildə dəyişir.

Ona görə də ümumi halda $p-n$ keçidin tutumu, keçidə tətbiq edilən xarici gərginliyin funksiyasıdır.

Lakin bağlayıcı təbəqədə və onun hüdudlarından kənarada olan həcmi yüklərin qiyməti keçidə tətbiq edilən

xarici gərginlikdən müxtəlif şəkildə asılı olduğundan, keçidin C_{p-n} - tutumunun iki komponentdən ibarət olduğu qəbul edilmişdir.

Bunlardan biri bağlayıcı təbəqədəki yüklərin dəyişməsinə xarakterizə edir və **çəpər tutumu** adlanır ($C_{çəp}$),

digəri isə - injeksiya və ekstraksiya prosesləri hesabına keçidin sərhəddindəki yüklərin dəyişməsinə təsvir edir və **$p-n$ keçidin diffu-**

ziya tutumu (C_{dif}) adlanır. $p-n$ keçidin çəpər tutumunu köynəklərində $Q_n \approx Q_p$ qədər elektrik yükü olan müstəvi kondensatorun tutumu kimi təsəvvür etdikdə

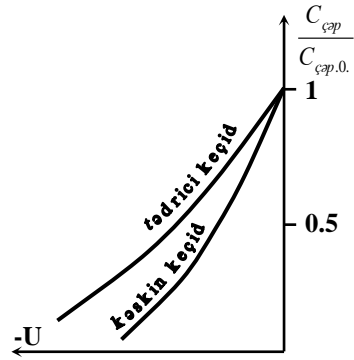
$$Q_n = eN_D S \ell_{p-n} \quad (3.1.25)$$

Bu ifadədəki S - kəmiyyəti $p-n$ keçidin en kəsiyinin sahəsidir.

Q_n - yükü keçidə tətbiq olunan xarici gərginliklə mütənasib olmadığından (çünki $eN_D S$ - gərginlikdən asılı deyil, ℓ_{p-n} - isə gərginlikdən düz mütənasib yox, mürəkkəb şəkildə asılıdır):

$$C_{çəp} = \frac{dQ}{dU} \quad (3.1.26)$$

Ona görə də (3.1.25) və (3.1.26) ifadələrini nəzərə aldıqda



Şəkil 3.1.7. Kəskin və tədrici $p-n$ keçid halında çəpər tutumunun əksinə gərginlikdən asılılığı (əksinə istiqamətdə qoşulmuş kəskin və tədrici $p-n$ keçidin volt-farad xarakteristikası)

$$C_{\zeta ap} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{\ell_{p-n}} \sqrt{\frac{\varphi_{K0}}{\varphi_{K0} + |U_x|}}. \quad (3.1.27)$$

Sonuncu düsturdan göründüyü kimi, qeyri-simmetrik kəskin $p-n$ keçidin çəpər tutumu ($C_{\zeta ap} \sim \frac{I}{\sqrt{U_x}}$).

$C_{\zeta ap} = f(U_x)$ asılılığı keçid oblastında aşqar atomlarının konsentrasiyasının dəyişmə qanunundan daha güclü asılıdır. Keçid oblastında aşqar atomlarının konsentrasiyasının paylanması qanunu dəyişdikdə, $C_{\zeta ap} = f(U_x)$ asılılığı da dərhal dəyişir. Məsələn, kəskin $p-n$ keçid üçün bu asılılıq

$C_{\zeta ap} \sim \frac{I}{\sqrt{U_x}}$ - şəklində olduğu halda, tədrici $p-n$ keçid üçün

$C_{\zeta ap} \sim \frac{I}{\sqrt[3]{U_x}}$ şəklinə düşür. Bu xüsusiyyətdən praktikada $p-n$

keçidin kəskin və ya tədrici olmasını müəyyənləşdirmək üçün istifadə edilir.

$C_{\zeta ap} = f(U)$ asılılığına **$p-n$ keçidin volt-farad xarakteristikası** deyilir. Kəskin və tədrici $p-n$ keçidlər üçün $\frac{C_{\zeta ap}}{C_{\zeta ap.0.}}$ = $f(U_x)$ asılılığı şəkil 3.1.7-də təsvir edildiyi kimidir.

Burada $C_{\zeta ap}$ - hər hansı $U_x \neq 0$; $C_{\zeta ap.0.}$ - isə $U_x = 0$ qiymətlərində $p-n$ keçidin çəpər tutumunun qiymətləri-dir. Şəkil 3.1.7-dən göründüyü kimi, keçidin çəpər tutumu əksinə gərginliyin mütləq qiyməti azaldıqca artır və $U_x = 0$ halındakı qiymətinə yaxınlaşır. Xarici gərginliyin istiqaməti dəyişdikdə ($U_x > 0$ olduqda) ℓ_{p-n} - nin kiçilməsi (bağlayıcı təbəqənin daralması) hesabına çəpər tutumu artır. Lakin bu halda injeksiyanın səviyyəsi də kəskin artır və nəticədə

diffuziya tutumu $p-n$ keçidin ümumi C_{p-n} - tutumunda daha güclü rol oynamağa başlayır.

$p-n$ keçidə tətbiq edilən əksinə gərginliyin yalnız çox kiçik qiymətlərində (VAX-ın doyma halına çatana qədərki hissədə) əksinə istiqamətdə diffuziya tutumu müşahidə olunur və onun qiyməti çəpər tutumunun qiymətindən kiçik olur. Əksinə gərginliyin sonrakı artımında qeyri-əsas yükdaşıyıcıların paylanması qanunu praktiki olaraq dəyişməz qalır.

$p-n$ keçidin sərhədyanı oblastlarında həcmi yüklərin miqdarının ciddi şəkildə dəyişməsi yalnız sistemə düzünə istiqamətdə ($U_x > 0$) gərginlik tətbiq edildikdə baş verir. İnjeksiya səviyyəsi $\delta \geq 1$ olduqda bu yüklərin miqdarının dəyişməsi da-ha böyük olur.

Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaratdığı ΔQ - yükünün baxılan qeyri-simmetrik kəskin $p-n$ keçid halında n -oblastdakı, yəni $x = (0 \div \omega_n)$ qalınlığındakı (burada ω_n - sistemin n - hissəsinin, yəni bazanın qalınlığıdır) artımını hesablayıb, sonra onu xarici gərginliyə görə differensialladıqda, $\omega_n > L_p$ halı üçün:

$$C_{dif} \approx \frac{e}{kT} I \tau_p, \quad (3.1.28)$$

$\omega_n < L_p$ halı üçün isə:

$$C_{dif} \approx \frac{e}{kT} I \frac{\omega_n^2}{2D_p} \quad (3.1.29)$$

ifadələri alınar. Bu ifadələrdə e - elektronun yükü, k - Bolsman sabiti, I - keçiddən axan düzünə cərəyanın qiyməti, τ_p - qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti, D_p - isə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların diffuziya əmsalıdır.

Bu ifadələrdən görüldüyü kimi, $p-n$ keçidin C_{dif} - diffuziya tutumu keçiddən axan düzünə cərəyanla düz mütənasibdir. Düzünə cərəyanın kifayət qədər böyük qiymətlərində C_{dif} - diffuziya tutumu $C_{çəp}$ - çəpər tutumundan bir neçə tərtib böyük ola bilər.

§ 3.1.5. $p-n$ keçidin dəşilməsi

$p-n$ keçidə tətbiq olunan xarici gərginliyi heç də sonsuz artırmaq mümkün deyil. Hər iki istiqamətdə xarici gərginliyin çox böyük qiymətlərində $p-n$ keçidin xüsusiyyətlərinə güclü şəkildə təsir edə bilən müxtəlif təbiətli hadisələr baş verir. Düzünə istiqamətdə tətbiq olunan U_x - xarici gərginliyin hətta çox da böyük olmayan qiymətlərində $p-n$ keçiddən axan cərəyan həddən artıq böyük qiymət alır, onun yaratdığı Coul istiliyi və bunun nəticəsində baş verən istilik prosesləri $p-n$ keçidi sıradan çıxarır.

Əks istiqamətdə baş verən proseslər isə daha maraqlı və mürəkkəbdir. Belə ki, əksinə gərginliyin çox böyük qiymətlərində $p-n$ keçiddən axan əksinə cərəyanın demək olar ki, sıçrayışla (kəskin) artması müşahidə olunur. Bu hadisəyə, yəni əksinə gərginliyin müəyyən böyük qiymətində əksinə cərəyanın kəskin artmasına **$p-n$ keçidin dəşilməsi** deyilir.

Lakin $p-n$ keçidin dəşilməsi hadisəsi öz-özlüyündə müxtəlif səbəblərdən baş verə bilər. Ümumiyyətlə isə, bu hadisə keçiddəki **güclü elektrik sahəsi effektləri**, yaxud da ayrılan böyük Coul istiliyi ilə bağlı olur.

$p-n$ keçidin əsas dəşilmə mexanizmləri **sel, tunnel və istilik dəşilmələridir**. Bəzən **$p-n$ keçidin səth dəşilməsindən** də danışılır ki, bu da öz-özlüyündə sel, tunnel və ya istilik dəşilmələrindən hər hansı birinin və ya bir neçəsinin vəhdət

halında keçidin səthə çıxan oblastında baş verməsidir.

Sel deşilməsi - əsasən az aşqarlanmış yarımkeçiricilərdən hazırlanmış $p-n$ keçidlərdə daha çox ehtimallıdır. Belə $p-n$ keçidlərin bağlayıcı təbəqəsinin eni kifayət qədər böyük olduğundan buraya düşən sərbəst yükdaşıyıcılar ($E = E_d + E_x$) yekun elektrik sahəsinin təsiri altında kifayət qədər böyük qiymətə malik, əlavə kinetik enerji toplamağa və nəticədə qarşılaşdığı neytral atomlarla, yaxud ionlarla toqquşaraq onlardan əlavə sərbəst yükdaşıyıcılar (elektronlar) qoparmağa imkan qazanır. Yaranmış yeni sərbəst yükdaşıyıcılar da öz növbəsində eyni qaydada yenilərini yarada bildiyindən proses selvari şəkil alır. Nəticədə, $p-n$ keçidin həcmi yüklər oblastına daxil olan nisbətən az sayda sərbəst yükdaşıyıcılar əvəzinə, onun çıxışında ilkin halda olanla müqayisədə bir neçə tərtib çoxalmış sayda sərbəst yükdaşıyıcılar cərəyanda iştirak edir. Ona görə də gərginliyin müəyyən dəyişməz bir qiymətində $p-n$ keçiddən axan əksinə cərəyanın qiyməti kəskin artır (sel deşilməsi baş verir).

Bu proses **sərbəst yükdaşıyıcıların sel çoxalma əmsalı** adlanan və $p-n$ keçidin bağlayıcı təbəqəsini (həcmi yüklər oblastını) tərk edən yükdaşıyıcıların sayının həmin təbəqəyə daxil olanların sayına nisbəti ilə təyin olunan kəmiyyətlə:

$$M = \frac{N_1 + N_2 + N_2'}{N_1} \quad (3.1.30)$$

xarakterizə edilir. Sonuncu ifadədə N_1 - keçidə daxil olan, N_2 - keçid oblastındakı, N_2' - isə zərbələrlə yaranmış əlavə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır.

M - əmsalı, $p-n$ keçidə tətbiq edilən əksinə xarici gərginliyin, keçidin təşkil olunduğu yarımkeçiricinin xüsusi müqavimətinin (aşqarlanma səviyyəsinin) qiymətindən və

başqa amillərdən asılıdır. Xarici gərginliyin M - kəmiyyətinin sonsuzluğa yaxınlaşdığı qiyməti **sel deşilməsi gərginliyi** adlanır ($U_{d.sel}$).

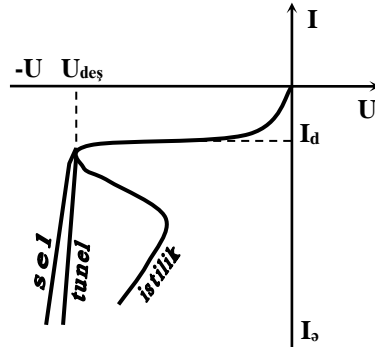
M - əmsalı $U_{d.sel}$ - gərginliyi ilə

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_x}{U_{d.sel}} \right)^b} \quad (3.1.31)$$

şəklində əlaqədardır. Bu ifadədəki b - kəmiyyəti $p-n$ keçidin baza hissəsinin materialından asılıdır. Məsələn, $n-Ge$ və $p-Si$ üçün $b=3$; $p-Ge$ və $n-Si$ üçün isə $b=5$.

Sel deşilməsi üçün başlıca xüsusiyyət keçidə tətbiq edilən əksinə gərginliyin praktiki olaraq sabit qiymətində keçiddən axan cərəyanın qiymətinin kəskin artmasıdır. Bu növ deşilmənin ikinci bir xüsusiyyəti temperaturun yüksəlməsi ilə deşilmə gərginliyinin qiymətinin böyüməsidir. Deşilmə gərginliyinin temperaturla artmasının səbəbi temperaturun yüksəlməsi ilə keçid oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların **orta sərbəst qaçış yolunun** kiçilməsi və buna görə də zərbələrlə ionlaşmanı yarada biləcək enerjini əldə olunması üçün daha böyük elektrik sahəsinin lazım gəlməsidir.

Tunel deşilməsi- əsasən kiçik xüsusi müqavimətli və dar qadağan olunmuş zolağa malik yarımkəçiri-



Şəkil 3.1.8. Sel, tunel və istilik deşilməsi halında $p-n$ keçidin əksinə istiqamətdəki volt-ampere xarakteristikası

cilər əsasında p - n keçidlərdə üstünlük təşkil edir.

p - n keçidin **tunel deşilməsi** sərbəst yükdaşıyıcıların öz enerjisini dəyişmədən (tunel etməklə) valent zonadan keçirici zonaya keçməsi hesabına yaranan elektrik deşilməsinə deyilir. Qeyd etmək lazımdır ki, elektronların bu şəkildə tunel etməsi o halda mümkündür ki, onların dəf edəcəkləri potensial çəpərin eni kifayət qədər kiçik olsun. Eyni bir yarımkeçirici material halında, potensial çəpərin eni tətbiq edilən xarici elektrik sahəsinin qiyməti ilə təyin olunur. Tunel deşilməsi hadisəsi, p - n keçiddəki gərginlik düşgüsü, həmin keçid üçün tunel deşilməsi gərginliyinə bərabər olduqda baş verir. Tunel deşilməsi gərginliyi yarımkeçiricidəki aşqar atom-larının konsentrasiyasının birinci dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir. Tunel etmək üçün potensial çəpərin və bağlayıcı təbəqənin eninin kiçik olması tələb edildiyindən, tunel deşilməsi yüksək səviyyədə aşqarlanmış yarımkeçiricilərdən hazırlanmış p - n keçidlərdə daha effektiv baş verə bilər.

Tunel deşilməsi halında da p - n keçiddəki gərginlik-düşküsü deşilmə gərginliyinə bərabər olduqda keçiddən axan cərəyan sel deşilməsi halındakı kimi, çox kəskin dəyişir– sıçrayışla artır (şəkil 3.1.8). Lakin sel deşilməsi halındakından fərqli olaraq, tunel deşilməsi halında deşilmə gərginliyi aşqar atomlarının konsentrasiyası ilə yanaşı, temperaturun da yüksəlməsi ilə kiçilir. Çünki əksər yarımkeçiricilərdə temperaturun yüksəlməsi ilə qadağan olunmuş zolağın eni kiçilir. Uyğun olaraq bu zaman p - n keçidə tətbiq edilən gərginliyin eyni bir qiymətində potensial çəpərin eni də kiçilir. Bu isə öz növbəsində potensial çəpərdən sərbəst yükdaşıyıcıların tunel ehtimalını artırır.

Sel deşilməsi halında deşilmə gərginliyinin temperaturdan asılılığı tunel deşilməsi halındakının əksinə

olduğundan, bəzən VAX-ın formasına görə bir-birinə çox oxşayan həmin iki deşilməni (şəkil 3.1.8) $U_{deş} = f(T)$ asılılığına görə ayırd edirlər.

İstilik deşilməsi – Coul istiliyi hesabına yaranan deşilmədir. Bu deşilmə o vaxt üstünlük təşkil edir ki, keçiddən axan əksinə cərəyanın $p-n$ keçiddə yaratdığı:

$$P_c = \sigma E^2 \quad (3.1.32)$$

Coul gücü, istilikkeçirmə hesabına keçiddən ətraf mühitə ötürülə bilən P_{ay} - ayrılma gücündən böyük olsun. Sonuncu ifadədə E - keçiddəki elektrik sahəsinin intensivliyi, σ - isə keçid oblastının xüsusi elektrik keçiriciliyidir. Məsələ burasındadır ki, yarımkeçirici materiallar üçün σ - elektrik keçiriciliyinin qiyməti temperaturdan eksponensial qanunla asılı olduğundan $p-n$ keçidin Colu istiliyi hesabına qızması öz növbəsində onun keçiriciliyinin artmasına, keçiriciliyin artması isə xarici elektrik sahəsinin eyni bir qiymətində $p-n$ keçidin temperaturunun kəskin yüksəlməsinə səbəb olur. Nəticədə, xarici gərginliyin müəyyən bir $U_x = U_{ist.d}$ qiymətində bu iki proses arasında yaranan qarşılıqlı müsbət əks rəbitə $p-n$ keçiddən axan cərəyanın kəskin artmasına-keçidin deşilməsinə səbəb olur. Qeyd etmək lazımdır ki, istilik deşilməsinin iki əsas parametri arasında müsbət əks rəbitənin olması bu cür deşilmə halında $p-n$ keçidin VAX-ın əksinə qolunda «S»- şəkilli (mənfi differensial müqavimətli) hissənin yaranmasına səbəb olur (şəkil 3.1.8).

$p-n$ keçidlərdə əksinə cərəyanın qiymətinin kiçik olması əksər hallarda istilik deşilməsinin tunel və sel deşilmələrini müşayiət edən və ümumi deşilmənin ikinci mərhələsi olan bir proses kimi baş verməsinə səbəb olur.

$p-n$ keçidin istilik deşilməsi digər növ deşilmə mexanizmlərindən VAX-ın şəklinə görə asanlıqla seçilir (şəkil 3.1.8).

Səth deşilməsi - dedikdə $p-n$ keçidin səthinin müəyyən yerində sel, tunel və ya istilik effektləri əsasında baş verən elektrik deşilməsi nəzərdə tutulur. Bu deşilmənin baş vermə ehtimalı kristalın səthindəki səth yüklərinin işarəsindən asılıdır: səth yüklərinin işarəsi $p-n$ keçidin baza hissəsindəki əsas yükdaşıyıcıların işarəsinin əksinə olarsa, bazanın səthində yükdaşıyıcılarla zənginləşmiş lay əmələ gələr və bu yerdə $p-n$ keçidin eni onun həcmdəki eninə nisbətən kiçilər. Buna görə də $p-n$ keçidin deşilməsi onun məhz həmin səth hissəsində baş verir.

Adətən, $p-n$ keçidin deşilmə gərginliyi dedikdə əksinə cərəyanın $I_s \approx 10I_0$ qiymətinə çatdığı əksinə gərginliyin qiyməti götürülür.

FƏSİL 3.2

METAL-YARIMKEÇİRİCİ KONTAKTLARI VƏ HETEROKEÇİDLƏR

3.2.1. Metal-yarımkeçirici kontaktı

Həm praktiki tətbiq imkanlarına, həm də fundamental tədqiqatlar baxımından əhəmiyyətinə görə yarımkeçirici materiallar əsasındakı elektrik keçidləri sırasında böyük maraq kəsb edən biri də metal-yarımkeçirici kontaktıdır. Bu kontaktlar təmasa gətirilən metal-yarımkeçirici cütünün kimyəvi tərkibindən, fiziki xüsusiyyətlərindən, əsas parametrlərindən (qadağan olunmuş zonanın eni, çıxış işi, elektrona hərislik, elektromənfilik və s.) qiymətlərinə görə həm düzləndirici, həm də omik xarakterə malik ola bilər. Düzləndirici metal-yarımkeçirici kontaktı başlıca olaraq keçiddə yaranmış Şottki potensial çəpəri əsasında fəaliyyət göstərir və ondan Şottki diodlarının yaradılmasında istifadə edilir. Omik kontaktlar isə, istisnasız olaraq, demək olar ki, bütün yarımkeçirici cihazların ayrılmaz hissəsidir və həmin cihazların qidalandırılması, müxtəlif ölçü, qeydedici, gücləndirici, düzləndirici və başqa elektron sxemlərinə daxil olması (qoşulması) üçün əsas vasitəçi rolunu oynayır. Bu baxımdan metal-yarımkeçirici sərhədindəki omik kontakt böyük elmi və pratiki əhəmiyyətə malik olub, ayrıca araşdırılmağa layiq bir məsələdir. Bu səbədən də düzləndirici və omik xarakterli metal-yarımkeçirici kontaktlarına (elektrik keçidlərinə) ayrı-ayrılıqda baxmaq məqsədəuyğundur.

Sadəlik üçün ideal metal-yarımkeçirici kontaktını araşdıraraq, yəni fərz edək ki, təmasa gətirilmiş metalla yarımkeçirici arasında kimyəvi tərkibinə görə həmin materiallardan fərqlənən başqa bir təbəqə yoxdur və

metalla yarımkeçiricinin ayırma sərhəddində səth halları mövcud deyil, yaxud da onların sıxlığı çox-çox kiçikdir və buna görə də onların kontaktda baş verən proseslərə təsirini nəzərə almamaq mümkündür.

Bu şərtlər daxilində metalla yarımkeçiricini kontakta gətirərkən, sərbəst elektronların həmin materialların birindən digərinə diffuziyası baş verir. Bununla belə, çıxış işi kiçik olan materialdan çıxış işi böyük olan materiala sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası üstünlük təşkil edir. Bu halda elektronun çıxış işi dedikdə onun Fermi səviyyəsindən sərbəst enerji zonasının tavanına qaldırılması üçün lazım olan enerji nəzərdə tutulur.

Elektronların bu cür diffuziya prosesi və yüklərin sistemdə yenidən paylanması nəticəsində metal və yarımkeçiricinin ayırma sərhədinə söykənən oblastların elektroneytrallığı pozular. Son nəticədə, sərhəddə

$$\varphi_k = (A_m - A_y) / e \quad (3.2.1)$$

ifadəsi ilə təyin olunan potensiallar fərqi və uyğun kontakt elektrik sahəsi yaranır. Burada A_m və A_y uyğun olaraq metaldan və yarımkeçiricidən elektronun çıxış işi, e – isə elektronun yüküdür.

Kontakt (yaxud diffuziya) elektrik sahəsinin mövcud olduğu və metalla yarımkeçiricinin kontaktı nəticəsində yaranan keçid layını (təbəqəsini) **Şottki keçidi** adlandırırlar.

Metalda sərbəst elektronların konsentrasiyası yarımkeçiricidəkindən çox-çox böyük olduğundan, Şottki keçidindəki elektrik sahəsi praktiki olaraq yalnız yarımkeçiricidə lokallaşır. Metalda elektronların yenidən paylanması yalnız atomlar arası məsafə ilə müqafisə oluna bilən çox nazik layda baş verir.

Metalla təmasa gətirilmiş yarımkeçiricinin keçiricilik tipindən və bu iki materialdakı çıxış işlərinin qiymətlərinin nisbətindən asılı olaraq yarımkeçiricidə

tükənmiş (yoxsullaşmış), invers, yaxud da *zənginləşmiş* lay əmələ gələ bilər. Belə ki, metalda çıxış işi yarımkeçiricidəkindən kiçik olduqda ($A_m < A_y$) elektronlar böyük ehtimalla metaldan yarımkeçiriciyə keçər. Bu isə p-tip yarımkeçiricinin təmas oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların tükəndiyi təbəqə yaradar. $A_m \ll A_y$ olduqda, n-tip yarımkeçiricinin həmin oblastında hətta invers təbəqə əmələ gələ bilər. Yarımkeçirici n-tip keçiriciliyə malik olduqda isə kontaktın yarımkeçirici hissəsində elektronlarla zənginləşmiş təbəqə əmələ gəlir.

$A_m > A_y$ olduqda n-tip yarımkeçiricidə tükənmiş və ya invers, p-tip yarımkeçiricisində isə – zənginləşmiş lay əmələ gəlir.

Tükənmiş layda həcmi yük ionlaşmış aşqarların yükünün, əsas yükdaşıyıcıların yükü ilə kompensasiyasının pozulması, zənginləşmiş layda isə – əsas yükdaşıyıcıların yükünün toplanması hesabına formalaşır. Zənginləşmiş lay kontaktyanı hissənin müqavimətinin yarımkeçiricinin həcmindən müqavimətinə nəzərən kiçilməsinə səbəb olur. Ona görə də belə kontakt düzləndirmə xassəsinə malik olmur. Tükənmiş və ya invers lay mövcud olduqda isə Şottki keçidi düzləndirmə xassəsinə malik olur. Çünki bu halda xarici gərginlik əsasən yüksəkölü keçiddə düşməklə, onun potensial çəpərinin hündürlüyünü və bununla da keçiddən yükdaşıyıcıların keçməsi şəraitini dəyişdirir.

Şottki keçidinin p-n keçiddən başlıca fərqli xüsusiyyəti, Şottki keçidində elektron və deşiklər üçün potensial çəpərin hündürlüyünün müxtəlif olmasıdır. Bunun nəticəsində Şottki keçidindən qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası baş verməyə bilər. Belə bir keçidi düzünə istiqamətdə qoşduqda kontaktyanı oblastda deşiklər üçün potensial çəpərin hündürlüyü kiçilir və deşiklər yarımkeçiricidən metala keçir və tətbiq olunan gərginliyin

qiyməti artırıldıqda bu prosesin ehtimalı da böyüyür. Lakin bu zaman metaldan yarımkeçiriciyə doğru hərəkət edən elektronlar üçün potensial çəpərin hündürlüyü isə hələ də böyük qala bilər. Ona görə də elektronların metaldan yarımkeçiriciyə axını zəif olar, yəni praktiki olaraq qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yarımkeçiriciyə injeksiyası baş vermir.

Əksinə istiqamətdə təsir edən gərginlik halında (xarici gərginliyin istiqaməti dəyişdikdə) dəşiklər üçün potensial çəpərin hündürlüyü yüksəlir və onların keçiddən hərəkəti kəsilir. Qeyri-əsas yükdaşıyıcılar (baxılan halda elektronlar) üçün keçiddəki elektrik sahəsi sürətləndirici sahə olur. Buna görə də qeyri-əsas yükdaşıyıcılar keçiddən keçərək əksinə cərəyan yaradır. Lakin yarımkeçiricidə bu yükdaşıyıcıların konsentrasiyası kiçik olduğundan, yaranan əksinə cərəyanın qiyməti də kiçikdir. Əgər kontakta gətirilmiş yarımkeçirici ilə metalın çıxış işlərinin qiymətləri arasındakı fərq böyük olarsa, onda yarımkeçiricinin kontaktyanı oblastında invers lay əmələ gəlir. Bu halda düzünə gərginliyin kiçik qiymətlərində də invers laydan yarımkeçiricinin ona bitişik olan həcminə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası baş verir. Düzünə gərginliyin böyük qiymətlərində invers lay tamamilə aradan qalxa bilər.

Metalla yarımkeçiricinin kontaktında yaranmış omik keçidlərdə yarımkeçiricinin kontaktyanı hissəsində qeyri-əsas yükdaşıyıcıları üçün potensial çuxurun əmələ gəlməsi nəticəsində bu hissədə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların toplanması baş verə bilər.

Bu hadisə yarımkeçirici cihazın ətalətliyinə (cəldliyinə) təsir göstərə bilər. Onun aradan qaldırılması üçün eyni çıxış işinə malik cütlər seçməklə metal-yarımkeçirici kontaktındakı potensial çəpəri yox etmək lazımdır. Lakin bu, heç də praktiki olaraq həyata keçirilə bilən iş deyil. Çünki həm belə materiallar cütünün sayı məhduddur, həm də yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların

konsentrasiyasının, temperaturun hər qiyməti üçün yeni bir metal seçmək zərurəti yaranır.

Yarımkeçiricidə kontakyanı hissədə sərbəst yükdaşıyıcıların toplanmasının qarşısını almaq üçün bu hissəni əlavə aşqaralamaq lazımdır. Bu halda kontakda potensial çəpər qalsa da, güclü aşqarlanma nəticəsində onun qalınlığı (eni) xeyli kiçilir. Potensial çəpərin qalınlığının kiçik olması isə yarımkeçiricidəki potensial çuxurdan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların tunel yolu ilə metala keçməsinə təmin edir.

§ 3.2.2 Omik keçidlər

Omik keçidlər həm yarımkeçirici cihazlarda, həm də yarımkeçiricilərin tədqiqində mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Omik keçidin əsas vəzifəsi – yarımkeçiricini və ya yarımkeçirici cihazların işçi elementlərini cərəyan keçirən metal hissələri ilə qalvanik birləşdirməkdir. Omik keçidlərin daha tez-tez tətbiq edilməsinə baxmayaraq, onların nəzəriyyəsi p-n keçidlərin nəzəriyyəsindən xeyli zəif işlənilib və omik keçidlərin formalaşdırılması əksər hallarda eksperimentə əsaslanır.

Aşağıdakı hallarda omik keçidlər yarımkeçirici cihazların işinə az mənfi təsir göstərir:

1) Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların omik keçiddən yarımkeçiricinin həmin keçidə bitişik hissəsinə injeksiyası olmadıqda və omik keçiddə, yaxud da ona yaxın hissədə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların toplanması baş vermədikdə;

2) Omik keçiddəki gərginlik düşgüsü və ya keçidin müqaviməti minimal olduqda;

3) Omik keçidin volt-ampere xarakteristikası xətti olduqda, yəni keçid həqiqətən omik olduqda.

Omik keçidlərin keyfiyyətini qiymətləndirmək və bir-biri ilə müqayisə edə bilmək üçün həmin keçidlərin omik keçiddəki rekombinasiyanın sürəti (S_p), omik keçidin

müqaviməti (R_{ok}), xəttlik parametri (K) kimi əsas parametrlərindən istifadə olunur.

Omik keçiddəki rekombinasiyanın sürəti sərbəst yükdaşıyıcıların keçid yaxınlığındakı konsentrasiyasının tarazlıq halındakı konsentrasiyasından neçə dəfə fərqləndiyini göstərir. Səth rekombinasiyasının sürətinə oxşar olaraq, omik keçiddəki rekombinasiyanın sürəti də keçiddən keçən yükdaşıyıcılar selinin sıxlığının, həmin yükdaşıyıcıların keçiddəki artıq konsentrasiyaya nisbəti kimi təyin edilir:

$$S_R = \frac{\Phi_{\kappa}}{(P_{ser} - P_0)} \quad (3.2.2)$$

Omik keçidin müqaviməti keçiddəki gərginlik düşgüsünün (ΔU_k), həmin keçiddən axan cərəyanın şiddətinə (i) nisbəti kimi təyin olunur:

$$R_{ok} = \frac{\Delta U}{i} \quad (3.2.2)$$

Omik keçidin müqaviməti kiçik olduqca, bu keçid daha keyfiyyətli sayılır. Omik keçidin müqaviməti onun sahəsindən asılıdır. Ona görə də əksər hallarda **omik keçidin xüsusi müqaviməti** adlanan parametrdən istifadə olunur. Bu parametrlər

$$\rho_{om.kec} = \frac{\Delta U}{j} \quad (3.2.4)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. Omik keçidin xüsusi müqavimətinin vahidi $Om \cdot sm^2$ -dir. Keçidin müqaviməti ilə xüsusi müqaviməti arasında

$$R_{om.kec} = \frac{\rho_{om.kec}}{S} \quad (3.2.5)$$

ifadəsi ilə təyin olunan əlaqə var.

Omik keçidin xəttliliyini xarakterizə edən parametrlər, onun VAX-na qoyulan tələblərdən asılı olaraq

müxtəlif cür təyin edilir. Belə ki, əgər real omik keçid düzləndirmə xassəsinə malikdirsə, onda həmin keçidin voltamper xarakteristikasının qeyri-xəttiliyi **düzləndirmə əmsalı** ilə, yəni düzünə və əksinə gərginliyin eyni mütləq qiymətlərinə uyğun düzünə və əksinə cərəyanların mütləq qiymətlərinin nisbəti ilə təyin olunur. İdeal omik keçidin düzləndirmə əmsalı vahidə bərabər olmalıdır.

Müqaviməti tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılı olan koordinat başlanğıcına görə simmetrik VAX-a malik omik keçidin qeyri-xəttiliyi isə keçiddən axan cərəyanın sabit komponentinin verilmiş qiymətində statik müqavimətin differensial müqavimətə olan nisbəti şəklində təyin olunan **qeyri-xəttilik əmsalı** ilə qiymətləndirilir. Xətti VAX-a malik ideal omik keçidin qeyri-xəttilik əmsalı vahidə bərabərdir.

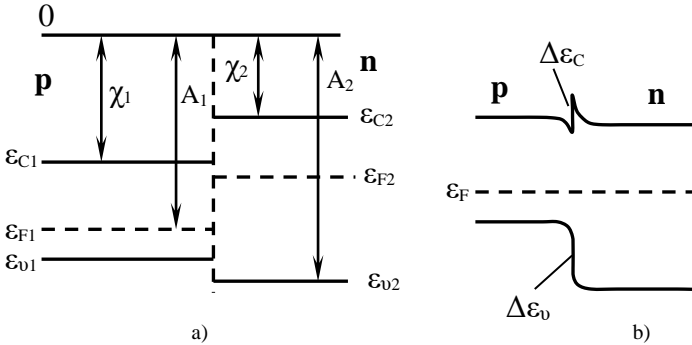
§ 3.2.3. Heterokeçidlər

Eyni kimyəvi tərkibə malik, lakin keçiricilik tipinə (n- və p- tip olmasına) və ya aşqarlanma səviyyəsinə görə bir-birindən fərqlənən iki yarımkeçiricisinin kontaktında yaranan p-n, p⁺-p, n⁺-n, n-i, p-i tipli homokeçidlərdən fərqli olaraq, heterokeçidlər ümumi halda iki müxtəlif maddənin ayrılma sərhəddi kimi təyin olunur. Yarımkeçiricilər fizikası və elektron cihazlar kursunda isə heterokeçid dedikdə, müxtəlif fiziki-kimyəvi təbiətə malik iki yarımkeçirici materialın təmasa gətirilməsindən yaranan kontakt strukturları nəzərdə tutulur. Heterokeçidlərə misal olaraq Ge-Si, Ge-GaAs, GaAs-GaP və başqa bu kimi keçidləri göstərmək olar.

Belə heterokeçidlər ayırma sərhədindən hansı məsafədə bir materialdan digərinə keçidin baş verməsindən asılı olaraq iki qrupa – kəskin və tədrici heterokeçidlərə bölünür. Adətən kəskin heterokeçidlərdə bu məsafə ~1 mkm-dən böyük olmur, tədrici heterokeçidlərdə isə bir materialdan

digərinə keçidin baş verdiyi məsafə sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziya uzunluğunun bir neçə misli qədər olur.

Ayırma sərhədindəki defektlərin (səth hallarının) sıxlığı çox kiçik olan heteroqecidlər yarada bilmək üçün, təmasa gətirilmiş (heteroqecidin təşkil olunduğu)



Şəkil 3.2.1.

yarımkeçiricilərdən hər birinin kristal qəfəsi minimal təhriflərlə digərinin kristal qəfəsinə keçməlidir. Buna görə də heteroqecidi yaratmaq üçün təmasa gətirilən yarımkeçiricilərin kristal qəfəsinin parametrləri çox yaxın, həmin materialların kristalları isə eyni kristal tipinə mənsub olmalıdır. Belə heteroqecidlər *ideal heteroqecid* adlanır. İdeal heteroqecidin enerji modeli ilə dəfə Anderson tərəfindən təklif olunub. Bu model *Anderson modeli* adlanır. Qadağan olunmuş zonalarının eni fərqlənən yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heteroqecidlər daha böyük əhəmiyyət və maraq kəsb edir. Bununla belə, yarımkeçirici cihazlar üçün təkə müxtəlif (n- və p-) tip keçiriciliyə malik olan yarımkeçiricilər deyil, eyni tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heteroqecidlər də həm elmi maraq, həm də praktiki əhəmiyyət kəsb edir. Müxtəlif tip keçiriciliyə malik

yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heterokeçidlər ***anizotip*** (p-n), eyni tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərin kontaktında yaranan heterokeçidlər isə – ***izotip*** (*n-n*, *p-p*) ***heterokeçidlər*** adlanır.

Heterokeçidlər də homo p-n keçidlər kimi, kəskin və tədrici olmaqla iki qrupa bölünür.

Enli qadağan olunmuş zonaya malik n-tip yarımkeçirici ilə dar qadağan olunmuş zonaya malik p-tip yarımkeçiricinin kontaktında yaranmış anizotip heterokeçidin təmsalında heterokeçidin enerji diaqramına baxaq (şəkil 3.2.1). Qeyd edək ki, bu şəkildə elektronun vakuumdakı enerjisini hesablama başlanğıcı qəbul edilib. χ - kəmiyyəti elektronun yarımkeçiricidən vakuuma çıxması üçün lazım olan işdir. Termodinamik çıxış işi isə A ilə işarə olunub.

İki yarımkeçirici arasındakı kontaktın tarazlıq halı bərqərar olduqda Fermi səviyyələri bərabərlişəir. Şəkil 3.2.1-dən də göründüyü kimi, heterokeçidin homo p-n keçiddən başlıca fərqi, keçirici və valent zonada uyğun olaraq $\Delta\varepsilon_c$ və $\Delta\varepsilon_v$ enerji kəsilmələrinin mövcud olmasıdır. Keçirici zonadakı enerji kəsilməsi p- və n- tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərdə elektronun həqiqi çıxış işlərinin fərqlənməsi ilə bağlıdır:

$$\Delta\varepsilon_c = \chi_2 - \chi_1 \quad (3.2.6)$$

Valent zonadakı enerji kəsilməsi isə həm də 1-ci və 2-ci yarımkeçirici üçün $\Delta\varepsilon_v$ - enerjisinin qiymətinin fərqlənməsi ilə əlaqədardır. Məhz keçirici və valent zonada enerji kəsilmələrinin bu fərqi nəticəsində elektronlar üçün keçirici zonadakı potensial çəpərin hündürlüyü, valent zonada dəşiklər üçün olan potensial çəpərin hündürlüyündən fərqlənir. Heterokeçidə düzünə istiqamətdə xarici gərginlik tətbiq etdikdə elektronlar üçün potensial çəpər kiçilir və elektronlar n-tip yarımkeçiricidən p-tip yarımkeçiriciyə injeksiya edir. Bu zaman p-hissədəki dəşiklər üçün olan potensial çəpər də kiçilir, lakin onun qiyməti yenə də elə

böyük qalır ki, dəşiklərin p-obladdından n-obladda injeksiyası praktiki olaraq baş verir.

Qeyd etmək lazımdır ki, çoxlu sayda (əksər) yarımkeçirici cihazların (tranzistorların, işıq diodlarının və s.) işi p-n keçidin oblastlarından yalnız birinə, yükdaşıyıcıların (məsələn, n oblastdan p-obladda elektronların) injeksiyası ilə bağlıdır. Bu zaman dəşiklərin p - oblastdan n-obladda injeksiyası cihazın parametrlərini pisləşdirir. Homokeçiddə

injeksiya cərəyanları $i_n \sim e \frac{D_n n_p}{L_n}$ və $i_p \sim e \frac{D_p P_n}{L_n}$ kimi

təyin olunur. Əgər $n_p p_p = n_n p_n = n_i^2$ ifadəsindən istifadə

etsək, bu münasibətlər $i_n \sim e \frac{D_n}{L_n P_n} n_{ip}^2$ və $i_p \sim e \frac{D_p}{L_p P_p} n_{in}^2$

şəklinə düşər. Burada D_n, D_p uyğun olaraq elektronların və dəşiklərin diffuziya əmsalları, L_n, L_p – difuziya məsafələri, n_{ip} və n_{in} isə p və n oblastda məxsusi yarımkeçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır. İnjeksiyanın effektivliyinin kiçilməsini

$$\frac{i_p}{i_n} = \frac{D_p L_p p_p}{D_n L_p n_n} \cdot \left(\frac{n_{in}}{n_{ip}} \right)^2 \quad (3.2.7)$$

kəmiyyəti ilə xarakterizə etmək olar. Cihazın parametrlərinin yüksək göstəricisini təmin etmək üçün, bu kəmiyyətin qiyməti minimal olmalıdır. Homokeçidlərdə $n_{ip} = n_{in}$ olduğundan, belə bir qiymət n- oblastı p- obladda nəzərən daha güclü aşqarlarla ($n_n \gg p_p$) təmin edilir.

Lakin bu proses sonsuz davam etdirmək olmaz, çünki bir tərəfdən hər bir aşqarın yarımkeçiricidə həll olma hüdudu var, digər tərəfdən isə aşqarlama zamanı yarımkeçiriciyə aşqarla bərabər, həm də çoxlu sayda müxtəlif defektlər daxil olur. Həmin defektlər isə p-n keçidin parametrlərini pisləşdirir. Bu istiqamətdə heterkeçidlərdən istifadə olunması daha perspektivlidir.

Əgər yarımkeçiricidə məxsusi konsentrasiyanın qiyməti üçün

$$n_i^2 = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^3 (m_n^* m_p^*)^{3/2} \exp(-\varepsilon_g / kT) \quad (3.2.8)$$

ifadəsini nəzərə alsaq, yazı bilərik ki,

$$\left(\frac{n_{in}}{n_{ip}} \right)^2 = \left(\frac{m_{pn}^*}{m_{pp}^* m_{np}^*} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{gn} - \varepsilon_{gp}}{kT} \right) \quad (3.2.9)$$

Burada hər kəmiyyətin yanındakı ikinci indeks, həmin kəmiyyətin hansı oblasta aid olduğunu göstərir. Əgər heteroqəçid aşqarlarının konsentrasiyası bərabər (eyni) olan yarımkeçiricilərdən təşkil olunub ($n_n = p_p$) və sadəlik üçün fərz etmək mümkün olsa ki, yükdaşıyıcıların effektiv kütlələri və digər parametrləri bərabərdir, onda (3.2.7) ifadəsi

$$\frac{i_p}{i_n} = \exp[-(\varepsilon_{gn} - \varepsilon_{gp}) / kT] \quad (3.2.10)$$

şəklində yazılır. Məsələn, n-Si və p-Ge-dan istifadə etdikdə $\varepsilon_{gn} - \varepsilon_{gp} \approx 0.4$ eV. Otaq temperaturunda

$\frac{kT}{e} \approx 0.025$ V olduğundan, $\frac{i_p}{i_n} \approx e^{-16}$, yəni təqribən sıfır

olur. Bu isə o deməkdir ki, belə heteroqəçiddən axan cərəyan yalnız n-oblastdan p-oblasta injeksiya olunan elektronlardan təşkil olunur. Eyni ilə bu cür şəraitdə

homoqəçiddə $\frac{i_p}{i_n} \approx 1$, yəni elektron və deşik cərəyanları

bir-birinə bərabərdir.

Beləliklə, heteroqəçidlər praktiki olaraq yükdaşıyıcıların bir istiqamətli injeksiyasını yaradır. Qeyd etmək lazımdır ki, heteroqəçiddə bir istiqamətli injeksiya heteroqəçiddən axan cərəyan artdıqda da qüvvədə qalır. Homoqəçidlərdə isə cərəyanın artması ilə bu şərt pozulur.

IV HISSƏ

YARIMKEÇİRİCİ CİHAZLAR

FƏSİL 4.1.

YARIMKEÇİRİCİ DİODLAR

GİRİŞ

p - n keçidlər və digər kontakt strukturları (heterokeçidlər, metal-yarımkeçirici kontaktları və s.) **qeyri-xətti və qeyri-simmetrik volt-ampər xarakteristikasına** malikdir. Bu xüsusiyyət həmin strukturlardan dəyişən elektrik cərəyanını düzləndirən, elektron sxemlərinin müəyyən hissələrində elektrik siqnallarının bir istiqamətliliyini (ventil rejimini) təmin edən cihazların, eləcə də elektrik açarlarının düzəldilməsində istifadə etməyə imkan verir.

p - n keçid əsasında düzəldilən ən sadə, lakin çox geniş tətbiq tapmış cihazlar **yarımkeçirici diodlardır**.

Yarımkeçirici diod - ümumi halda bir p - n keçidə, iki elektrik çıxışına malik olan və düzləndirici elektrik keçidinin xassələrindən isitənilən birini həyata keçirən yarımkeçirici cihazdır.

Yarımkeçirici diodlar iş prinsipinin xüsusiyyətlərinə və tətbiq olunduğu sahələrə görə bir neçə qrupa ayrılır.

Bəzən diodlar onları təşkil edən hissələrin aşqarlanması xüsusiyyətlərinə, hazırlanma texnologiyası və ya hündəsi forma və ölçülərinə görə də qruplaşdırılır. Bu halda simmetrik ($N_D^n = N_A^p$) və qeyri-simmetrik ($N_D^n \neq N_A^p$) diodlardan söhbət gedir. Qeyri-simmetrik diodun zəif aşqarlanmış hissəsinə **baza** (buraya həmin hissə üçün qeyri-

əsas olan yükdaşıyıcılar injeksiya olunur), yüksək aşqarlanmış hissəsinə isə **emitter** (bu hissədən qeyri-əsas yükdaşıyıcılar emissiya olunur) deyilir.

Həndəsi ölçü və formalarına görə diodlar **müstəvi** və **nöqtəvi** diodlara ayrılır. Müstəvi diodların elektrik keçidinin en kəsiyinin sahəsini təyin edən xətti ölçüləri, p - n keçidin enindən, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların bazadakı L_D - diffuziya məsafəsindən və ya bazanın ω_B - qalınlığından əhəmiyyətli dərəcədə böyük olur. Nöqtəvi diodlarda isə əksinə – keçidin eninə ölçüləri ℓ_{p-n} , L_D və ω_B - dan çox kiçik olur.

Diodlar, elektrik keçidinin hazırlanma texnologiyasına görə – **diffuziya, epitaksial, ərintili, ion implantasiyalı** diodlar qrupuna ayrılır.

Bəzən yarımkeçirici diodlar işçi materialına (germanium, silisium, selen və s.), gücünə (kiçik güclü, orta güclü, güclü, ifrat güclü), işçi tezlik diapazonlarına (alçaq tezlikli, yüksək tezlikli, ifrat yüksək tezlikli), çevikliyinə (milli saniyəlik, mikrosaniyəlik, nanosaniyəlik, yaxud da sürətli, ifrat sürətli) və s. görə də qruplaşdırılır.

Ən başlıca qruplaşdırma isə tətbiq və istismar sahələrinə, eləcə də iş prinsiplərinə görə aparılan qruplaşdırmalardır. Bu baxımdan, yarımkeçirici diodlar: **düzləndirici, impuls, yüksək tezlik və ifrat yüksək tezlik diodları, tunel diodları, stabiltronlar, varikaplar, maqnitodiodlar, fotodiodlar, işıq diodları, tenzodiodlar** və başqa bu kimi qruplara ayrılır.

§ 4.1.1. **Düzləndirici, yüksək tezlikli və ifrat yüksək tezlikli diodlar**

Düzləndirici diodlar – dəyişən cərəyanı düzləndirmək (sabit cərəyanə çevirmək) üçündür. Bu diodların əsas

parametrləri **maksimal düzünə cərəyan** ($I_{d,max}$), **düzünə cərəyanın verilmiş qiymətində dioddakı gərginlik düşküsi** (U_d), **əksinə gərginliyin verilmiş qiymətində dioddan axan əksinə cərəyanın qiyməti** (I_a), **maksimal əksinə gərginlik** ($U_{a,max}$), **düzləndirilən cərəyanın verilmiş səviyyədən aşağı düşmədiyi tezlik diapazonunun qiymətidir** (Δf).

Düzləndirdiyi elektrik cərəyanının gücünə görə düzləndirici diodlar üç qrupa: **kiçik** ($I_d < 0,3A$), **orta** ($0,3 < I_d < 10A$) və **böyük güclü** ($I_d > 10A$) **düzləndirici diodlara** ayrılır.

Düzləndirici diodlar adətən əritmə və diffuziya üsulları ilə alınmış müstəvi $p-n$ keçidlər əsasında hazırlanır.

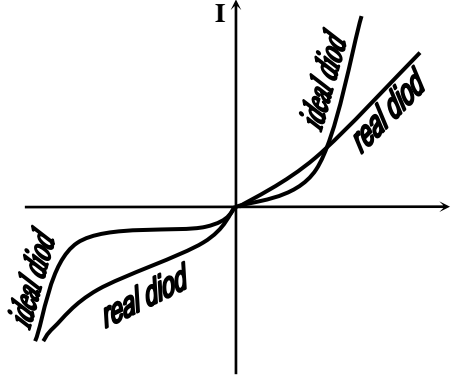
Qeyd etmək lazımdır ki, I_d - nin mümkün qədər böyük qiymətini təmin edə bilmək üçün, düzləndirici diodlarda böyük en kəsiyə (S) malik $p-n$ keçidlərdən istifadə edildiyindən, onlarda çəpər ($C_{çp.}$) - və diffuziya ($C_{dif.}$) tutumlarının qiyməti böyük olur. Buna görə də düzləndirici diodlar çox da yüksək olmayan tezliklərdə ($f \leq 20khs$) geniş tətbiq oluna bilər. Çünki daha yüksək tezliklərdə diodun $R_c = l/\omega C$ - tutum müqaviməti həddən artıq kiçik olduğundan və bu müqavimət, $p-n$ keçidlə (onun R_{p-n} keçid müqaviməti ilə) paralel qoşulduğundan (şəkil 3.1.6) cərəyanın böyük hissəsi $p-n$ keçidin R_c qolundan axır və düzləndirilmir. Nəticədə, diodun düzləndirilməsi keyfiyyətsiz olur.

Düzləndirici dioda tətbiq edilən əksinə gərginliyin daha böyük qiymətlərini təmin edə bilmək üçün, bu diodların **baza hissəsi bir qayda olaraq böyük xüsusi müqavimətə**

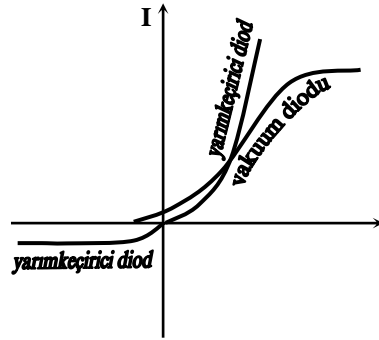
malik yarımkeçirici materialdan hazırlanır.

Müasir düzləndirici diodlar başlıca olaraq silisium (Si) və ger-maniumdan (Ge) hazırlanır. Selen (Se) düzləndirici diodları müəyyən hallarda əvəz olunmaz bir cihaz kimi tətbiq edilir. Mövcud halların hamısında, ayrılan Coul istiliyi hesabına yarana bilən fəsadların qarşısını almaqdan ötrü düzləndirici diodların gövdələrinə və qoruyucu örtüklərinə həmin düzləndirici diodların böyük toxunma səthinə malik olmasını və üzərilərindən intensiv hava axını kəşiməsini təmin edən xüsusi forma verilir.

Real düzləndirici diodların VAX-1, ideallaşdırılmış $p-n$ keçidindən əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənir (şəkil 4.1.1). Belə ki, düzləndirici diodlarda düzünə istiqamətdə tətbiq edilmiş xarici gərginliyin çox da böyük olmayan qiymətlərində cərəyanın gərginlikdən eksponensial asılılığı aradan qalxır və cərəyan $p-n$ keçidə deyil, onun hazırlandığı yarımkeçirici materiala xas olan xüsusiyyətlərlə təyin olunur. Əksinə istiqamətdə isə VAX- da kəskin doyma əvəzinə,



Şəkil 4.1.1. İdeal $p-n$ keçidin və real düzləndirici diodun volt-ampere xarakteristikası

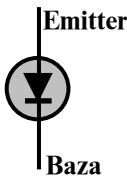


Şəkil 4.1.2. Vakuüm diodunun və yarımkeçirici diodun volt-ampere xarakteristikaları.

əksinə cərəyanın tətbiq olunan xarici gərginlikdən zəif də olsa asılılığı müşahidə edilir. Buna səbəb, real $p-n$ keçidin bağlayıcı təbəqəsində generaiya və rekombinasiya proseslərinin tamamilə yox olmaması, eləcə də sistemdə baş verən səth hadisələrinin, istilik effektlərinin və başqa proseslərin təsir göstərməsidir.

Bu deyilənlərə baxmayaraq, bütün hallarda real $p-n$ keçidin VAX-nın qeyri-simmetrikliyi saxlanıldığından onun əsasında hazırlanmış diodların düzləndirmə qabiliyyəti itmir və bu diodlar dəyişən cərəyan düzləndiriciləri, cərəyan ventilləri və açarlar kimi kefiyyətli fəaliyyət göstərir.

Yarımkəçirici düzləndirici diodun **vakuüm diodundan** da bir sıra fərqləri var. Belə ki, yarımkəçirici diodda vakuüm diodundan fərqli olaraq, əksinə cərəyan sıfıra bərabər deyil, düzünə cərəyanında gərginlikdən asılılığında doyma müşahidə olunmur, VAX isə - cihazın temperaturunun dəyişməsinə yüksək dərəcədə həssasdır (şəkil 4.1.2).



Şəkil 4.1.3. Düzləndirici diodun sxemlərdə qrafiki təsviri

Düzləndirici yarımkəçirici diodların əsas xarakteristikası VAX, əsas asılılıqları isə həm VAX-ın, həm də əsas parametrlərin temperaturdan və tətbiq edilən xarici gərginliyin tezliyindən asılılığıdır.

Sxemlərdə düzləndirici diodlar qrafiki olaraq şəkil 4.1.3-dəki kimi işarə olunur.

Düzləndirici diodların pasportunda göstərilən əsas parametrlərinin qiymətləri, adətən $T = 300K$ (otaq) temperaturundakı qiymətlər götürülür.

Daha yüksək tezlikli dəyişən elektrik siqnalları diapazonunda yüksək tezlik diodlarından istifadə olunur. Bu diodlar – çevirici (sürüşdürücü) və detektor diodları olmaqla iki qrupa bölünür.

Cevirici (yaxud sürüşdürücü) diodlar superheterodin qəbuledicilərində yüksək tezlikli siqnalları aralıq tezlikli siqnallara çevirir və bununla da çevirici lampalarla eyni bir funksiyanı yerinə yetirir. Bu diodların konstruksiyasında onların dalğaötürən, yaxud da koaksial xətlərə qoşulmalı olduğu nəzərə alınır. Tutum müqavimətinin ($R_c = \frac{1}{\omega C}$)

qiymətini kiçiltmək üçün yüksək tezlik diodları nöqtəvi p-n keçid əsasında hazırlanır. Elektrodları (cərəyan kontaktları) arasındakı tutumunun kiçik (1 Pf-dan az) olması, həmin diodların təqribən bir neçə Qiqa hers tezliklərə qədər uğurla tətbiq olunmasına imkan verir.

Bu diodların əsas parametrləri çevirmə inikası (L_{cev}), küy temperaturu ($T_{\text{ş}}$), yol verilən maksimal güc (\tilde{P}_m), giriş müqavimətidir (Z_{gir}).

Çevirmə itkisi

$$L_{\text{cev}} = 10 \lg \frac{P_{y.t.}}{P_{a.t.}} \quad (4.1.1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada $P_{y.t.}$ və $P_{a.t.}$ uyğun olaraq dioda girən (daxil olan) yüksək tezlikli siqnalın və həmin siqnalın çevrildiyi alçaq tezlikli siqnalın gücüdür.

L_{cev} – kəmiyyətinin qiyməti diodun volt-ampere xarakteristikasının istifadə olunan (işçi rejiminə uyğun) hissəsinin xəttilik dərəcəsi və uyğun olaraq, dioddan axan cərəyanın qiymətindən asılı olaraq dəyişir. Müxtəlif diodlar üçün $L_{\text{cev}} \approx 5 \div 10 \text{ db}$ arasında qiymətlər alır.

Küy temperaturu adlanan parametr diodda yaranan küyün (P_k), otaq temperaturu şəraitində ekvivalent müqavimətdə ayrılan istilik küyləri gücünə ($kT \Delta f$) nisbəti kimi təyin olunur:

$$t_s = \frac{P_k}{kT \Delta f} . \quad (4.1.2)$$

Yüksək tezlikli diodlarda işçi cərəyanının qiyməti elə seçilir ki, $L_{\text{çev}}$ və T_s -in mümkün qədər kiçik qiymətləri təmin olunsun.

Maksimal yol verilən güc (\tilde{P}_m) - dioda daxil olan gücün yol verilən elə ən böyük qiymətidir ki, həmin qiymətdə diod hələ də tab gətirə bilsin, yəni sıradan çıxmasın. Adətən Ge və Si-dan hazırlanmış çevrici diodlarda $\tilde{P}_m \leq 150 \text{ mVt}$ olur.

Diodun giriş müqaviməti (Z_{gir}) onun iştirak etdiyi dövrə ilə uzlaşması üçün əsas parametrdir.

Detektor diodları (yaxud detektəedicilər) radioqəbuledici və müxtəlif ölçü qurğularında radiosiqnalların detektə olunması, daha doğrusu bürüyücü siqnalın ayrılması üçündür. Bu diodların əsas parametrləri: cərəyana (β_i) və gərginliyə (β_u) görə həssaslıq əmsallarıdır. Həmin parametrlər uyğun olaraq:

$$\beta_i = \frac{\Delta i_d}{P} \quad (4.1.3)$$

və

$$\beta_u = \frac{\Delta U_{\text{cix}}}{P} \quad (4.1.4)$$

ifadələri ilə təyin olunur. Burada Δi_d - düzləndirilən cərəyanın artımı, ΔU_{cix} - diodun çıxışındakı gərginlik artımı, P – iş dioda tətbiq olunan siqnalın gücüdür.

Detektor diodları, düzünə qolunda cərəyan gərginlikdən xətti asılı olan volt-ampər xarakteristikaya malikdir. Bu diodların deşilmə gərginliyi çox kiçik olur. Ona görə ki, həmin diodların baza hissəsinin müqavimətini azaltmaq

üçün bu hissə yüksək dərəcədə aşqarlanır. Lakin təcrübədə bir sıra hallarda böyük amplituda malik olan siqnalları detektə etmək lazım gəlir. Belə hallarda, adətən Şottki diodlarından istifadə edilir.

§ 4.1.2. İmpuls diodları

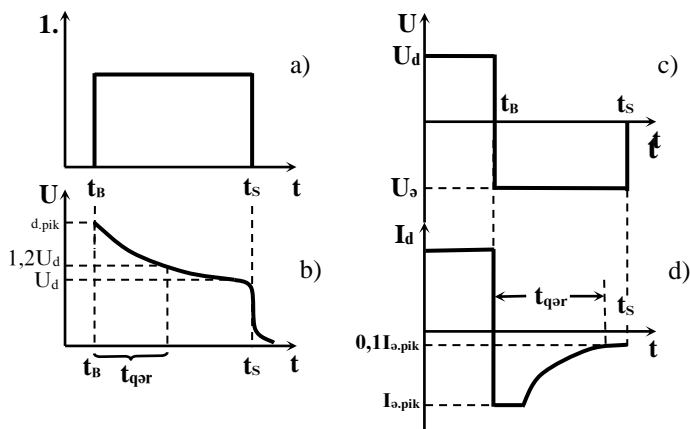
İmpuls diodları – impuls rejimli elektrik dövrlərində (elektrik impulsunu formalaşdırmaq və çevirmək, eləcə də açar və məntiq sxemlərində) işlədilmək üçündür.

Bu diodlarda kontakt keçidlərinin en kəsiyinin sahəsi bir qayda olaraq, kiçik götürülür. Keçidin sahəsinin belə kiçik olması, öz növbəsində diodun tutumlarını xeyli azaltmağa imkan verir. İmpuls diodlarının tutumu bir neçə pikofaraddan (pF) böyük olmur. Kontaktın tutumunun (C_k) belə kiçik olması impuls diodunda $\tau_r = RC_{p-n}$ relaksasiya müddətinin qiymətini azaltmağa və uyğun keçici prosesin cihazın işinə təsirini minimuma endirməyə imkan verir. İmpuls diodlarında keçidin en kəsiyinin sahəsinin belə kiçik olması nəticəsində, həmin diodlarda **yol verilən səpilmə gücünün** qiyməti də kiçik olur ($P_s \leq 20 \div 30$ mVt).

İmpuls diodunun xarakteristika və parametrlərinə, ona təsir edən xarici elektrik impulsunun qoşulduğu və kəsildiyi məqamda uyğun olaraq **qeyri-əsas yükdaşıyıcıların** keçidin kənar sərhədlərində injeksiya hesabına baş verən **toplanması** və **sorulması prosesləri** nəticəsində dioddan axan cərəyanın və ondakı gərginlik düşküünün öz qərarlaşmış qiymətlərini tədricən alması hadisələri əsaslı şəkildə təsir edir. **Keçici (ötücü) proseslər** - adlanan bu hadisələri (toplanmanı və sorulmanı) xarakterizə edən kəmiyyətlər impuls diodlarının əsas parametrləri sayılır.

Bu parametrlərdən biri, diodda düzünə gərginliyin qiymətinin qərarlaşması prosesini xarakterizə edən zaman müddətidir ($t_{qər}$). Həmin parametr düzünə gərginlik impulsunun (şəkil 4.1.4.a) təsir etməyə başladığı ($t = t_B$) anda aldığı $U_{d,pik}$ - pik qiymətindən, qərarlaşmış (U_d) qiymətlərinin 1,2 mislinə bərabər qiymətə ($U = 1,2U_d$) qədər düşməsi üçün lazım olan zaman müddətidir (şəkil 4.1.5, b). Bu zaman müddəti - **impuls diodunun düzünə gərginliyinin qərarlaşma müddəti** adlanır. $t_{qər}$ – injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların bazada diffuziyasının orta sürəti və bu diffuziya prosesi nəticəsində bazanın müqavimətinin azalması ilə təyin olunur. Çünki dioda tətbiq edilən xarici gərginlik əsasən keçiddə düşdüyündən ($U_x \approx U_{p-n}$), baza oblastında yükdaşıyıcılara demək olar ki, xarici sahə təsir etmir.

İmpuls dioduna tətbiq edilmiş xarici gərginlik impulsunun öz düz istiqamətindən əksinə çevrilməsi zamanı da (şəkil 4.1.5, c) injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların



Şəkil 4.1.5. İş rejimində impuls diodunda cərəyanın (a, d) və gərginliyin (b, c) zamandan asılılığı

diffuziya və rekombinasiya prosesləri hesabına bazadan sorulması ani olaraq baş vermir. Belə ki, bu halda diodda əksinə cərəyan həm tarazlıqda olan, həm də sərhəddə toplanmış tarazlıqda olmayan qeyri-əsas yükdaşıyıcılar hesabına yaranır. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların geriyyə sorulması prosesi başa çatdıqdan sonra əksinə cərəyan öz qərarlaşmış (əsil) qiymətini alır. Bu proses **diodun əksinə müqavimətinin bərpası müddəti** ($t_{bər}$) adlanan parametrlə xarakterizə olunur. Bu zaman müddəti gərginliyin düzünə istiqamətdən əksinə istiqamətə çevrildiyi t_B - anından, **əksinə cərəyanın** $I_{ə,pik}$ - **pik qiymətindən** $I_{ə} = 0, II_{ə,pik}$ qiymətinədək azaldığı ana qədər keçən zaman müddəti ilə ölçülür (şəkil 4.1.5, d).

Əksinə müqavimətinin bərpası prosesini sürətləndirmək üçün bir qayda olaraq, impuls diodlarının baza hissəsi qeyri-əsas yükdaşıyıcıların sürətli rekombinasiyasını təmin edən aşqar atomları ilə aşqarlanır. Məsələn, germaniumdan hazırlanmış impuls diodlarında bazanın qızıl atomları ilə aşqarlanması əksinə müqavimətin bərpa müddətini $\sim 10^{-9}$ saniyəyə qədər azaltmağa imkan verir.

İmpuls diodlarının əsas parametrləri olaraq, bəzən **düzünə maksimal impuls gərginliyi** ($U_{d,max}$) və **düzünə maksimal impuls cərəyanı** ($I_{d,max}$), eləcə də onların nisbətinə bərabər olub, **impuls müqaviməti** adlanan ($R_i = U_{d,max}/I_{d,max}$) kəmiyyətlərdən də istifadə olunur.

Əksinə müqavimətin bərpası müddətinə görə adətən impuls diodlarını üç qrupa bölürlər: $t_{bər} > 0,1ms$ olan- **millisaniyəlik (asta)**, $0,1ms > t_{bər} > 0,1mks$ olan- **mikrosaniyəlik (sürətli)** və $t_{bər} < 0,1mks$ olan- **nanosaniyəlik (ifrat sürətli)** impuls diodları.

§ 4.1.3. Stabiltron

Elektrik dövrələrində, eləcə də müxtəlif elektron cihaz, qurğu və sistemlərində əksər hallarda müəyyən stabil qiymətə malik gərginliklər tələb olunur. Hər hansı işçi element, cihaz və ya qurğuya tətbiq olunan xarici gərginliyin qiymətinin uzun müddətli iş rejimində müəyyən nominal qiymətdən heç olmasa bir neçə faizdən artıq dəyişməməsi – yüksək dərəcədə stabil qalması tələb olunan belə hallarda, əvvəllər **stabilovolt** və **stabilizator** adlanan və bir qayda olaraq, qaz boşalması hadisəsi əsasında işləyən cihazlarda istifadə edilirdi. İndi də bir çox hallarda bu cür stabilləşdirici cihazlardan istifadə edilir. Ölçülərinin və çəkisinin mikroelektronika və miniatürləşdirilmiş elektron sxemləri baxımından çox böyük olması, böyük qiymətli əlavə qidalandırıcı gərginlik tələb etməsi və digər başqa qüsurları həmin cihazların (stabilovolt və stabilizatorlar) müasir elektron texnikasında, xüsusi ilə də mikroelektronika sxemlərində, tətbiq edilməsinə imkan vermir. Buna görə də elektronika, başlıcası isə bərk cisim elektronikasını, inkişaf etdikcə yeni – daha miniatür, kiçik çəkiyə və həndəsi ölçüyə malik, əlavə qidalanma gərginliyi tələb etməyən, kiçik ətalətli, mikroelektronika sxemlərində və cihazlarında tətbiq oluna bilən, eləcə də böyük qiymətli gərginliklərlə yanaşı, həm də çox kiçik (mkV, mV, bir neçə volt tərtibində) gərginlikləri də stabilləşdirməyə yarayan gərginlik stabilləşdiricilərinin hazırlanması zərurəti yaranmışdır. Bu məsələ **yarımkeçirici stabiltronların** (stabiltronların) kəşf olunması ilə öz praktiki həllini tapmışdır.

Stabiltron (yarımkeçirici stabiltron) - hər hansı bir dövrəni və ya işçi elementi qidalandıрмаq üçün tətbiq edilən

gərginliyin stabilləşdirilməsi, yaxud da onun səviyyəsinin fiksə edilməsi üçün istifadə oluna bilən və $p-n$ keçidin tunel, yaxud sel deşilmələri rejimində işləyən əksinə istiqamətdə dövrəyə qoşulmuş yarımkeçirici dioddur.

İstifadə edilən yarımkeçiricinin materialından, aşqarlanma səviyyəsindən və başqa amillərdən asılı olaraq, deşilmə gərginliyinin qiyməti müxtəlif olan $p-n$ keçidlər hazırlamaq mümkün olduğundan gərginliyin bir neçə voltdan bir neçə yüz volta qədər qiymətləri diapazonunda tətbiq edilə bilən yarımkeçirici gərginlik stabilləşdiriciləri, (stabilitronlar) düzəltmək mümkündür. Praktikada bu imkanlardan geniş istifadə olunur.

Stabilitronlar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.1.6-dakı kimi işarə olunur.



Şəkil 4.1.6. Stabilitronun sxemlərdə qrafiki təsviri

Müasir stabilitronlar əsasən germanium və silisiumdan, əksər hallarda isə p - tip silisiumdan hazırlanır. Belə seçim, silisium diodlarının bir sıra xüsusiyyətləri ilə, ən başlıcası isə: əksinə cərəyanın qiymətinin kiçik olması, əksinə gərginliyin qiymətinin azacıq dəyişməsi ilə cihazın kəskin şəkildə sel və ya tunel deşilməsi rejiminə keçə bilməsi və nəhayət, silisium $p-n$ keçidinin yolverilə bilən işçi temperaturunun yüksək qiyməti ilə bağlıdır.

Bir daha qeyd etmək lazımdır ki, ion stabilovoltları kimi, yarımkeçirici stabilitronların da istifadə olunması prinsipi, müəyyən şəraitdə ($p-n$ keçidin deşilmə rejimində) cihazdan axan cərəyanın çox kəskin (güclü) dəyişməsi zamanı cihazın elektrodlarındakı gərginliyin çox cüzi dəyişməsinə əsaslanır.

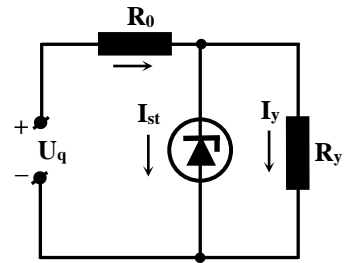
Stabilitronların elektrik sxemlərinə qoşulması şəkil 4.1.7-

dəki kimidir. Bu halda qidalandırıcı U_q - gərginliyinin artması ilə, ümumi dövredəki və R_0 - rezistorundakı cərəyan, eləcə də R_y - yük rezistorundakı $U_y = I_y \cdot R_y$ gərginlik düşküsi artmalıdır. Lakin ümumi dövredəki I -cərəyanının artımı stabiltron tərəfindən udulur. Daha doğrusu, $p-n$ keçidin deşilməsi hesabına stabiltronun müqaviməti kəskin azalır, ondan axan I_{st} - cərəyanı isə buna müvafiq olaraq kəskin artır. Nəticədə, stabiltronun sıxaclarındakı $U_{st} = I_{st} \cdot R_{st}$ və uyğun olaraq R_y - yük müqavimətindəki gərginlik düşküsi isə dəyişməz (stabil) qalır.

Yarımkəçirici stabiltronların əsas parametrləri **stabilləşdirilən gərginliyin qiyməti (U_{st})**, **yol verilən maksimal ($I_{st.max}$) və minimal ($I_{st.min}$) cərəyanlar**, stabiltronun r_{dif} - **differentensial** və R_{stat} - **statik müqavimətləri**, α_T - **stabilləşdirilən gərginliyin temperatur əmsalı** və Q_k - **keyfiyyət əmsalıdır**.

U_{st} - stabilləşdirilən gərginlik stabiltrondan müəyyən stabilləşdirici cərəyan axarkən onun sıxaclarındakı gərginliyin qiymətidir. Bu parametrin (U_{st}) qiymətinə görə yarımkəçirici stabiltronlar **alçaqvoltlu** və **yüksəkvoltlu stabiltronlar** qruplarına bölünür. Sənayedə 400 V-a qədər gərginlikləri stabilləşdirə bilən yarımkəçirici stabiltronlar istehsal olunur.

Stabiltronun $I_{st.max}$ və $I_{st.min}$ - cərəyanları dedikdə, stabiltronun uzunmüddətli və etibarlı iş rejiminin təmin



Şəkil 4.1.7. Stabiltronun köməyi ilə işlədicidə ($R_y - də$) gərginliyin stabilləşdirilməsinin elektrik sxemi

olunduğu cərəyan oblastının aşağı və yuxarı hüdudları nəzərdə tutulur.

Stabilitronun differensial müqaviməti:

$$r_{dif} = \frac{\Delta U_{st}}{\Delta I_{st}}, \quad (4.1.5)$$

statik müqaviməti isə:

$$R_{stat.} = \frac{U_{st}}{I_{st}} \quad (4.1.6)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Bu ifadələrdəki U_{st} , I_{st} - verilmiş işçi nöqtədəki uyğun gərginlik və cərəyan, ΔU_{st} və ΔI_{st} - isə həmin kəmiyyətlərin kiçik dəyişmələridir.

Stabilitronun Q_k - keyfiyyət əmsalı

$$Q_k = \frac{r_{dif}}{R_{stat}} = \frac{\Delta U / U_{st}}{\Delta I / I_{st}} \quad (4.1.7)$$

şəklində təyin olunur və iş rejimində cihazdan axan cərəyanın vahid dəyişməsinə uyğun onun sıxaclarındakı (stabiləşdirilmiş) gərginliyin nisbi dəyişməsinin qiymətini göstərir. Göründüyü kimi, Q_k -nin qiyməti kiçik olan stabilitron daha yüksək keyfiyyətli stabilitron sayılır.

Stabilitronların stabiləşdirdiyi gərginliyin qiyməti temperaturdan asılıdır. Bu asılılıq **stabiləşdirilən gərginliyin temperatur əmsalı** adlanan və

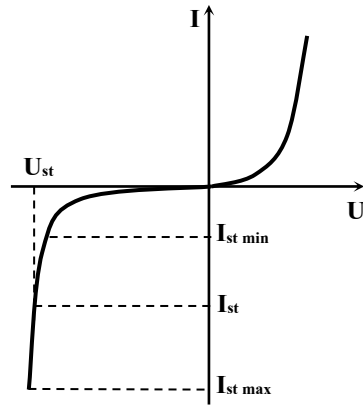
$$\alpha_{st} = \frac{l}{U_{st}} \cdot \frac{\Delta U_{st}}{\Delta T} \Big|_{I_{st}=const} \quad (4.1.8)$$

ifadəsi ilə təyin olunan kəmiyyətdən (stabilitronun stabiləşdirdiyi gərginliyin temperatur əmsalı ilə) xarakterizə olunur. (4.1.6) ifadəsindəki ΔU_{st} - temperaturun ΔT - qədər dəyişməsi zamanı, U_{st} - gərginliyinin nominal qiymətdən

kənara çıxmasının ölçüsünü göstərir.

Praktikada vacib məsələlərdən biri, U_{st} -nin temperaturdan asılılığının aradan qaldırılması məsələsidir. Bu məqsədlə əksər hallarda öz aralarında müəyyən sxem üzrə qoşulmuş və hər biri $p-n$ keçidin müxtəlif (sel və ya tunel) deşilmə mexanizmləri əsasında işləyən stabilitronlar batareyasından istifadə edilir. Sel və tunel deşilmələrinin baş verdiyi gərginliyin qiyməti temperaturdan əks qanunauyğunluqla (biri artan, digəri isə azalan) asılı olduğundan, belə stabilitronlar sistemində yekun U_{st} - gərginliyi temperaturdan demək olar ki, asılı olmur.

Stabilitronların əsas xarakteristikası VAX-dır (şəkil 4.1.8). Baxılan halda VAX olaraq deşilmə rejimində cihaza tətbiq olunmuş əksinə gərginliyin ondan axan əksinə cərəyandan asılılığı götürülür.



Şəkil 4.1.8. Stabiltronun volt-ampere xarakteristikası

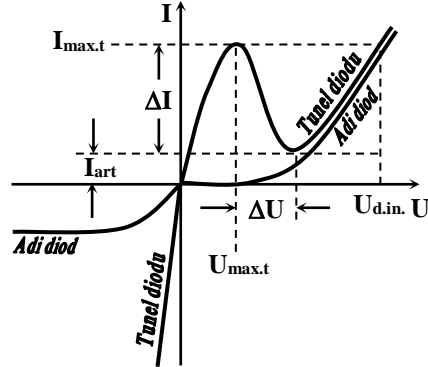
§ 4.1.4. Tunel diodu və çevrilmiş diod

Tunel diodu cırılaşma səviyyəsində aşqarlanmış yarımkəçiricilərdən təşkil olunmuş $p-n$ keçidlərdən hazırlanır və özünün bir sıra əlahiddə xüsusiyyətləri ilə adi cırılaşmamış yarımkəçiricilər əsəsindəki $p-n$ keçidlərdən hazırlanmış diodlardan köklü şəkildə fərqlənir. Tunel diodunun əsas xüsusiyyətləri aşağıdakılardır:

1. Bu dioda əksinə gərginlik tətbiq edildikdə, adi $p-n$ keçidlər əsəsindəki diodlardan fərqli olaraq nəinki bağlanma hadisəsi müşahidə olunmur, həm də dioddan əksinə gərginliyin çox kiçik, yəni voltun onda biri qədər qiymətlərində kifayət qədər böyük cərəyan axır. Əksinə cərəyanın bu qiyməti, adi diodlarda eyni gərginliklərdə düzünə istiqamətdə axan cərəyandan böyük olur (şəkil 4.1.9).

2. Tunel diodunun VAX-nın düzünə hissəsində xarakterik düşən, daha doğrusu mənfi differensial müqavimətli $\left(R = \frac{\Delta U}{\Delta I} < 0 \right)$ oblast müşahidə olunur (şəkil 4.1.9).

3. Cihazın VAX-nın düzünə istiqamətində onun demək olar ki, bütün xarakterik xüsusiyyətləri gərginliyin çox da böyük olmayan $U_d \leq 0,5 \div 0,6V$ qiymətlərində baş verir (şəkil 4.1.9). Buna görə də tunel diodları çox kiçik qidalandırıcı gərginliklərdə işləyə bilən cihazlardır.



Şəkil 4.1.9. Adi (düzəndirici) və tunel diodunun volt-ampere xarakteristikası

4. Tunel diodlarında cərəyanın mexanizminin tədqiqi göstərir ki, adi $p-n$ keçidlərdən fərqli olaraq bu cihazlarda hər iki istiqamətdə cərəyan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların deyil, əsas yükdaşıyıcıların hesabına yaranır.

5. Tunel diodlarında cərəyan əsas yükdaşıyıcıların diffuziyası və qeyri-əsas yükdaşıyıcıların dreyfi kimi yavaş (asta xarakterli) proseslərlə yox,

$$\theta = \rho \varepsilon \varepsilon_0 \quad (4.1.9)$$

Maksvell relaksasiya müddəti ilə təyin olunan daha sürətli proseslər hesabına baş verir (burada, ρ - materialın xüsusi müqaviməti, ε - dielektrik nüfuzluğu, ε_0 - elektrik sabitidir).

Bu müddət çox kiçik (məsələn, cırılmış germaniumda $\theta \approx 10^{-13} s$) olduğundan, cihazın tezlik xarakteristikası praktiki olaraq məhdudlanmır.

6. Cırılmış yarımkəçiricilərdə aşqar keçiriciliyin məxsusi keçiriciliyin fonunda itdiyi temperatur mümkün ən yüksək temperatur olduğundan, tunel diodlarının işçi temperatur diapazonunun yuxarı sərhəddi çox böyükdür. Daha doğrusu, tunel diodları yüksək temperaturlarda işləyə bilən cihazlardır.

7. Tunel diodlarının hazırlandığı cırılmış yarımkəçiricilər metal keçiriciliyinə malik olub, öz keçiriciliyini çox aşağı temperaturlara (~ 2 K) qədər saxladığından, bu diodlar son dərəcə aşağı temperaturlarda da işləyə bilir.

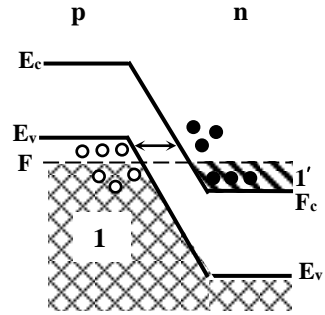
Sadalanan bu xüsusiyyətlər, tunel diodlarının iki mühüm sahədə, yəni yüksək sürətli çevirici sxemlərdə, eləcə də **ifrat yüksək tezlikli rəqslərin** gücləndirilməsində və generasiyasında geniş tətbiqinə imkan yaradır.

Tunel diodlarının iş prinsipi cərəyan yaradan yükdaşıyıcıların p - n keçidin potensial çəpərini tunel effekti yolu ilə keçməsinə əsaslanır. Adi p - n keçidlərdə keçidin eni böyük olduğundan bu effektin reallaşması mümkün olmur. Cırılmış yarımkəçiricilərdə isə keçidin hündürlüyünün $e\varphi_{K0} \approx \varepsilon_g$ (burada ε_g - yarımkəçiricinin qadağan olunmuş

zolağının enidir), N_D və N_A -nın çox yüksək qiymətə malik olması nəticəsində p - n keçidin həcmi yükləri çox dar bir oblastda toplanır. Buna görə də hətta xarici gərginlik $U_x = 0$ olduqda da bu keçiddəki elektrik sahəsinin intensivliyi çox yüksək qiymət ala bilər.

Tunel diodunun iş prinsipini keyfiyyətcə aşağıdakı kimi izah etmək olar (şəkil 4.1.10).

Cırlaşmış yarımkəçiricilərdə Fermi səviyyəsi n -hissədə keçirici, p -hissədə isə valent zonanın daxilində yerləşir. Belə yarımkəçiricidən təşkil olunmuş p - n keçidin enerji diaqramında $U_x = 0$ halında p -hissənin valent zonasının və n -hissənin keçirici zonasının elektronlarla dolu olan (1) və (1') zolaqları enerji baxımından eyni səviyyədə



Şəkil 4.1.10. Xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda ($U_x = 0$) tunel diodunun enerji diaqramı

yerləşdiklərindən onların birindən digərinə elektronların tunel keçidi baş verə bilsə də, həmin keçidlərin hər biri ciddi şəkildə qarşılıqlı kompensə olunur. Nəticədə, bağlayıcı təbəqədən əks istiqamətlərdə axan cərəyanlar bir-birini tam kompensə edir və p - n keçiddəki yekun cərəyan sıfır bərabər olur ($I_T = 0$). Bu hal, diodun VAX-da koordinat başlanğıcına uyğun gəlir. Əgər belə p - n keçidə (yaxud tunel dioduna) düzünə istiqamətdə ($U_x > 0$) xarici gərginlik tətbiq edilsə, p - və n - hissələr enerji oxu boyunca əks istiqamətlərdə, (n -hissə yuxarıya, p - hissə isə aşağıya) sürüşər. Nəticədə, keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü ($e\phi_{K0}$) tarazlıq halındakına nisbətən kiçilər. Lakin bu halda n - hissənin keçirici zonasının dibindəki elektronlarla

dolu olan zolaq (1'), p - hissənin valent zonasının yuxarı hissəsindəki boş zolaqla (1) bir-birini qismən bürüyər. Nəticədə, (1') zolağındakı elektronların (1) zolağına kompensə olunmayan tunel etməsi baş verər və keçiddən axan düzünə cərəyan sıfırdan fərqlənər ($I_d \neq 0$). Düzünə gərginlik artırıldıqda əvvəlcə bu bürümənin dərəcəsi və uyğun olaraq, keçiddən düzünə istiqamətdə axan tunel cərəyanının qiyməti artar. Nəhayət, p - hissənin valent zonasının yuxarı hissəsindəki boş və n - hissənin keçirici zonasının dibindəki dolu zolaq bir-birini tam bürüdükdə, keçiddən axan düzünə tunel cərəyanı öz maksimal qiymətinə çatar. Düzünə gərginliyin sonrakı artırılmasında isə həmin zolaqlar tədricən bir-birindən uzaqlaşar. Nəticədə, bundan sonra, dioda tətbiq olunan düzünə gərginliyin artırılması ilə düzünə tunel cərəyanının qiyməti kiçilər və n - hissənin keçirici zonasının dibinin p - hissənin valent zonasının tavanına uyğun gəlmiş gərginlikdə ($U=U_{\min}$ olduqda), p - n keçiddən axan düzünə tunel cərəyanı tamamilə kəsilər. Düzünə gərginliyin U_{\min} -dan böyük qiymətlərində, adi p - n keçidlərdə olduğu kimi, cırlaşmış p - n keçiddən də yalnız düzünə diffuziya cərəyanı axar. Ona görə də bu hissədə ($U>U_{\min}$ gərginliklərində) tunel diodunun və dühləndirici diodun VAX-ı üst-üstə düşər.

Tunel diodu əksinə istiqamətdə ($U_x < 0$) qoşulduqda isə, keçidin potensial çəpərinin hündürlüyü tarazlıq halındakına ($U=0$) nisbətən artar. Əksinə istiqamətdə təsir edən (U_0) gərginliyin böyüməsi ilə p - n keçiddən tunel effektinin ehtimalı həm çəpərin eninin azalması, həm də p - hissənin valent zonasının aşağısındakı dolu və n -hissənin keçirici zonasının yuxarısındakı boş hissəsinin bir-birini bürüməsi dərəcəsinin artması hesabına böyüyər. Nəticədə, əksinə gərginlik (U_0) artırıldıqca, keçiddən axan əksinə cərəyan

kəskin şəkildə böyüyər. Buna görə də belə p-n keçid əsasında işləyən tunel diodu, **bağlama xüsusiyyətinə** malik olmaz. Bununla belə, tunel diodunun əksinə istiqamətdəki müqaviməti düzünə istiqamətdəki müqavimətindən kiçikdir, yəni tunel diodunun VAX-ı qeyri-simmetrikdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, təsvir olunan modelə əsasən düzünə istiqamətdə p-n keçiddən axan tunel cərəyanı maksimumdan keçdikdən sonra gərginliyin $U=U_{\min}$ qiymətində sifra qədər düşməlidir. Təcrübədə isə belə olmur və $U=U_{\min}$ gərginliyində $I_{art} \neq 0$

artıq tunel cərəyanı müşahidə edilir. Bu cərəyanın yaranma səbəbi tunel diodunun təşkil olunduğu yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasında müəyyən bir zolaq şəklində yayılmış enerji səviyyələrinin mövcudluğu ilə izah olunur.

Tunel diodunun əsas parametrləri (şəkil 4.1.a): düzünə istiqamətdə $I_{max.t.}$ - tunel cərəyanının maksimal və I_{art} - artıq tunel cərəyanının qiymətləri, diffuziya cərəyanının $I_d = I_{max.t.}$ qiymət aldığı U_d - gərginliyi,

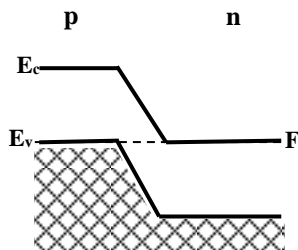
$I = I_{max.t.}$ - ə uyğun gərginlikdir ($U_{max.t.}$). Düzünə VAX- ın

düşən hissəsində $\frac{\Delta I}{\Delta U} < 0$ olduğundan, tunel diodu **mənfi**

differential müqavimətli (MDM) cihazdır. Buna görə də dəyişən elektrik siqnallarını generasiya etmək və



Şəkil 4.1.10. Tunel diodunun sxemlərdə grafiki təsviri

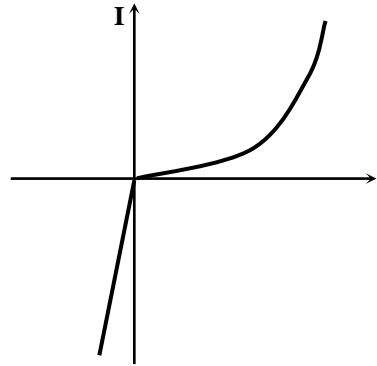


Şəkil 4.1.11. Tarazlıq ($U_x = 0$) halında çevrilmiş diodun enerji diaqramı

gücləndirmək üçün ondan istifadə edilə bilər.

Tunel diodları sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.1.10-da göstərildiyi kimi təsvir olunur.

Tunel diodunun maraqlı bir xüsusi halı **çevrilmiş dioddur**. Çevrilmiş diod da yüksək səviyyədə aşqarlanmış yarım-keçiricidən hazırlanır. Bu halda keçidin p - və n - hissələri o həddə qədər aşqarlanır ki, onların uyğun icazəli zonaları tarazlıq ($U_x=0$) halında birbirini bürüməsin, yalnız bu zonaların sərhədləri (p -hissənin valent zonasının tavanı və n - hissənin keçirici zonasının dibini) eyni enerji qiymətinə uyğun gəlsin (şəkil 4.1.11). Belə diod düzünə gərginliyin təsiri altında adi diodla eyni xarakteristikaya malik olur və bu xarakteristika yalnız injeksiya



Şəkil 4.1.12. Çevrilmiş diodun volt-ampere xarakteristikası

(diffuziya cərəyanı) ilə müəyyənləşir. Bu cür diodda düzünə istiqamətdə tunel effekti baş vermir. Dioda əksinə gərginlik təsir etdikdə ondan axan cərəyan və diodun VAX-1 tamamilə yalnız tunel effekti ilə təyin olunur. Belə diodun VAX-1 ümumi halda şəkil 4.1.12-də göstərildiyi kimidir. Şəkildən görüldüyü kimi, bu xarakteristika kəskin qeyri-simmetrikdir və onun mənsub olduğu cihaz düzləndirici element kimi istifadə edilə bilər. Digər diodlarla müqayisədə belə diod əks istiqamətdə daha böyük cərəyan buraxır. Görünür məhz bu səbəbdən də o, **çevrilmiş diod** adlandırılır.

Çevrilmiş diod ifrat yüksək tezliklər diapazonunda geniş tətbiq tapıb. Bu diodun daha bir xüsusiyyəti onun hər iki

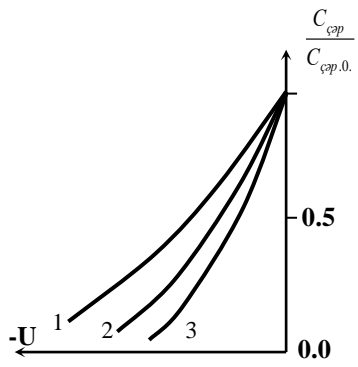
istiqlamətdə çox kiçik gərginliklərdə işləməsidir. Bu xüsusiyyət, çevrilmiş diodlardan miniatürləşdirilmiş elektron sxem və qurğularında istifadə etməyə imkan verir.

§ 4.1.5 Varikap

$p-n$ keçidlərin tutumunun, keçidə tətbiq edilən gərginlikdən asılılığı, onların əsasında xarici gərginliklə idarə olunan tutum elementləri düzəltməyə imkan verir. Bu prinsip əsasında işləyən yarımkeçirici cihaz **varikap** adlanır. **Varikap** dedikdə, tutumunun qiymətinin əksinə gərginlikdən ($U_x < 0$) asılılığına əsaslanan yarımkeçirici diod nəzərdə tutulur. Varikap bir qayda olaraq, elektrik sahəsi ilə idarə olunan tutum elementləri vəzifəsində işlədilir. Varikapın müxtəlif elektron sxemlərində tezlik vurucuları kimi tətbiq olunan **varaktorlar**, eləcə də ifrat yüksək tezlikli siqnalların parametrik gücləndirilmə sxemlərində işlədilən **parametrik yarımkeçirici diod** kimi növləri də var.

Dəyişən tutumlu kondensatordan fərqli olaraq, varikap tutumu mexaniki yolla deyil, elektrik sahəsi ilə dəyişdirilən tutum elementidir.

Varikapın əsas xarakteristikası onun C_V – ümumi tutumunun gərginlikdən asılılığını ifadə edən volt-farad xarakteristikasıdır (VFX). Bu halda varikapın C_V - tutumu, təkcə cihazın $p-n$ keçidinin deyil, ümumiyyətlə onun çıxış kontaktlarının



Səkil 4.1.13. Tədrici (1), kəskin (2) və aşqar atomlarının paylanması mürəkkəb xarakterli olan (3) $p-n$ keçidlər əsasında düzəldilmiş varikapların volt-farad xarakteristikası

(elektrodlarının) arasındakı yekun tutumudur və $C_V = C_{p-n} + C_{\text{örtük}}$ olmaqla iki toplanandan ibarətdir. Burada C_{p-n} -u cihazı $n-p-n$ keçidinin, $C_{\text{örtük}}$ – isə metal-cərəyan kontaktlarının (elektrodların) öz aralarında əmələ gətirdiyi kondensatorun tutumudur.

Praktikada istifadə edilən varikaplarda adətən, $C_{p-n} \gg C_{\text{örtük}}$ olduğundan, bu cihazların VFX-sı (şəkil 4.1.13) $p-n$ keçidin şəkil 7-də təsvir olunan VFX ilə eynidir. Varikapın VFX-sı onun işçi elementi olan $p-n$ keçidin tipindən çox asılıdır və aşqar atomları konsentrasiyasının mürəkkəb qanunauyğunluqlarla dəyişdiyi $p-n$ keçidli varikaplar üçün daha kəskin xarakterlidir. Varikapın əsas parametrləri: K_C - **tutuma görə bürünmə əmsalı**, K_q - **qeyri-xəttilik əmsalı**, Q_V - **keyfiyyət əmsalı**, $\Delta\omega$ - **işçi tezlik diapazonu**, α_{CV} - **tutumun temperatur əmsalı**, α_{QV} - **keyfiyyət əmsalının temperatur əmsalındır**.

Adətən, varikapın tutuma görə bürünmə əmsalından $C_V = f(U_\sigma)$ asılılığını qiymətləndirmək üçün istifadə olunur. Tutuma görə bürümə əmsalı:

$$K_C = \frac{C_{V_1}}{C_{V_2}}. \quad (4.1.10)$$

Burada C_{V_1} - və C_{V_2} - varikapın uyğun olaraq verilmiş iki müxtəlif U_{σ_1} - və U_{σ_2} - əksinə gərginliklərindəki ümumi tutumlarıdır.

Varikapın VFX- nın qeyri-xəttiliyi bəzən

$$K_q = \frac{\Delta C_V}{C_V \cdot \Delta U_\sigma} \quad (4.1.11)$$

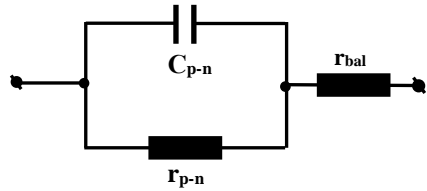
ifadəsi ilə təyin olunan K_q - qeyri-xəttilik əmsalına görə qiy-

mətləndirilir. Burada ΔC_V - cihaza tətbiq olunmuş U_∂ - əksinə gərginliyin ΔU_∂ - qədər dəyişməsinə uyğun gələn tutum dəyişməsidir.

Q_V - keyfiyyət əmsalı varikapın keyfiyyətini təyin edir.

Q_V - keyfiyyət əmsalı varikapın verilmiş tezlikdəki **reaktiv müqavimətinin**, tutumun verilmiş qiymətində ümumi **itki (səpilmə) müqavimətinə** olan nisbətini göstərir.

Varikap şəkil 4.1.14 dəki sadə ekvivalent sxemlə təsvir olunur. Bu sxemdə r_{p-n} - cihazın $p-n$ keçidinin, r_{bal} - isə ballast hissəsinin müqavimətidir. Ekvivalent sxemə uyğun olaraq varikapın keyfiyyət əmsalı



Şəkil 4.1.14. Varikapın ekvivalent sxemi

$$Q_V = \frac{\omega \cdot C_{p-n}}{\frac{1}{r_{p-n}} + r_{bal} \left(\frac{1}{r_{p-n}^2} + \omega^2 C_{p-n}^2 \right)}. \quad (4.1.12)$$

Sonuncu ifadədən görünür ki, Q_V - varikapa tətbiq olunan dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən asılıdır. $Q_V(\omega)$ asılılığı şəkil 4.1.15-dəki kimidir. Keyfiyyət əmsalının ifadəsini ω - ya görə differensiallayıb, törəməni sifıra bərabər götürməklə, Q_V -nin maksimumunu təmin edən tezliyin ω_{opt} - optimal qiymətini, həmin qiyməti nəzərə almaqla isə, Q_V - nin maksimal qiymətinin

$$Q_{V_{\max}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\frac{r_{bal}}{r_{p-n}} \left(1 + \frac{r_{bal}}{r_{p-n}}\right)}} \quad (4.1.13)$$

ifadəsini tapmaq olar. Real varikaplarda Q_V - nin qiyməti bir neçə min vahidə çatır.

Nisbətən aşağı tezliklər oblastunda r_{bal} - müqavimətinin, yüksək tezliklərdə isə r_{p-n} - müqavimətinin təsirini nəzərə almamaq olar.

Nəticədə, aşağı və yüksək tezliklər oblastında varikapın keyfiyyət əmsalı uyğun olaraq:

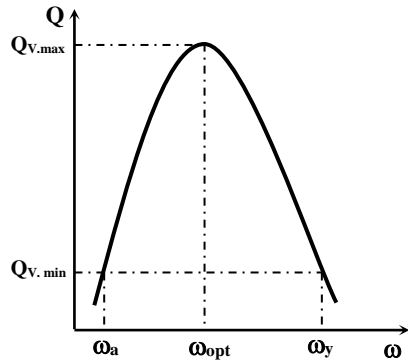
$$Q_{V_{a.t.}} \approx \omega \cdot C_{p-n} \cdot r_{p-n} \text{ və } Q_{V_{y.t.}} \approx \frac{1}{\omega \cdot C_{p-n} \cdot r_{bal}}. \quad (4.1.14)$$

Birinci ifadədən görüldüyü kimi, aşağı tezlikli varikaplarda C_{p-n} və r_{p-n} - in qiymətləri böyük olmalıdır.

Bu tələb gen qadağan olunmuş zonaya malik yarımkeçiricidən istifadə etməklə təmin olunur. Bu cihazlar üçün $U_x = 0$ olduqda,

C_{p-n} - in qiyməti mikrofaradın (mkF) onda bir hissələrinə qədər çata bilər.

İkinci ifadədən isə, yüksək tezlikli varikaplarda C_{p-n} və r_{bal} - in qiymətlərinin kiçik olması tələbi görünür. Əlbəttə, r_{bal} - müqavimətini kiçiltməyin ən asan yolu, baza hissəsində aşqar



Şəkil 4.1.15. Varikapın keyfiyyət əmsalının tezlikdən asılılığı

atomlarının konsentrasiyasının artırılmasıdır. Lakin baza hissəsində aşqar atomlarının konsentrasiyası artırıldıqda $p-n$ keçidin deşilmə gərginliyinin qiyməti kiçilir. Bu isə varikap üçün arzuolunmazdır. Çünki varikapın iş prinsipi əksinə istiqamətdə qoşulmuş $p-n$ keçidin çəpər tutumunun tətbiq edilən xarici gərginlikdən asılılığına əsaslanır. Daha böyük praktiki imkanlara malik varikap düzəltmək üçün, onun əsas işçi elementi olan $p-n$ keçidin deşilmə gərginliyinin qiyməti böyük olmalıdır. Buna görə də adətən, r_{bal} -1 kiçiltmək üçün baza hissəsini, sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürlüklüyü böyük olan yarımkeçirici materialdan hazırlayırlar. Nəticədə, ($\rho = 1/en\mu$ olduğuna görə), aşqar atomlarının kiçik konsentrasiyalarında da r_{bal} - in kiçik qiymətini təmin etmək mümkün olur.

Varikapın $\Delta\omega$ - işçi tezlik diapazonu, $Q_V = f(\omega)$ asılılığının qrafikində $Q_{V.min}$ – keyfiyyət əmsalının yol verilə bilən minimum qiymət aldığı ω_a - və ω_y - tezliklərinə görə qiymətləndirilir (şəkil 4.1.15). Adətən, keyfiyyət əmsalının minimum qiyməti üçün $Q_{V.min} = 1$ götürülür.

Qeyd etmək lazımdır ki, parametrik sistemlərdə



Şəkil 4.1.16 Varikapın sxemlərdə qrafiki təsviri

$Q_{V.min} = 1$ qiymətlərində varikaplardan istifadə etmək məqsədəuyğun deyil. Bu hallarda bir qayda olaraq $Q_V > 1$ qiymətlərindən istifadə edilir.

Keyfiyyət əmsalının $Q_{V.min} = 1$ qiymətinə uyğun ω_V - tez-liyi çox vaxt **kritik (böhran) tezlik** adlanır və

$$\omega_{kr} = \frac{1}{r_{bal} \cdot C_{p-n}} \quad (4.1.15)$$

$P-n$ keçidin tutumu temperaturdan asılı olaraq çox zəif dəyişsə də, varikapın parametrləri temperaturdan əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Belə ki, temperaturun yüksəlməsi ilə r_{p-n} - müqaviməti kəskin azalır. Bu isə aşağı tezliklərdə Q_V -nun nəzərə çarpacaq dərəcədə azalmasına səbəb olur. Varikaplar yalnız çox yüksək olmayan temperaturlarda qanəedici fəaliyyət göstərir.

Varikapın parametrlərinin temperaturdan asılılığı, cihazın tutumunun

$$\alpha_{CV} = \frac{\Delta C_V}{C_V \cdot \Delta T} \quad (4.1.16)$$

və keyfiyyət əmsalının:

$$\alpha_{QV} = \frac{\Delta Q_V}{Q_V \cdot \Delta T} \quad (4.1.17)$$

temperatur əmsalları ilə xarakterizə olunur.

(4.1.16) və (4.1.17) ifadələrindəki ΔT – kəmiyyəti cihazın temperaturunun uyğun dəyişmə intervalıdır.

Varikaplar sxemlərdə qrafiki ola-raq şəkil 4.1.16-dakı kimi təsvir olunur.

FƏSİL 4.2

TRANZİSTORLAR

Maraqlı iş prinsipinə və geniş tətbiq imkanlarına malik yarımkəçirici cihazlardan bir qrupu da **tranzistorlardır**.

Tranzistor bir və ya bir neçə elektrik keçidinə (xüsusi halda $p-n$ keçidə), üç və ya daha çox cərəyan çıxışına malik olub, elektrik siqnaallarını gücləndirən yarımkəçirici cihazdır.

Tranzistorlar öz əlamətlərinə görə qruplaşdırılır. Onlardan ən geniş yayılmışı, **bipolyar** və **unipolyar tranzistor** qruplarıdır. Unipolyar tranzistorlara bir çox hallarda **sahə** və ya **kanal tranzistorları** da deyilir.

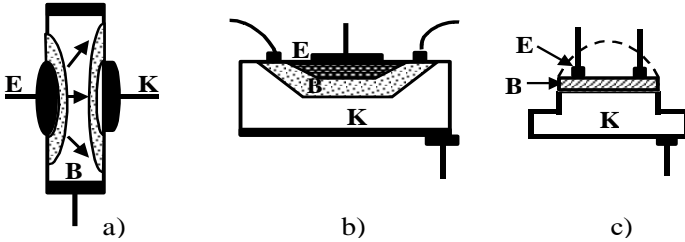
Bipolyar tranzistorların işində eyni zamanda hər iki işarəli sərbəst elektrik yükləri, (elektronlar və deşiklər) iştirak edir. Bu tranzistorlar unipolyar tranzistorlara nisbətən daha geniş tətbiq və tədqiq tapdığından çox vaxt onlara sadəcə olaraq tranzistorlar deyirlər. Yaxud da əgər heç bir əlavəsiz «tranzistor» termini işlədilsə, onda söhbətin məhz bipolyar tranzistoran getdiyi nəzərdə tutulur.

Tranzistorların baza oblastında injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların emitter keçidindən kollektor keçidinə daşınma mexanizmlərindən asılı olaraq onlar **dreyf** və **qeyri-dreyf tranzistorlarına** ayrılır.

§ 4.2.1. Bipolyar tranzistor

Bipolyar tranzistorun sxematik modelləri və enerji diaqramları uyğun olaraq şəkil 4.2.1. və 4.2.2-də göstərilirdi kimidir. Bipolyar tranzistor bir-birindən iki $p-n$ keçidlə ayrılan üç hissədən ibarətdir. İki kənar hissələr eyni, orta

hissə isə onlara nəzərən əks keçiricilik tipinə malikdir. Bu baxımdan bipolyar tranzistorlar iki qrupa: $p-n-p$, yəni kənar hissələri p -, orta hissəsi isə n - tip keçiriciliyə malik olan tranzistorlar və $n-p-n$, yəni əksinə – kənar hissələri n -, orta hissəsi isə p - tip keçiriciliyə malik olan tranzistorlara ayrılır.



Şəkil 4.2.1. Sendviç (a), planar (b) və meza (c) quruluşlu bipolyar tranzistorların sxematik təsviri.

Bipolyar tranzistorun kənar hissələrindən biri **emitter** (E), orta hissə **baza** (B), ikinci kənar hissə isə - **kollektor** (K) adlanır. Emitter bazaya, bu hissə üçün qeyri-əsas olan yükdaşıyıcılar injeksiya edir. Kollektor isə, həmin yükdaşıyıcıları bazadan **ekstraksiya** edir (sorur). Emitterlə kollektor eyni keçiricilik tipinə, baza isə onlara nisbətən əks keçiricilik tipinə malik olur. Emitterlə baza arasındakı keçid - **emitter keçidi**, baza ilə kollektor arasındakı keçid isə - **kollektor keçidi** adlanır. Emitter keçidindən bazaya injeksiya olunan yükdaşıyıcıların mümkün qədər daha böyük hissəsinin kollektor keçidinə düşə bilməsi üçün, emitter keçidinin eninə ölçüləri kollektor keçidinininkindən çox-çox kiçik götürülür (şəkil 4.2.1).

Bipolyar tranzistor **sendviç, planar** və ya **meza texnologiyada** hazırlananır (şəkil 4.2.1, a, b və c).

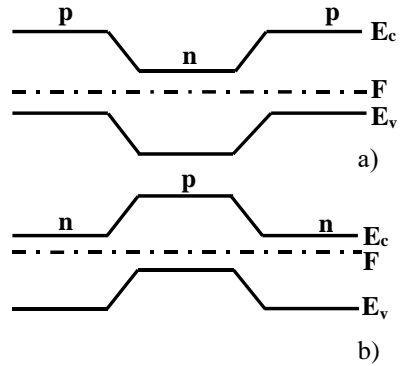
Sendviç strukturlu tranzistorlarda emitter və kollektor keçidləri bazanın əks üzlərində, planar strukturlarda - eyni üzündə yaradılır. Meza strukturlu tranzistorlar isə öz forması ilə digərlərindən fərqlənir.

Real bipolyar tranzistorlarda ayrı-ayrı oblastlar bir-birinə nəzərən müxtəlif səviyədə aşqarlanır.

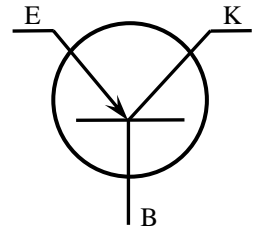
Adətən emitter oblastının aşqarlanma səviyyəsi, bazanınkına nəzərən bir neçə tərtib yüksək olur. Planar tranzistorlarda kollektor və emitter, sendviç strukturlarda isə – kollektor və baza oblastlarının aşqarlanma səviyyəsi təqribən eyni olur.

Bipolyar tranzistorları bəzən hazırlandıqları materiallara görə qruplaşdırırlar. Məsələn, **germanium tranzistorları, silisium tranzistorları** və s.

Bundan başqa, bipolyar tranzistorları onları təşkil edən oblastların keçiriciliyinin tipinə görə də qruplaşdırırlar: **n-p-n** və **p-n-p** tranzistorları (şəkil 4.2.2).

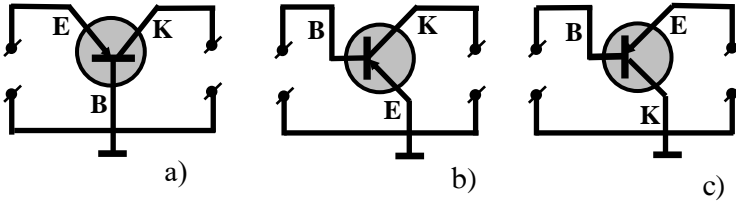


Şəkil 4.2.2. Termodinamik tarazlıq halında *p-n-p* (a) və *n-p-n* (b) tipli bipolyar tranzistorun enerji diaqramı



Şəkil 4.2.3. Bipolyar tranzistorun sxemlərdə qrafiki təsviri

Tranzistorlar hazırlanma texnologiyasına görə də **örüntüli, mikroörüntüli və diffuziya tranzistorlar** olaraq



Şəkil 4.2.4. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma sxemləri.

qruplaşdırılır. İşçi tezlik diapazonuna görə **aşağı, orta və yüksək tezlikli tranzistorlar** da var.

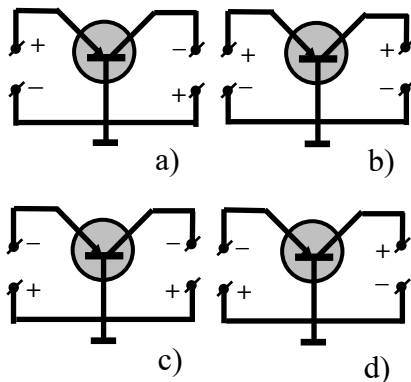
Bipolyar tranzistorlar sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.2.3- dəki kimi işarə olunur. Burada ox işarəsi injeksiyanın istiqamətini göstərir. Əgər cərəyanın istiqamətini göstərmək nəzərdə tutulursa, onda n-p-n və p-n-p tipli bipolyar tranzistorlarda emittər kontaktında oxun istiqamətləri fərqli olar.

Bipolyar tranzistorun üç çıxışı olmağına baxmayaraq, sxemlərdə onlar həmişə iki dövrəyə (giriş və çıxış) qoşulur. Buna görə də tranzistorun bir çıxış elektrodu həmişə iki dövrə açarında ortaqlaşdırılır (ümumiləşdirilir). Bu baxımdan tranzistorun elektrik dövrəsinə üç cür qoşulma sxemi var (şəkil 4.2.4): **ümumi baza** (şəkil 4.2.4, a), **ümumi emittər** (şəkil 4.2.4, b) və **ümumi kollektor** (şəkil 4.2.4, c).

Əksər hallarda **emittər və baza dövrələri giriş, kollektor dövrəsi** isə **çıkış dövrəsi** olur və bu dövrəyə yük (işlədici) müqaviməti qoşulur. Ümumi kollektor sxemində çıxış dövrəsi rolunu emittər dövrəsi oynayır.

İşçi dövrədə tranzistorun yerinə yetirməli olduğu funksiyadan asılı olaraq mənbəyin mənfəi və ya müsbət qütbü ümumiləşmiş elektroda qoşulur. Bu seçimdən asılı

olaraq, tranzistorun hər iki keçidi ya düzünə, ya da əksinə rejimdə qoşulur və uyğun olaraq, tranzistorun dörd müxtəlif mümkün **qoşulma rejimləri** bir-birindən fərqlənir (şəkil 4.2.5): **aktiv** (şəkil 4.2.5, a), **doyma** (şəkil 4.2.5, b), **kəsilmə** (şəkil 4.2.5, c) və **invers rejim** (şəkil 4.2.5, d). Aktiv rejimdə emitter keçidindəki gərginlik düzünə, kollektor keçidindəki gərginlik isə əksinə istiqamətdə qoşulmuş olur. Doyma rejimində hər iki keçiddəki gərginlik düzünə, kəsilmə rejimində hər iki keçiddəki gərginlik əksinə, invers rejimdə isə emitter keçidindəki gərginlik əksinə, kollektor keçidindəki gərginlik isə düzünə istiqamətdə qoşulmuş olur.



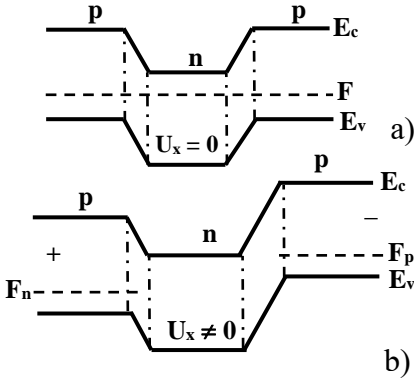
Şəkil 4.2.5. Bipolyar tranzistorun dövrəyə qoşulma rejimləri

Bipolyar tranzistorun gücləndirmə prosesini izah etmək üçün sadə variant – ümumi baza sxemində qoşulmuş aktiv rejimdə işləyən $p-n-p$ tranzistor halıdır. Bu halda U_x – xarici gərginlik təsir etdikdə emitter keçidində potensial çəpərin φ_{k0} - hündürlüyü tarazlıq halındakına nisbətən U_x qədər kiçilər və $\varphi_k = \varphi_{k0} - U_x$ olar. Eyni zamanda emitter keçidində bağlayıcı təbəqənin eni də azalar.

Kollektor keçidinin hündürlüyü isə tarazlıq halındakına nəzərən artaraq, $\varphi_k = \varphi_{k0} + |U_x|$ olar. Bu zaman kollektor keçidinin bağlayıcı təbəqəsinin eni də böyüyər (şəkil 4.2.6).

Emitter keçidinin hündürlüyünün kiçilməsi nəticəsində emitterdən bazaya əsas yükdaşıyıcıların diffuziyası güclənər

və baza oblastının emitter keçidi yaxınlığındakı hissəsində onların konsentrasiyası tarazlıq halındakına nisbətən xeyli yüksələr. Bu halda baza oblastında injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların emitter keçidindən kollektor keçidinə doğru yönəlmiş konsentrasiya qradienti yarandığından, onların bazada emitter keçidindən kollektor keçidinə doğru diffuziyası baş verir. Bipolyar



Şəkil 4.2.6. Ümumi baza sxemi üzrə aktiv rejimdə qoşulmuş p-n-p tipli bipolyar tranzistorun xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda (a) və xarici gərginlik təsir etdikdə (b) enerji diaqramı.

tranzistorlarda bazanın eninin qiyməti elə seçilir ki, burada injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların emitter keçidindən kollektor keçidinə **diffuziya müddəti** (τ_d), **yaşama müddətindən** (τ_{e-b}) çox kiçik ($\tau_d \ll \tau_{e-b}$) olsun. Nəticədə, emitterdən bazaya injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların böyük əksəriyyəti ($\sim 99\%$ -ə qədər) kollektor keçidinə çata bilir. Kollektor keçidi yaxınlığında bu yükdaşıyıcılar həmin keçidin sürətləndirici elektrik sahəsinə düşərək kollektor oblastına dartılır. Bununla da bipolyar tranzistorda qeyri-əsas yükdaşıyıcıların bazadan kollektora **ekstraksiyası** (sorulması) baş verir.

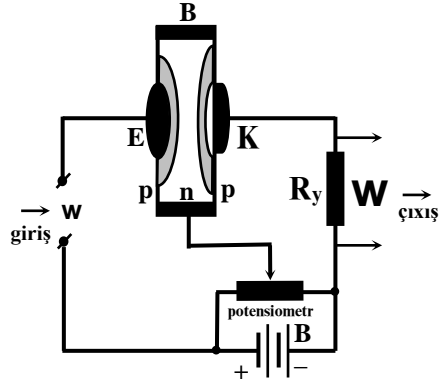
Beləliklə, emitter keçidindən axan I_e - cərəyanı **idarəedici**, bu cərəyandan asılı olan kollektor cərəyanı isə – **idarə**

olunan cərəyan rolunu daşıyır. Baza cərəyanı I_b - isə $I_e - I_k$

fərqi ilə təyin olunur. Baxılan halda kollektor keçidi əksinə istiqamətdə qoşulduğundan, I_k -nin qiyməti qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə müəyyənləşir. İnjeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar hesabına isə məhz bu konsentrasiya əsaslı şəkildə artmış olur.

Aktiv rejimdə emitter keçidinə düzünə gərginlik tətbiq edildiyindən, I_e və I_k -nin qiyməti emitter keçidindəki U_e - gərginlikdən güclü şəkildə asılı olur. Daha doğrusu, I_e böyüdükcə kollektor cərəyanı (I_k) eksponensial qanunla artır. Beləliklə, emitter keçidindəki gərginliyin qiymətini və ya istiqamətini dəyişməklə, tranzistordan axan cərəyanı asanlıqla və əhəmiyyətli dərəcədə idarə etmək mümkün olur. Ona görə də aktiv rejimdə ümumi baza sxemi üzrə qoşulmuş bipolyar tranzistorun giriş dövrəsinə zəif (kiçik amplitudlu) dəyişən elektrik siqnalı tətbiq etdikdə, onun çıxış dövrəsində həmin siqnalın dəfələrlə gücləndirilmiş əksini almaq mümkündür. Bu proses şəkil 4.2.7-də təsvir olunan sadə sxem vasitəsi ilə həyata keçirilə bilər.

Bu xüsusiyyətlərinə görə bipolyar tranzistorla elektrovakuum cihazlarından olan pentod bir-birinə daha çox uyğun gəlir.



Şəkil 4.2.7. Ümumi baza sxemi üzrə aktiv rejimdə işləyən $p-n-p$ bipolyar tranzistorun gücləndirici kimi dövrəyə qoşulmasının prinsipial sxemi

Yarımkeçirici dioddan fərqli olaraq, bipolyar tranzistorun əsas parametr və xarakteristikaları məsələsi çox geniş mövzudur. Çünki bipolyar tranzistorun həyata keçirə biləcəyi funksiyaları, dövrəyə qoşulma sxemləri, iş rejimləri və bu cihazların baza oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların daşınma mexanizmləri çox rəngarəngdir. Sadə hallarda isə bipolyar tranzistor üçün ən ümumi, eləcə də ən geniş tətbiq tapmış qoşulma sxemi və iş rejimi üçün olan parametr və xarakteristikalara baxılır.

Bipolyar tranzistorun gücləndirmə xassəsi **cərəyanın ötürmə əmsalı** ($K_{\dot{o}}$) ilə xarakterizə olunur. Bu parametr, kollektor gərginliyinin sabit qiymətində çıxış dövrəsindəki cərəyanın dəyişməsinin, giriş cərəyanının dəyişməsinə olan nisbətinə bərabərdir:

$$K_{\dot{o}} = \left. \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e} \right|_{U_k = \text{const}} \quad (4.2.1)$$

Lakin gücləndirmə prosesi həmişə sabit bir cərəyan fonunda giriş və çıxışdakı cərəyanların dəyişən komponentləri ilə müəyyən olunduğundan, ötürmə əmsalını onların öz qiymətləri ilə də:

$$K_{\dot{o}} = \left. \frac{I_k}{I_e} \right|_{U_k = \text{const}} \quad (4.2.2)$$

şəklində ifadə etmək olar.

Bipolyar tranzistorun digər parametrləri isə **emitterin effektivliyi** (p-n-p tranzistoru üçün):

$$\gamma_e = \frac{I_{pe}}{I_{pe} + I_{ne}}, \quad (4.2.3)$$

daşınma əmsalı

$$\beta = \frac{I_{pk}}{I_{pe}} \quad (4.2.4)$$

və

$$\gamma_k = \frac{I_k}{I_{pk}} \quad (4.2.5)$$

kollektorun effektivliyidir.

4.2.2-4.2.6 ifadələrindən görüldüyü kimi,

$$K_{\ddot{o}} = \gamma_e \beta \gamma_k \quad (4.2.6)$$

Emitterin effektivliyi (γ_e) emitter keçidindən axan I_{pe} -deşik (qeyri-əsas yükdaşıyıcısı) cərəyanının, $I_e = (I_{pe} + I_{ne})$ -ümumi emitter cərəyanındakı payını təyin edir. Məhz cərəyanın bu hissəsi, tranzistorun işi üçün əhəmiyyət kəsb edir.

β - daşınma əmsalı tranzistorun xarakteristikalarının tezlikdən və iş rejimindən asılılığını təyin edən baş parametrdir. Bu əmsal emitter keçidindən bazaya injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların hansı hissəsinin kollektor keçidinə gəlib çatdığını göstərir.

Kollektorun effektivliyi γ_k - isə kollektorun ümumi cərəyanının ($I_k = I_{kn} + I_{kp}$) buradan axandeşik (qeyri-əsas yükdaşıyıcısı) cərəyanına (I_{kp}) olan nisbətini göstərir. Emitterin effektivliyindən (γ_e) fərqli olaraq, kollektorun effektivliyi (γ_k) həmişə vahiddən böyükdür, çünki tranzistorun kollektor keçidindən həmişə qeyri-əsas yükdaşıyıcılarındeşik cərəyanı (I_{kp}) ilə yanaşı, əsas yükdaşıyıcıların elektron cərəyanı (I_{kn}) da axır. Bu cərəyanın yaranmasına səbəb isə injeksiya olunmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcıların (p-n tranzistoru halında)deşiklərin

kollektor keçidi ətrafında yaratdığı (müsbət) yükü kompensə etməsi üçün oraya əsas yükdaşıyıcıların (elektronların) gəlməsidir. Məhz bu prosesin nəticəsində tranzistorun bazasında elektroneytrallıq təmin edilir.

Bu deyilənlərdən əlavə, tranzistor da adi, təklənmiş

$$p-n \text{ keçiddəki kimi, } r_e = \left. \frac{dU_e}{dI_e} \right|_{U_k = \text{const}} \quad \text{və} \quad r_k = \left. \frac{dU_k}{dI_k} \right|_{I_e = \text{const}}$$

şəklində təyin olunan **emitterin** və **kollektorun müqavimətləri**, **bazanın xüsusi müqaviməti** və ölçüləri ilə təyin olunan R_{baza} – **baza müqaviməti**, **emitterin diffuziya tutumu** (çünki emitter keçidi əksər hallarda düzünə istiqamətdə qoşulmuş olur),

$$C_{\text{edif.}} = \frac{e}{2kT} I \cdot \frac{W_B^2}{D_p}, \quad (4.2.7)$$

kollektorun çəpər tutumu (kollektor keçidi əksər hallarda əksinə istiqamətdə qoşulduğundan burada çəpər, yəni yük tutumu əsas olur):

$$C_{\text{k.çəp}} = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{2} \frac{N_D}{\varphi_{k0} - U_x}}, \quad (4.2.8)$$

ilə də xarakterizə olunur.

Müxtəlif qoşulma sxemi və iş rejimi halında tranzistorun uyğun giriş və çıxış volt-ampere xarakteristikaları, eləcə də əsas parametrlərinin tezlikdən asılılığını göstərən tezlik xarakteristikası da var.

§ 4.2.2. Dreyf tranzistoru

Bipolyar tranzistorun bazasına injeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar, əksər hallarda bu oblastı nisbətən asta olan diffuziya prosesi hesabına keçir. Çünki baza oblastı hər iki tərəfdən $p-n$ keçidlə məhdudlaşdığından tətbiq olunan xarici

gərginlik demək olar ki, tamamilə bu keçidlərdə düşür ($U_x \approx U_{ek} + U_{kk}$), baza oblastındaki gərginlik düşküsü (U_{baza}) və buradakı elektrik sahəsi (E_{baza}) isə təqribən sıfıra bərabər olur.

Əgər hər hansı bir yolla baza oblastında elektrik sahəsi yaradılsa, injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların həmin oblastdan daşınma müddəti kiçilər və uyğun olaraq bipolyar tranzistorun çevikliyi artar (ətalətliyi xeyli kiçilər).

Belə tranzistorlar **dreyf tranzistorları** adlanır.

Dreyf tranzistorlarının baza oblastında daxili elektrik sahəsi bir qayda olaraq, bazanın qeyri-bircins aşqarlanması hesabına yaradılır. Əgər baza boyunca aşqarlardan hər hansı birinin konsentrasiyasının qradienti mövcud olarsa, burada sərbəst elektron və ya deşiklərin aşqar atomlarının konsentrasiya qradienti istiqamətində (konsentrasiya böyük olan yerdən, konsentrasiyanın kiçik olduğu yerə doğru) diffuziyası baş verər. Nəticədə, baza boyunca aşqar ionlarının kompensə olunmamış yüklərinin qradienti və uyğun olaraq daxili elektrik sahəsi (E_d) yaranar. Bu sahə əvvəlcə, yəni diffuziya prosesi üstünlük təşkil etdiyi dövrdə zamandan asılı olaraq böyüyər və nəhayət, onun yaratdığı dreyf cərəyanı sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası hesabına yaranan cərəyanı tamamilə tarazlaşdırdıqda, öz stasionar qiymətini alır. Daxili elektrik sahəsinin bu qiymətini (E_{ds}) tapmaq üçün stasionar halda yekun cərəyanın:

$$j_n = e\mu_n n E_{ds} + eD_n \nabla n = 0 \quad (4.2.9)$$

olması şərtindən istifadə edilir. Bu ifadədən:

$$E_{ds} = -(D_n / \mu_n)(\nabla n / n) \quad (4.2.10)$$

alınar.

Bazadakı aşqar atomların tamamilə ionlaşdığı ($n = N_D$) şəraitdə aşqar atomlarının konsentrasiyasının paylanması üçün iki xarakterik hala baxaq.

Birinci halda, yəni aşqar atomları baza boyunca

$$N_D(x) = N_{D_0} \cdot e^{-\alpha x} \quad (4.2.11)$$

kimi, eksponensial qanunla dəyişdikdə

$$n = n_0 e^{-\alpha x} \quad \text{və} \quad \nabla n = -\alpha n \quad (4.2.12)$$

Əgər (4.2.12)-də

$$\frac{kT}{e} = \frac{D_n}{\mu_n} \quad (4.2.13)$$

bərabərliyini (Eynşteyn münasibətini) nəzərə alsaq:

$$E = \frac{kT}{e} \alpha \quad (4.2.14)$$

olar. Yəni aşqar atomları bazada eksponensial qanunla paylandıqda bipolyar tranzistorun bazasında yaranan daxili elektrik sahəsinin (E_d) qiyməti, baza boyunca sabit qalar (koordinatdan asılı olmaz). (4.1.11), (4.1.12) və (4.1.14) ifadələrdəki α -kəmiyyəti, **aşqar atomlarının paylanma əmsalı** adlanır.

İkinci halda fərz edək ki, aşqar atomları bazada burada xətti qanunla paylanıb:

$$N(x) = N_0(x+1). \quad (4.2.15)$$

Bu halda

$$n = n_0(x+1) \quad (4.2.16)$$

və:

$$E(x) = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{x+1}. \quad (4.2.17)$$

Yəni bazada aşqar atomlarının xətti qanunla qeyri-bircins paylanması hesabına yaranan daxili elektrik sahəsi,

bazanın başlanğıcında (emitter keçidinin yanında) maksimum olar və başlanğıcdan uzaqlaşdıqca (kollektor keçidinə yaxınlaşdıqca) xətti qanunla kiçilər.

Baza oblastında aşqarların eksponensial qanunla paylandığı dreyf tranzistorlarında injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların dreyf hesabına daşınma müddəti

$$\tau_e = \frac{W_B}{v_E} = \frac{W_B}{\mu_p E} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{W_B}{a\mu_p} = \frac{W_B}{aD_p} . \quad (4.2.18)$$

Yalnız diffuziya prosesi hesabına daşınma müddəti isə

$$\tau_D = \frac{W_B^2}{2D_p} . \quad (4.2.19)$$

(4.2.18) və (4.2.19) ifadələrindən görünür ki:

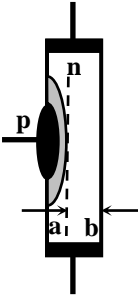
$$\frac{\tau_E}{\tau_D} = \frac{2}{\alpha W_B} . \quad (4.2.20)$$

§ 4.2.3. Unipolyar tranzistor

Adından görüldüyü kimi, **unipolyar tranzistor** bipolyar tranzistordan ilk növbədə iş prosesin yalnız bir tip (əsas) sərbəst yükdaşıyıcıların (sərbəst elektronların, ya da deşiklərin) iştirak etməsi ilə fərqlənir. Çox vaxt bu tranzistor **sahə tranzistoru** da adlandırılır. Çünki onun çıxış dövrəsindəki siqnal (cərəyan), bipolyar tranzistordakından fərqli olaraq, girişdəki cərəyanla deyil, elektrik sahəsi ilə idarə olunur. Daha doğrusu, bu tranzistorda idarə edən amil cərəyan yox, elektrik sahəsidir. Nəhayət, bu tranzistoru bəzən onun quruluşundan irəli gələrək **kanal tranzistoru** da adlandırırlar. Çünki bu tranzistorda cərəyanın axması prosesində yalnız müəyyən **kanal** iştirak edir ki, onun da qalınlığı (eni) elektrik sahəsi ilə idarə olunur.

Beləliklə, **unipolyar tranzistor**– iş prinsipi cərəyan keçirən kanalının ölçülərinin eninə elektrik sahəsi ilə dəyişdirilməsinə əsaslanan və iş prosesində yalnız əsas sərbəst yükdaşıyıcılar iştirak edən iki omik kontaktlı, bir $p-n$ keçidli yarımkəçirici cihazdır.

Sadə unipolyar tranzistorun quruluşu sxematik olaraq şəkil 4.2.8-də təsvir edildiyi kimidir.



Şəkil 4.2.8. Unipolyar tranzistorun quruluşunun sxematik təsviri

Şəkildən görüldüyü kimi, bu cihaz oturacaqlarında omik kontaktlar, yan üzündə isə $p-n$ keçid olan yarımkəçirici «barmaqçıqdan» ibarətdir.

Kanal dedikdə cihazın yan üzlərindən birində yaradılmış $p-n$ keçidlə (şəkil 4.2.8-də a-xətti) əks üzünün arasında qalan (şəkil 4.2.8-də b-xətti) keçirici kanal nəzərdə tutulur.

Kanal tranzistorunun ayrı-ayrı növləri bir-birindən başlıca olaraq idarəedici $p-n$ keçidin formasına və ya onun əsas işçi elementlə necə kontaktda olmasına görə fərqlənir.

Sadə quruluşlu kanal tranzistorunun təmsalında cihazın əsas elementlərinə, dövrəyə qoşulma sxemlərinə, elektrik siqnallarını gücləndirmə mexanizminə, eləcə də cihazın başlıca parametr və xarakteristikalarına baxaq.

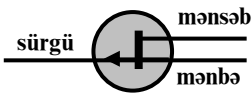
Şəkil 4.2.8-də təsvir olunmuş kanal, yarımkəçirici işçi elementin bir yan üzündəki $p-n$ keçidlə həmin elementin əks üzü arasında qalan hissədir. Lakin ola da bilər ki, $p-n$ keçid yarımkəçirici «barmaqçıqın» bir tərəfində deyil, halqa («üzük») şəklində onun bütün üzlərini əhatə etməklə yaradılsın.

Unipolyar tranzistorun omik kontaktlarından biri **mənbə**, digəri isə **mənsəb** adlanır. **Mənbədən** kanala yükdaşıyıcılar daxil olur. **Mənsəb** isə bu yükdaşıyıcıları oradan sorur. Şəkil 4.2.9-da təsvir olunan halda mənsəb dövrəyə ümumiləşdirilmiş elektrod kimi daxil olur.

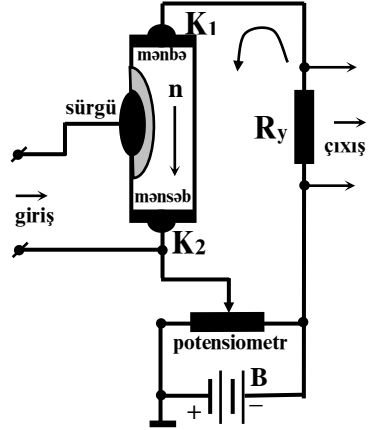
Unipolyar tranzistorun $p-n$ keçidə qoşulmuş kontaktı **sürgü** adlanır.

Unipolyar tranzistor adətən **idarəedici $p-n$ keçidli unipolyar tranzistor** və **izolə olunmuş sürgülü unipolyar tranzistor** olmaqla, iki qrupa ayrılır. Sonuncuya çox vaxt **MDY– (metal-dielektrik-yarımkeçirici) tranzistoru** da deyilir. Əksər hallarda bu tranzistorlarda dielektrik lay olaraq, oksid təbəqəsindən (məsələn, SiO_2) istifadə edildiyindən, onlar bəzən **MOY– (metal-oksid-yarımkeçirici) tranzistoru** da adlanır.

Unipolyar tranzistor kanalın keçiricilik tipinə görə də fərqləndirilir (p - və ya n - tip kanallı tranzistor).



Şəkil 4.2.10. Unipolyar sxemlərdə sürgü, mənsəb, mənbə. Şəkil 4.2.10. Unipolyar sxemlərdə sürgü, mənsəb, mənbə.



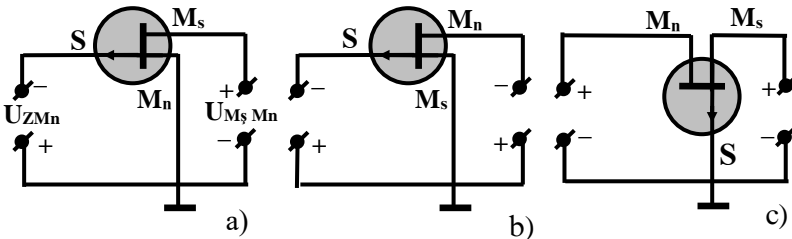
Şəkil 4.2.9. Unipolyar tranzistorun ümumi mənsəb sxemi üzrə dövrəyə qoşulmasının prinsipial sxemi

tezlik xarakteristikaları və onların impuls rejimindəki

xüsusiyyətləri bipolyar tranzistordakından fərqlənir, daha doğrusu, başqa parametr və proseslərdən asılı olur.

Unipolyar tranzistoru bipolyar tranzistordan fərqləndirən digər bir əsas xüsusiyyət isə, cihazdakı cərəyanın elektrik sahəsinin köməyi ilə idarə olunmasıdır. Bu elektrik sahəsi idarəedici *p-n* keçidə tətbiq olunan əksinə gərginliklə yaradılır.

Bütün hallarda **idarəedici dövrədəki cərəyan** çox-çox kiçik, cihazın **girişinin differensial müqaviməti** isə böyük ($\sim 10^8 \div 10^{10} \text{Om}$) olur. Bu baxımdan unipolyar tranzistor elektrovakuum lampalarına yaxındır. Buna görə də unipolyar tranzistorun gücləndirmə xassəsi bipolyar tranzistordan fərqli olaraq cərəyanı ötürmə əmsalı ilə deyil, elektrovakuum lampalarındakı kimi, çıxışdakı (mənsəbdəki) cərəyanın girişə (sürgüyə) tətbiq olunan gərginlikdən asılılığını təsvir edən **xarakteristikanın dikliyi**



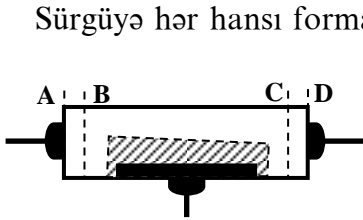
Şəkil 4.2.11. Unipolyar tranzistorun ümumi mənsəb (a), ümumi mənsəb (b) və ümumi sürgü (c) rejimlərində dövrəyə qoşulma sxemləri.

ilə qiymətləndirilir.

Unipolyar tranzistor sxemlərdə qrafiki olaraq şəkil 4.2.10-dakı kimi təsvir olunur.

Bipolyar tranzistor kimi, unipolyar tranzistor da dövrəyə üç müxtəlif sxem üzrə qoşulur (şəkil 4.2.10): **ümumi mənsəb** (şəkil 4.2.11, a), **ümumi mənsəb** (şəkil 4.2.11, b) və **ümumi sürgü** (şəkil 4.2.11, c).

Bu halların hamısında cihazın müqaviməti onun daralmış hissəsinin (kanalının) en kəsiyinin sahəsi ilə təyin edilir. Sürgüyə bağlayıcı istiqamətdə xarici gərginlik tətbiq edildikdə bu gərginliyin qiyməti artdıqca $p-n$ keçidin eninin böyüməsi nəticəsində tranzistorun kanalının en kəsiyinin sahəsi (S_k) kiçilər və buna uyğun olaraq cihazın mənbə və mənsəb elektrodları arasındakı müqaviməti ($R_k = \rho \frac{\ell_k}{S_k}$) böyüyər (burada, ρ - materialın xüsusi müqaviməti, ℓ_k və S_k isə uyğun olaraq, kanalın uzunluğu və en kəsiyi N sahəsidir. Nəticədə, bu hissəyə ardıcıl qoşulmuş (R_y) yük müqavimətindəki gərginlik düşküsü kiçilər.



Şəkil 4.2.12. Sürgüyə xarici gərginlik tətbiq olunmadıqda mənbə-mənsəb gərginliyinin təsiri altında kanal tranzistorunda kanalın eninin dəyişməsinin sxematik təsviri

Sürgüyə hər hansı formalı dəyişən xarici gərginlik tətbiq olunarsa, onda $p-n$ keçidin eni də bu gərginliyin istiqaməti, tezliyi və amplituduna uyğun dəyişilməklə, kanalın en kəsiyini modulyasiya edir. Kanalın en kəsiyinin dəyişməsi isə mənbə-mənsəb dövrəsində tranzistorun keçirici kanalı ilə ardıcıl qoşulmuş yük müqavimətinin girişindəki kiçik amplitudlu dəyişən elektrik siqnalının böyüdülmüş əksinin alınmasını təmin edir.

Qeyd etmək lazımdır ki, tranzistorun keçirici kanalının en kəsiyi sürgüyə təsir edən gərginliklə yanaşı, mənbə-mənsəb arasındakı U_{mm} - gərginliyindən də asılı olaraq dəyişər. Daha doğrusu, U_{mm} gərginliyinin qiymətindən asılı

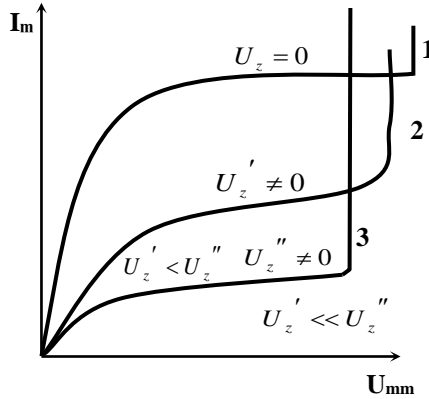
olaraq, kanalın konfigurasiyası dəyişər. Belə ki, p - tip yarımkəçirici halında U_{mm} - gərginliyi qoşulduqda mənbə ilə mənsəb arasında kanaldan kənar AB və CD hissələrindəki (şəkil 4.2.12) gərginlik düşküsünü nəzərə almadıqda kanalın mənbə tərəfindəki ucunda potensial sıfır, mənsəb tərəfindəki ucunda isə $U = U_{mm}$ olar. Nəticədə, mənsəb tərəfində p - n keçidin eni, mənbə tərəfindəkindən böyük, kanalın en kəsiyi isə əksinə – mənbə tərəfində mənsəb tərəfindəkindən böyük olar. Əgər eyni zamanda sürgü ilə mənbə arasında da müəyyən U_{zmb} - gərginliyi təsir edərsə, onda mənbə yaxınlığında p - n keçidə təsir edən gərginlik $|U_{zmb}|$, mənsəbə yaxın hissədə isə $|U_{zmb}| + U_{mm}$ olar. Yenə də kanalın mənsəbə tərəf olan hissəsində eni böyüyər, yəni kanal genişlənər.

Deyilənlərdən göründüyü kimi, kanaldan, yəni mənbə ilə mənsəb arasında axan cərəyanı həm U_{zmb} , həm də U_{mm} - gərginliyinin vasitəsi ilə idarə etmək olar. U_{zmb} - gərginliyinin elə mənfi qiymətləri ola bilər ki, həmin qiymətlərdə kanalın eni sıfıra bərabər olsun. Bu halda tranzistor **tam bağlanır** və mənbə-mənsəb cərəyanı $I_m = 0$ olur. U_{zmb} - nin tranzistoru tam bağlayan qiymətinə **bağlama (kəsilmə) gərginliyi** deyilir.

Kanal tranzistorunun əsas xarakteristikaları $I_m = f_1(U_{zmb})_{U_{mm}=const}$ və $I_m = f_2(U_{mm})_{U_{zmb}=const}$ asılılıqlarını təsvir edən **düzünə ötürmə** və **çıxış xarakteristikalarıdır**.

$$I_m = f_2(U_{mm})_{U_{zmb}=const}$$

xarakteristikasına baxaq (şəkil 4.2.13). Əvvəlcə, daha doğrusu, U_{mm} - gərginliyinin kiçik qiymətlərində, onun böyüməsi ilə I_m - cərəyanı xətti qanunla artar. U_{mm} - in sonrakı böyüməsində isə $I_m(U_{mm})$ asılılığının



Şəkil 4.2.13. Kanal tranzistorunun çıxış volt-ampere xarakteristikası

dəyişməsi yavaşlayır və **doyma rejimi** adlanan rejim təmin olunur. Bu, hal keçirici kanalın en kəsiyinin U_{mm} - dən asılı olaraq kiçilməsi ilə izah olunur. Nəhayət, U_{mm} - in müəyyən böyük qiymətindən sonra, I_m - in xarici sahənin artması ilə böyüməsi, öz növbəsində kanalın en kəsiyinin kiçilməsinə gətirir. Kanalın belə daralması onun müqavimətini artırır, bu isə kanaldan axan cərəyanın kiçilməsinə səbəb olar. Nəticədə, U_{mm} -in artması, kanaldan axan cərəyanı ikili təsir göstərir (onu həm artırır, həm də azaldır). U_{mm} - in müəyyən qiymətindən sonra bu, əks istiqamətlərdə yönəlmiş iki təsir bir-birini tarazlaşdırır— I_m - cərəyanının U_{mm} - gərginliyindən asılılığında özünəməxsus bir dinamik tarazlıq təmin olunur (şəkil 4.2.13-də 1-əyrisi). Mənbə ilə mənsəb arasındakı U_{mm} - gərginliyinin belə doyma yaradan qiyməti U_{mmd} - **doyma gərginliyi** adlanır. Eyni zamanda sürgüyə

tətbiq edilən əksinə gərginlik isə kanalın en kəsiyini daha da kiçiltiyindən, bu gərginliyin artması ilə U_{mmd} - doyma gərginliyinin qiyməti kiçilər (şəkil 4.2.13-də 2 və 3 ayrıləri).

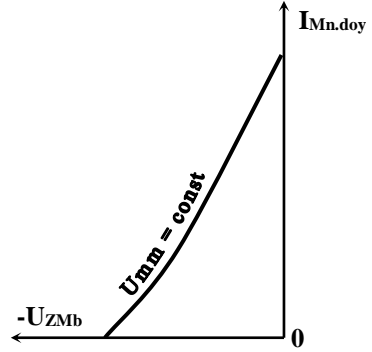
U_{mm} - gərginliyinin çox böyük qiymətlərində mənsəb yaxınlığındakı hissədə sürgünün p - n keçidinin deşilməsi nətiçəsində I_m - cərəyanının qiyməti kəskin artar. Sürgünün p - n keçidinin bu deşilməsinə səbəb, həmin hissədə p - n keçidə təsir edən yekun əksinə gərginliyin qiymətinin ən böyük həddə çatmasıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, kanal tranzistorunun **mənsəb xarakteristikaları** öz formasına görə **elektrovakuum pentodunun anod xarakteristikalarını** xatırladır.

Kanal tranzistorunun **düzünə ötürmə xarakteristikası** (mənsəb-sürgü asılılığı) şəkil 4.3.14-də təsvir olunduğu kimidir. Bu halda cihazda cərəyan $|U_{zmb}| < |U_{zmb.bag}|$

şəraitində yaranır. Doyma rejimində U_{mm} - gərginliyi həmin xarakteristikaya praktiki olaraq təsir göstərmir.

Kanal tranzistorunun giriş xarakteristikası p - n keçidin volt-ampere xarakteristikasının əksinə qolunu xatırladır. Sürgü cərəyanı U_{mm} - gərginliyindən asılı olub, mənbə-mənsəb çıxışlarının qısa qapandığı halda öz maksimum qiymətini alır. Kanal tranzistorunun əsas parametrləri: **giriş**



Şəkil 4.2.14. Kanal tranzistorunun düzünə ötürmə xarakteristikası

və çıxış differensial müqavimətləri, eləcə də volt-ampere xarakteristikasının dikliyidir.

§ 4.2.4. Tiristorlar

p-n keçid əsasında işləyən yarımkeçirici cihazların maraqlı və əhəmiyyətli tətbiq imkanlarına malik olan bir qrupu da tiristorlardır. Ümumi halda *tiristor* dedikdə, iki dayanıqlı vəziyyəti olan, üç (və ya daha çox) düzləndirici keçidə malik, bağlı vəziyyətdən açıq vəziyyətə və əksinə (açıq vəziyyətdən bağlı vəziyyətə) keçidlər edə bilən yarımkeçirici

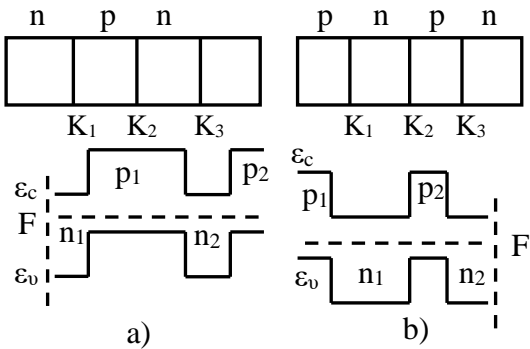
cihazlar nəzərdə tutulur. Tiristorların volt-ampere xarakteristikasında

mənfi differensial müqavimətli oblast müşahidə olunur. Məhz bu xüsusiyyət, həmin cihazlardan çevirici element kimi istifadə etməyə imkan verir.

Çıxış elektrodlarının sayından asılı olaraq tiristorlar iki qrupa bölünür- diod tiristor, yaxud *dinistor* və triod tiristor, yaxud *trinistor*.

Dinistor – iki çıxışa malik tiristordur. Trinistorun isə, iki əsas çıxışla yanaşı, həm də idarəedici funksiyasını daşıyan üçüncü bir çıxışı da var.

Tiristor n-p-n-p və ya p-n-p-n- quruluşlu ola bilər (şəkil 4.2.15). Bu cihazın, xarici dövrdən cərəyan daxil olan



Şəkil 4.2.15. n-p-n-p (a) və p-n-p-n (b) tipli tiristorun ikiözlü maddi və zona-enerji diaqramı

kənar hissəsi *anod*, digər kənar hissəsi *katod*, orta hissələri isə, adətən *baza oblastları* adlandırılır.

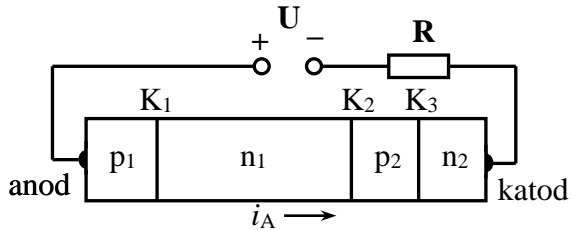
Trinistorda, baza oblastlarından biri cihazın işini idarə etmək üçün istifadə olunur. Həmin bu baza – *idarəedici elektrod* adlanır.

Tiristorların iş prinsipi,

əsas parametrlər və xarakteristikaları tətbiq sahələri ilə tanış olmaqdan əvvəl, bu cihazın keçidlərini şərti olaraq K_1 , K_2 və K_3 -lə işarə edək (uyğun olaraq cihazın birinci, ikinci və üçüncü p-n keçidi).

Əvvəlcə dinistorun iş prinsipi ilə tanış olaq. Fərz edək ki, p-n-p-n dinistorunun anodu ilə katodu arasında şəkil 4.2.16-da göstəriləndiyi kimi qoşulmuş xarici gərginlik mənbəyi (batariya) vasitəsi ilə, çox da böyük olmayan U – gərginliyi tətbiq edilir. Bu halda cihazın K_1 və K_3 - keçidləri düzünə, K_2 - keçidi isə əksinə istiqamətdə qoşulmuş olur. Xarici gərginlik tətbiq etdikdə termodinamik tarazlıq pozulduğundan, K_1 - keçidində dəyişmənin p - oblastından n_1 - oblastına injeksiyası baş verir. Həmin dəyişikliklər bu hissədə diffuziya prosesi hesabına hərəkət edib, K_2 -keçidinə yaxınlaşır və bu keçiddəki E_{k3} elektrik sahəsinin təsiri ilə p_2 - oblastına atılır. Beləliklə, p_1 - n_1 - p_2 strukturu yükdaşıyıcıların hərəkətinin (baxılan halda dəyişikliklərin soldan sağa) cərəyanının ötürülməsi əmsali ilə (α_1) xarakterizə olunduğu tranzistora oxşardır.

Eyni zamanda elektronların n_2 -oblastından p_2 - oblastına injeksiya olunub, sonra n_1 - oblastına sorulduğu K_3 -keçidində də tarazlıq pozulur. Uyğun olaraq, n_2 - p_2 - n_1 strukturunu da cərəyanın daşıma əmsali α_2 olan



Şəkil 4.2.16. Dinistorun dövrəyə qoşulma sxemi

(elektronlar sağdan sola hərəkət edir) ekvivalent tranzistor kimi təqdim etmək olar.

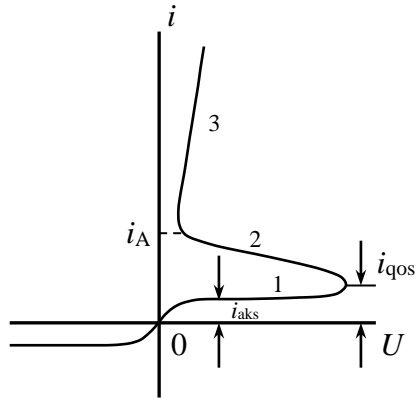
Bu iki tranzistorda elektron və deşiklər əks istiqamətlərdə hərəkət etdiyindən, onların yaratdığı və anoddan katoda axan yekun i_k - cərəyanının toplananları olan elektron və deşik cərəyanları eyni istiqamətdə yönəlir.

Sonradan deşiklərin p_2 -hissədən, n_2 - hissəyə hərəkəti, K_3 – keçidindəki, elektronların isə n_1 - oblastından p_1 – oblastına hərəkəti, K_1 - keçidindəki çox da böyük olmayan potensial çəpərlə məhdudlanır. Beləliklə, p_2 – bazasında deşiklərin, n_1 – bazasında isə elektronların toplanması baş verir. Lakin nə qədər ki, U – gərginliyinin qiyməti kiçikdir, yaranmış həcmi yüklər K_2 – keçidindəki potensial çəpəri kiçiltmək üçün kifayət etmir. Bu keçid əks istiqamətdə qoşulmuş gərginliyin təsiri altındadır, i_a - cərəyanı məhduddur və i - cərəyanına bərabərdir.

Uyğun olaraq, U – gərginliyinin müəyyən həddlər çərçivəsində artması zamanı, cihazdan axan cərəyan demək olar ki, sabit qalır (şəkil 4.2.17-də 1-hissəsi).

U – gərginliyinin sonrakı artmasında cihazda baş verən proseslərin xarakteri dəyişir.

Belə ki, K_2 – keçidindəki bağlayıcı təbəqənin eni böyüyür və nəhayət, tətbiq olunmuş, daha doğrusu, keçiddəki U -gərginliyinin müəyyən bir qiymətində, həmin keçidin bağlayıcı təbəqəsində sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının selvari çoxalması üçün şərait yaranır. Bu proses zamanı yaranmış yeni deşiklər, həmin keçiddəki



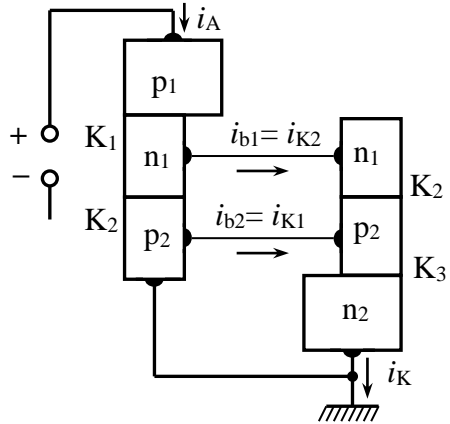
Şəkil 4.2.17. Dinistorun volt-ampere xarakteristikası

sahə tərəfindən p_2 oblastına, elektronlar isə n_1 –oblastına atılır. Nəticədə, cihazdan axan cərəyan böyüyür, n_1 - və p_2 – oblastlarında isə uyğun olaraq elektron və dəşiklərin əlavə (artıq) konsentrasiyası artır. Bu konsentrasiyaların böyüməsi ilə K_1 - və K_3 - keçidlərində, eləcə də K_2 – keçidində potensial çəpərin hündürlüyü kiçilir. Bu zaman dəşiklərin K_1 , elektronların isə K_3 - keçidlərindən injeksiyası daha da artır və bu prosesin selvari inkişafı nəticəsində, K_2 – keçidi açıq vəziyyətə keçir. Cihazdan axan cərəyanın böyüməsi isə, K_2 – keçidində bağlayıcı təbəqənin, eləcə də cihazın oblastlarının hamısının müqavimətinin kiçilməsinə səbəb olur. Buna görə də cihazdan axan cərəyanın böyüməsi anodla katod arasındakı gərginliyin kiçilməsinə gətirir. Dinistorun volt-ampər xarakteristikasında bu, mənfi differensial müqavimətli hissənin yaranması ilə təzahür edir (şəkil 4.2.17-də, 2- hissəsi).

K_2 – keçidi açıq hala keçdikdən sonra, cihazın volt-ampər xarakteristikası, düzünə istiqamətdə qoşulmuş diodun volt-ampər xarakteristikasına uyğun gəlir (şəkil 4.2.17-də, 3- hissəsi).

Cihazdan axan cərəyanın gərginlikdən asılılığının qanunauyğunluğunu müəyyənləşdirməkdən ötrü, artıq deyildi ki, dinistoru iki tranzistor şəklində təsvir edək (şəkil 4.2.18).

P_1 - n_1 - P_2 tranzistorunda cərəyan



Şəkil 4.2.18. Dinistorun iki ekvivalent tranzistorla təsviri

$$i_{b1} = (1 - \alpha_1)i_A - i_{k01}, \quad (4.2.21)$$

n_2 - P_2 - n_1 tranzistorunda isə

$$i_{k2} = \alpha_2 i_k + i_{k02} \quad (4.2.22)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada i_{k01} - birinci kollektorun əksinə cərəyanı, α_1 -birinci tranzistorun cərəyanı ötürmə əmsalı, i_{k02} - ikinci kollektorun əksinə cərəyanı, α_1 -isə ikinci tranzistorun cərəyanı ötürmə əmsalıdır.

Şəkil 4.2.18-dən görüldüyü kimi, $i_{b1} = i_{k2}$. Əgər $i_a = i_k$ olduğunu nəzərə alsaq və cihazdan axan cərəyanı $i = i_a = i_k$ ilə işarə etsək,

$$i = \frac{i_{k0}}{1 - \alpha} \quad (4.2.23)$$

ifadəsini alarıq. Burada $i_{k0} = i_{k01} + i_{k02}$ kəmiyyəti, K_2 - keçidindən axan cərəyandır. Bu cərəyan, üç cərəyanın, yəni istilik, termogenerasiya və sızma cərəyanlarının cəminə bərabərdir. (4.2.23) ifadəsindəki $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ kəmiyyəti isə cərəyanın K_1 - və K_3 - keçidlərindən, K_2 - keçidinə yekun ötürülmə əmsalıdır.

Əgər K_2 - keçidində sərbəst yükdaşıyıcıların selvari çoxalmasını nəzərə alsaq, onda (4.2.23) ifadəsi

$$i = \frac{M i_{k0}}{1 - M \cdot \alpha} \quad (4.2.24)$$

şəklinə düşər. Buradakı M - kəmiyyəti K_2 - keçidində elektron və deşiklərin

$$M = \frac{N_1 + N_2 + N_2'}{N_1} \quad (4.2.25)$$

şəklində təyin olunan çoxalma əmsalıdır. (4.2.25) ifadəsində N_1 - bağlayıcı təbəqəyə daxil olan, N_2 - elektronların zərbələri ilə ionlaşma hesabına yaranan, N_2' - isə deşiklərin zərbələri ilə ionlaşma hesabına yaranan hissəciklərin sayıdır.

Əgər p-n keçidin sel deşilməsi üçün məlum olan

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_{sel.das}} \right)^b} \quad (4.2.26)$$

ifadəsini nəzərə alsaq, (4.2.24) ifadəsindən

$$U \approx U_{sel.das} \sqrt[b]{1 - \frac{\alpha i + i_{ko}}{k}} \quad (4.2.27)$$

olar. (4.2.22) və (4.2.25) ifadələri dinistorun volt-amper xarakteristikasını təqribən təsvir edir. O, xarakteristikanın 1 və 2 hissələrindəki cərəyanı və gərginliyi təqribən qiymətləndirmək üçün istifadə oluna bilər.

İndi də trinstorun iş prinsipinə baxaq. Artıq qeyd etdiyimiz kimi, trinstorda orta oblastlardan biri cihazın işini idarə etmək üçün istifadə olunur. İdarəedici elektrod olaraq, adətən cərəyanı daşıma əmsalı (α) vahidə yaxın olan ən kiçik enə malik orta hissə götürülür. Şəkil 4.2.15-də a-da bu elektrod uyğun olaraq n_2 və p_2 - oblastlarına, şəkil 4.2.15 b-də isə p_2 -oblastına uyğun gəlir.

Trinstorun dövrəyə qoşulma sxemi şəkil 4.2.19-da göstərildiyi kimidir. Bu şəkildən görünür ki, idarəedici elektroddan p_2 - oblastına daxil olan i_i - cərəyanı cihazın ümumi cərəyanı ilə toplanır. Bu isə öz növbəsində cərəyanın daşınma əmsalının (α_2 -nin) böyüməsi ilə ekvivalentdir.

Bu halda (4.2.25) ifadəsini

$$i = \frac{M i_{ko} + M \alpha_2 + i_2}{1 - M \alpha} \quad (4.2.28)$$

şəklində yazmaq olar. Buna uyğun olaraq trinstor üçün (4.2.27) ifadəsi

$$U \approx U_{sel.das} \sqrt[b]{1 - \frac{\alpha i + i_{ko} + \alpha_2 i_i}{i}} \quad (4.2.29)$$

kimi olar. Bu ifadələrdən görünür ki, trinstorda idarəedici i_i - cərəyanı

böyüdükcə, cərəyanın selvari artmasına uyğun gələn $U_{qoş}$ (qoşulma) gərginliyinin qiyməti kiçilir, tristorun qoşulma

$$\left(r_{dif} = \frac{dU}{di} = 0 \right) \quad \text{nöqtəsindəki}$$

cərəyanın i – qiyməti isə artır. Beləliklə, i_i – idarəedici cərəyanı dəyişməklə, tristorun qapalı haldan açıq hala keçməsi

(çeviricilik) prosesini idarə etmək olar.

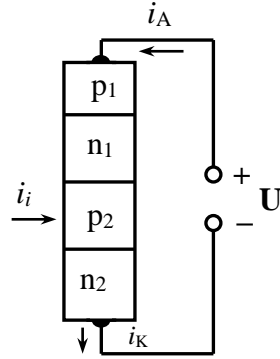
İdarəedici cərəyanın müxtəlif qiymətlərində tristorun volt-ampere xarakteristikaları şəkil 4.2.20-də təsvir edildiyi kimi olar.

Tiristorun (dinistor və tristorun) əsas parametrləri olaraq, onun volt-ampere xarakteristikasının

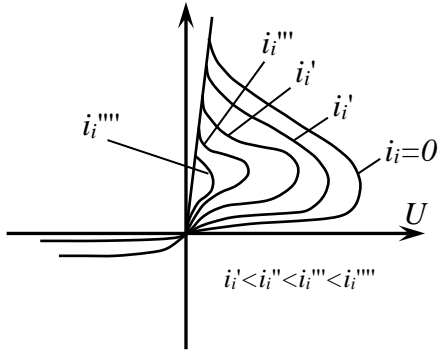
xarakterik nöqtələrinə uyğun gərginliyin və cərəyanın qiymətləri götürülür (şəkil 4.2.17 və şəkil 4.2.20). Bu parametrlərə: tiristorun $U_{qoş}$ - qoşulma gərginliyi, yəni tiristorun qoşulduğu

$$\text{nöqtədəki } \left(r_{dif} = \frac{dU}{di} = 0 \right) \quad \text{əsas}$$

gərginliyin qiyməti; $i_{qoş}$ – qoşulma cərəyanı, yəni tiristorun qoşulma nöqtəsindəki əsas cərəyan; tiristorun i_{sax} – saxlayıcı cərəyanı, yəni tiristorun qoşulma nöqtəsindəki əsas cərəyan; tiristorun i_{sax} – saxlayıcı cərəyanı, yəni tiristorun açıq vəziyyətdə saxlamaq üçün lazım olan



Şəkil 4.2.19. Tristorun dövrəyə qoşulma sxemi



Şəkil 4.2.20. Tristorun volt-ampere xarakteristikası

minimal cərəyandır. Əsas gərginlik dedikdə, tiristorun əsas elektrodları (cihazın yük müqavimətinə qoşulduğu elektrodlar) arasındakı gərginlik, əsas cərəyan dedikdə isə bu elektrodlardan axan cərəyan nəzərdə tutulur.

Tiristorların digər bir qrup parametrləri isə, onların çevirici kimi işini xarakterizə edən zaman intervallarıdır. Bu parametrlər sırasına tiristorun t_l - ləngimə müddəti, t_a - artma müddəti, t_g - gecikmə müddəti, t_d - düşmə müddəti, t_q -qoşulma müddəti və t_s - söndürülmə müddəti daxildir.

FƏSİL 4.3

YARIMKEÇİRİCİ QEYDEDİCİLƏR VƏ ÇEVİRİCİLƏR

§ 4.3.1. Qann diodları

Digər yarımkeçirici diodlardan fərqli olaraq, Qann diodları p-n keçidə malik deyil. Bu cihazlar (Qann diodları), yalnız xüsusi quruluşlu enerji zonasına malik və sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü böyük qiymətə malik olan yarımkeçirici materiallardan hazırlana bilir. Bu zaman istifadə olunan işçi elementin ölçülərinin yalnız müəyyən qiymətlər çərçivəsində dəyişə bilməsi ilə yanaşı, həm də yüksək dərəcədə bircins və təkmil monokristal olması tələb edilir. Qann diodunun iki cərəyan kontaktı var və onlardan biri anod, digəri isə katoddur. Cihazın çalışdığı rejimdə onun işçi elementinin daxilində güclü sabit elektrik sahəsi yaradılmalıdır. Belə bir şəraitdə olan cihaz ifrat yüksək tezlikli ($f \approx 10^9 \div 10^{10} \text{ Hz}$), amplitudu isə $\sim 1 \text{ A}$ və daha böyük ola bilən periodik elektrik (cərəyan) rəqsləri generasiya edir.

Qann diodları 1963-cü ild ingilis mühəndisi C.Qann tərəfindən n-GaAs yarımkeçiricisində müşahidə olunmuş və sonralar məhz onun şərəfinə Qann effekti adlandırılan hadisənin əsasında işləyir.

Qann effektinin əsas mahiyyəti onlan ibarətdir ki, yüksək dərəcədə təkmil və bircins n-GaAs monokristallarından hazırlanmış nazik (kiçik en kəsikli), uzunluğu müəyyən minimal (I_{\min}) və maksimal (I_{\max}) qiymətlər arasında olan, iki omik kontaktlı nümunələr, onlara tətbiq olunan xarici

sabit elektrik sahəsinin qiyməti müəyyən kritik (E_{kr}) qiymətə çatdıqdan sonra ifrat yüksək tezlikli periodik elektirik (cərəyan) rəqsləri generasiya edir.

Cihazın iş prinsiri aşağıdakı hadisələrlə bağlıdır. n-GaAs kristalının keçirici zonasında $k=0$ qiymətindəki əsas minimumla yanaşı, bu minimuma nəzərən k - oxu boyunca [100] istiqamətində müəyyən qədər sürüşmüş və ondan $\Delta\varepsilon_2 = 0,36 eV$ qədər yuxarıda yerləşən, enerji hallarının sıxlığı daha böyük olan ikinci bir enerji minimumu da var. Bu materialın zona-enerji quruluşu şəkil 4.3.1-də təsvir edildiyi kimidir.

Əsas enerji minimumunda yükdaşıyıcıların (elektronların) effektiv kütləsi ($m_2^* = 0,072/m_0$), ikinci minimumdakından ($m_2^* = 1,2m_0$) kiçik, 300 K-də əlavə minimumdakı yüyürüklüyü isə ($\mu_1 = 8 \cdot 10^3 sm^2/s$) xeyli böyükdür.

Zəif elektirik sahələrində ($E < E_{kr}$) kristaldakı ümumi konsentrasiyası (n_0) olan sərbəst elektronların ($n_0 = n_{01} + n_{02}$) böyük əksəriyyəti (n_{01}) əsas minimumda, çox cüzi hissəsi isə n_{02} əlavə minimumda məskunlaşır ($n_{01} \gg n_{02}$). Bu halda kristaldan axan cərəyanın sıxlığı

$$j_1 = en_{10}\mu_1E + en_{20}\mu_2E, \quad (4.3.1)$$

kristala tətbiq edilən xarici gərginlikdən xətti asılı olur.

$E < E_k$ olduqda sərbəst yükdaşıyıcılar başlıca olaraq əsas minimumda yerləşir. Lakin $E \geq E_{kr}$ qiymətlərində böyük (μ_1) yüyürüklüyə malik olan bu sərbəst elektronların kinetik enerjisi elektrik sahəsinin təsiri ilə xeyli ($\Delta\varepsilon_k$ qədər)

artır. Yəni əsas minimumdakı elektronlar qızır (onların T_e - effektiv temperaturu qəfəsin T_0 temperaturundan xeyli yüksək olur). Nəhayət, $\Delta\varepsilon_k \geq \Delta\varepsilon_2$ olduqda, qızmış

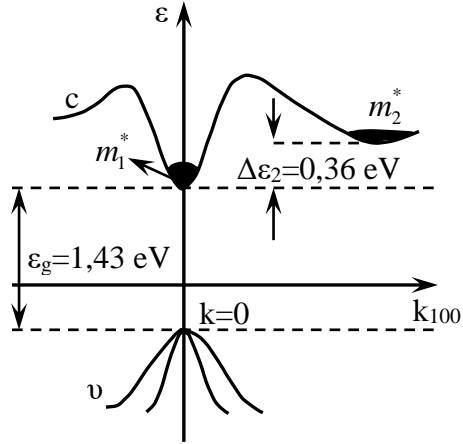
elektronlar kollektiv şəkildə əsas minimumdan ikinci – əlavə minimuma keçməyə başlayır. Kristaldakı sərbəst yükdaşıyıcıların böyük əksəriyyəti əlavə minimuma keçdikdən sonra, baxılan yarımkeçirici kralal özünü sərbəst yükdaşıyıcıların

konsentrasiyası $n_2 \gg n_1$ və $n_0 = n_1 + n_2$ olan yeni

bir yarımkeçirici material kimi aparır. Bu halda kristaldan axan cərəyanının sıxlığı:

$$j_1 = e(n_{10}\mu_1 E + en_{20}\mu_2)E, \quad (4.3.2)$$

olub, yenə də xarici elektrik sahəsindən asılı olaraq xətti qanunla dəyişir (şəkil 4.3.2). Bununla belə, $E < E_k$ və $n_2 \gg n_1$ qiymətlərində bu asılılığın meyli μ_1 -ə bərabər idisə, $n_2 \gg n_1$ ($E > E_k$) halında μ_2 olur. Xarici elektrik sahəsinin qiyməti tədricən E_{kr} -ə qədər artırıldıqda kristaldan axan cərəyanın sıxlığı böyüyür və $E = E_{kr}$ halında öz maksimum qiymətinə çatır. Eлектрик sahəsinin E_{kr} -dən E_{min} -a qədərki sonrakı artması ilə yükdaşıyıcıların



Şəkil 4.3.1. n-GaAs kristalının k oxu istiqamətində zona-enerji quruluşu

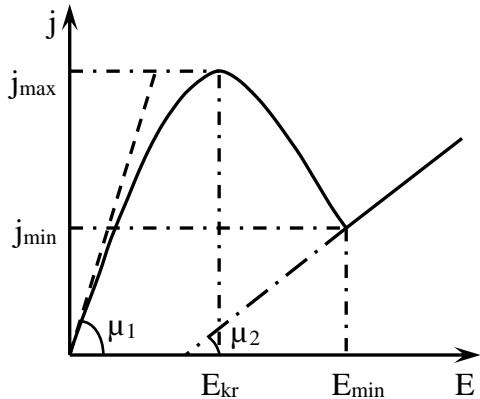
əsas minimumdan əlavə minimuma keçidi nəticəsində kristaldan axan cərəyanın sıxlığı j_{\max} -dan j_{\min} -a qədər kiçilir. Nəhayət, sərbəst yükdaşıyıcıların hamısı da olmasa, böyük əksəriyyəti əlavə minimuma keçdikdən sonra $j = j_{\min}$ olur. Xarici elektrik sahəsinin $E > E_{\min}$ oblastundakı sonrakı böyüməsi, artıq qeyd edildiyi kimi, kristaldan axan cərəyanın sıxlığının

$$j \approx j_2 \approx en_2\mu_2 E \approx en_2\mu_2 E, \quad (4.3.3)$$

xətti qanunu ilə artmasına səbəb olur. Bu deyilənlər qrafiki olaraq şəkil 4.3.2.-də təsvir olunub.

Şəkil 4.3.2-dən göründüyü kimi, elektrik sahəsinin $E_{kr} \leq E \leq E_{\min}$ qiymətlərində kristala tətbiq edilən gərginliklə cərəyanının dəyişmələri əks işarəlidir ($\Delta U > 0$ və $\Delta i < 0$). Bu isə o deməkdir ki, VAX-ın həmin hissəsində baxılan sistem mənfi differensial keçiriciliyə malik olur.

Əgər yüksək dərəcədə bircins və təkmil n-GaAs kristalına xarici gərginlik tətbiq olunubsa, onun cərəyan kontaktları yaxınlığındakı oblastında həmin kontaktlar yaradılarkən müxtəlif texnoloji səbəblərdən əmələ gəlmiş qeyri-bircinslikdə gərginlik düşküsi və uyğun olaraq elektrik sahəsinin E_i - intensivliyi, kristalın digər hissələrindəki sahə



Şəkil 4.3.2. Çoxminimumlu zona enerji quruluşuna malik yarımkəçiricidə cərəyanın sıxlığının elektrik sahəsindən asılılığı

intensivliyindən (E_0) böyük olar ($E_t > E_0$). Xarici gərginlik tədricən artırıldıqda həm E_t , həm də E_0 artar. Lakin həmişə ($E_t > E_0$) qalar və xarici gərginliyin müəyyən qiymətində digər hissələrdə hələ $E_0 < E_{kr}$ olmasına baxmayaraq, kontaktyanı qeyri-bircins oblastda sərbəst elektronların əsas minimumdan əlavə minimuma kollektiv şəkildə keçməsi nəticəsində, onların yüyürlüüyü, uyğun olaraq həm də sürəti, kəskin azalar. Nəticədə, nümunə daxilində çox kiçik sürətə malik bir elektron layı yaranar. Bu laydan anoda tərəf olan elektronlar böyük sürətlə hərəkət edərək ondan uzaqlaşar, katoda tərəf olan elektronlar isə – arxa tərəfdən ona (həmin laya) doğru daha çox sıxılar. Beləliklə, kristall daxilində katoddan anoda doğru hərəkət edən bir-biri ilə bağlı olan elektronlarla zəngin və elektronların tükəndiyi oblamtlardan ibarət bütöv bir sistem yaranıb katoddan anoda doğru hərəkət edir. Belə iki laylı yüklər sisteminə **elektrik domeni** deyilir.

Elektrik sahəsinin $E \geq E_{kr}$ şərtini ödəyən, lakin çox da böyük olmayan qiymətlərində bu domen hələ formalaşma mərhələsində olur. Nəhayət, domen tam formalaşdıqdan sonra, kristal daxilində onun anoda doğru bərabərsürətli hərəkəti baş verir. Domenin ön cəbhəsi anoda çatdıqdan sonra o (domen), tədricən anod tərəfindən sorulur və kristaldan çıxır. Bu domen kristaldan tam sorulduqdan sonra xarici gərginlik yenidən nümunə boyunca bərabər paylanır. Çünki domen yarandıqdan sonra kristala tətbiq edilən xarici gərginliyin böyük hissəsi həmin domendə düşürdü. Birinci domen nümunədən sorulduqdan sonra, katod yaxınlığında növbəti ikinci; ikinci sorulduqdan sonra həmin yerdə növbəti üçüncü və s. domen yaranır. Bu proses periodik olaraq təkrarlanır. Elektrik domeninin yaranıb,

tam formalaşib, kristal boyunca hərəkət edərək anoda çatması və sorulması proseslərinin periodik təkrar olunmasına uyğun olaraq, kristaldan axan cərəyanın qiymətinin də periodik dəyişməsi, yəni kristalda ifrat yüksək tezlikli (İYT) böyük amplitudlu cərəyan rəqslərinin generasiyası baş verir.

Bu mənzərə sxematik olaraq şəkil 4.3.3-də təsvir edilib. Burada t_f - domenin formalaşma, t_{uc} - domenin katoddan anoda uçuş, r_s - isə domenin anod tərəfindən sorulma müddətləridir. Bu kəmiyyətlər həm də uyğun olaraq generasiya olunan cərəyan rəqslərinin həyəcanlaşma, sönmə və fasilə müddətləri adlandırılır.

Kristalın elektrodlar arasındakı uzunluğu l_{kr} , domenin hərəkət sürəti isə - \mathcal{G}_{dom} olduqda,

$$t_{uc} = \frac{l_{kr}}{\mathcal{G}_{dom}}. \quad (4.3.3)$$

Buradan isə generasiya olunan cərəyan rəqslərinin tezliyi:

$$f = \frac{\mathcal{G}_{dom}}{l_{kr}}. \quad (4.3.4)$$

n-GaAs monokristallarında $l_{kr} \approx 10^{-3} sm$ olduqda $\mathcal{G}_{dom} \approx 10^7 sm/s$ və $f \approx 10^{10} Hz = 10 QHz$.

Əgər istifadə edilən nümunənin uzunluğu $l > l_{kr}$ olarsa, onun həcmində eyni zamanda bir yox, daha çox sayda qeyri-bircinsliklər mövcud ola bilər. Buna görə də belə nümunənin daxil olduğu dövrdə yaranan cərəyan rəqsləri monoxromatik olmaz. Daha kiçik uzunluğa malik kristallarda isə hər iki elektrod (anodun və katodun) kontaktyanı oblastları bir-birini bürüyər və nəticədə, domenin yaranıb sorulma prosesləri bir-birindən ayırd

edilməz. Ona görə də, Qann diodlarında işi elementin uzunluğu və uyğun olaraq, Qann diodlarının generasiya etdiyi rəqslərin tezliyi yalnız müəyyən diapazon daxilində dəyişə bilər.

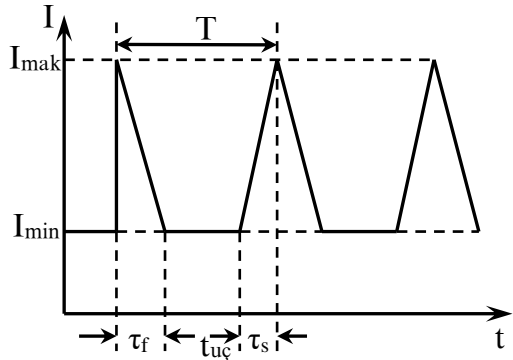
İstifadə olunan kristalda anod yaxınlığında da texnoloji qeyri-bircinsliklər mövud olur və bu oblastda da domenlər yaranır, lakin həmin domenlər formalaşmağa imkan tapmamış anod

tərəfindən sorulur və onların mövcudluğu əsas rəqslərin fonunda özünü təzahür etdirə bilmir.

Qann diodlarında işi maddənin bütün həcmi generasiya prosesində iştirak etdiyindən bu cihazlarda p-n keçidli cizahlardan böyük güc əldə etmək mümkündür. Çünki p-n keçidin həcmi çox kiçikdir.

İndiki dövrdə kəsilməz rejimdə işləyə bilən və gücü onlarla vatt, eləcə də impuls rejimində işləyən və gücü bir neçə kilovatt, faydalı iş əmsalı isə onlarla faiz ola bilən Qann diodları mövcuddur.

Əgər Qann diodunun hazırlandığı kristal yüksək dərəcədə təkmil olmazsa, onun generasiya etdiyi elektrik rəqsləri monoxromatik və eyni amplitudlu olmaz.



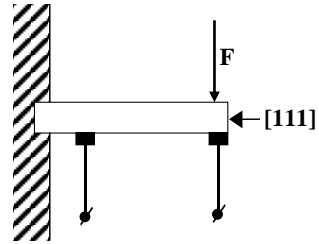
Şəkil 4.3.3. Qann diodundan axan cərəyanın zamandan asılılığının sxematik təsviri

§ 4.3.2. Tenzoelektrik cihazları

Yarımkəçirici materialdan hazırlanmış nümunə deformasiya olunduqda onu təşkil edən atomlar arasındakı məsafə dəyişdiyindən, həmin materialın enerji zonalarının quruluşu və forması, yəni keçirici zonanın dibinin və valent zonanın tavanının uyğun gəldiyi enerjinin qiyməti dəyişir. Bu zaman, izoenerji səthlərinin formasının dəyişməsi ilə əlaqədar olaraq keçirici və valent zonalardakı N_c - və N_v - hal sıxlıqlarının qiymətləri də dəyişir. Sözsüz ki, bu da öz növbəsində materialın fiziki xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur. Bu hadisə, yəni deformasiya hesabına materialın hər hansı fiziki xassəsinin və ya xassələri toplusunun dəyişməsinə **tenzoeffekt** deyilir. Tenzoeffekt elektrik xassələrinin dəyişməsi ilə bağlıdırsa, o, **tenzoelektrik effekti** adlanır.

Tenzoeffektin qiyməti deformasiyanın növündən əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır. Hərtərəfli sıxılma deformasiyasında kristalın simmetrikliliyi dəyişmədiyindən, baş verən tenzoeffekt çox zəif olur.

Çox minimumlu enerji zonalarına malik yarımkəçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların yürüklüyünün deformasiyadan asılılığı, başlıca olaraq, sərbəst yükdaşıyıcıların enerji minimumları arasında yenidən paylanması hesabına güclü şəkildə dəyişir.



Şəkil 4.3.4. Tenzorezistorun iş rejiminin sxematik təsviri

Tenzoeffektlərin praktiki tətbiqi, bir sıra yarımkəçirici cihazların düzəldilməsinə imkan versə də, onların sırasında daha sadə quruluşa və iş prinsipinə malik, lakin daha geniş istifadə olunan və intensiv tədqiq edilən cihazlar

tenzorezistorlar və tenzodiodlardır.

Tenzorezistor - cihazın işçi elementi adlanan iki omik kontaktlı yarımkeçirici lövhə və ya çubuqdan («barmaqçıqdan») ibarətdir. Həmin işçi elementin bir ucu tərpnəmz dayağa bərkidilir, digər ucuna isə ölçülən (deformasiya yaradan) qüvvə təsir edir (şəkil 4.3.4). Deformasiya zamanı işçi elementin elektrik müqavimətinin dəyişməsi tenzorezistorun

$$m = \frac{\Delta R/R_0}{\Delta \ell/\ell_0} = \frac{\Delta \rho/\rho_0}{\Delta \ell/\ell_0} \quad (4.3.5)$$

şəkində təyin edilən **tenzohəssaslıq əmsalı ilə xarakterizə olunur.**

Tenzohəssaslıq əmsalı - deformasiya zamanı işçi elementin elektrik müqavimətinin (yaxud xüsusi müqavimətinin) nisbi dəyişməsinin, həmin elementin uzunluğunun uyğun nisbi dəyişməsinə nisbətini göstərir. Buna görə də m - tenzohəssaslıq əmsalının ifadəsindəki R_0, ρ_0, ℓ_0 - kəmiyyətləri uyğun olaraq işçi elementin deformasiyadan əvvəlki elektrik müqaviməti, xüsusi müqaviməti və uzunluğu, $\Delta R, \Delta \rho, \Delta \ell$ - isə həmin kəmiyyətlərin deformasiya hesabına baş verən dəyişmələrinin mütləq qiymətləridir.

Tenzorezistorun işinə temperaturun təsirini azaltmaq üçün onun işçi elementi, bir qayda olaraq, aşqarlanmış yarımkeçiricidən hazırlanır. Məlumdur ki, belə yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası müəyyən temperatur oblastında yalnız aşqar atomlarının konsentrasiyasından asılı olur. Bu konsentrasiya isə digər amillərdən, o cümlədən deformasiyadan da, asılı deyil. Buna görə də deformasiya prosesində tenzorezistorun işçi elementinin elektrik müqavimətinin müşahidə edilən

dəyişməsi yalnız sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün deformasiyadan asılılığı hesabına baş verir.

Germanium və silisium yarımkeçiriciləri üçün tenzohəssaslıq əmsalı, $m = 140 \div 180$ tərtibindədir. Bu kəmiyyət yarımkeçiricinin keçiricilik tipindən və deformasiyanın kristalın oxlarına nəzərən yönəlmə istiqamətindən də güclü asılıdır. Məsələn, n - Si-da $m < 0$ olmaqla, həm də [111] istiqamətində maksimal, [100] istiqamətində minimal; p - Si – da isə $m > 0$ olmaqla, həm də [100] istiqamətində maksimal, [111] istiqamətində - minimal qiymətə malikdir. Germanium yarımkeçiricisindən hazırlanmış tenzorezistorda hər iki tip keçiricilikli materialda [111] istiqamətində tenzoelektrik effekti güclüdür. Lakin n - Ge-da $m < 0$, p - Ge – da isə $m > 0$.

GaSb, InSb, PbTe və bir sıra başqa yarımkeçirici materialların kristalları da yüksək tenzohəssaslığa malikdir.

Tenzorezistordan, başlıca olaraq müxtəlif növ deformasiyaları, təzyiqli, qüvvəni, yerdəyişməni, sürüşməni və hərəkət təcilini ölçmək üçün, eləcə də mikrofon vəzifəsində istifadə edilir.

Tenzorezistorda elektrik müqavimətinin temperaturdan arzuolunmaz asılılığının cihazın işinə mənfi təsirini aradan qaldırmaq üçün, əksər hallarda körpü sxemli ölçü qurğusunda körpünün qollarında eyni temperatur əmsallı iki tenzorezistordan istifadə edilir. Bu tenzorezistorlardan yalnız biri tenzoqeydedici vəzifəsini daşıyır. İkinci tenzorezistor isə - birincinin müqavimətinin qiymətinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsini kompensə etməyə xidmət göstərir.

Tenzodiod - bir p - n keçid və iki cərəyan kontaktına malik olub, iş prinsipi p - n keçiddən axan əksinə cərəyanın, daha doğrusu doyma cərəyanının, qiymətinin deformasiyadan

asılılığına əsaslanan yarımkeçirici cihazdır.

p - n keçidin Şokli nəzəriyyəindən məlumdur ki, qeyri-simmetrik, məsələn p^+ - n tipli keçiddə deformasiya olunmamış halda doyma cərəyanı:

$$j_0 = \sqrt{ekT \frac{p_n^2 \mu_{p0}}{\tau_p}} \quad (4.3.6)$$

Aşqar keçiricilikli yarımkeçiricidə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların τ_p - yaşama müddətinin deformasiyadan asılı olmadığını qəbul etmək mümkün olduğundan, deformasiya zamanı yalnız bu yükdaşıyıcıların μ_p - yürüklüyü və p_n - konsentrasiyası dəyişər. Digər tərəfdən, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların p_n - konsentrasiyasının deformasiya zamanı dəyişməsi

$$p_n = p_{n0} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_{def}}{kT}\right) \quad (4.3.7)$$

şəklində təyin olunduğundan (burada $\Delta\varepsilon_{def} = \Delta\varepsilon_g + kT \ln \frac{N_c N_v}{N'_c N'_v}$ - qadağan olunmuş zonanın eninin effektiv dəyişməsi, $\Delta\varepsilon_g = (\varepsilon'_c - \varepsilon_c) - (\varepsilon'_v - \varepsilon_v)$ - isə qadağan olunmuş zonanın eninin həqiqi dəyişməsidir), deformasiya olunmuş p^+ - n keçiddə doyma cərəyanının qiyməti:

$$j'_0 = \sqrt{\frac{ekT \mu_p p_n^2}{\tau_p} \exp(-\Delta\varepsilon_{def} / kT)}, \quad (4.3.8)$$

deformasiya hesabına doyma cərəyanının nisbi dəyişməsi isə

$$\frac{\Delta j_0}{j_0} = \frac{j'_0 - j_0}{j_0} = \left(\frac{\mu_p}{\mu_{p0}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_{def}}{kT}\right) - 1 \quad (4.3.9)$$

olar.

Aydındır ki, tamamilə oxşar ifadəni $n^+ - p$ keçidi üçün də yazmaq mümkündür. Bu halda:

$$\frac{\Delta j_0'}{\Delta j_0} = \left(\frac{\mu_n}{\mu_{n0}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon_{def}}{kT} \right) - 1. \quad (4.3.10)$$

Maksimal tenzohəssaslıq ala bilmək üçün $\Delta \varepsilon_{def}$ və μ kəmiyyətlərinin dəyişməsi cərəyana görə əlaqəli (uzlaşmış) şəkildə olmalıdır. Daha doğrusu, əgər $\Delta \varepsilon_{def}$ - artırsa, onda μ - azalmalıdır və əksinə.

Eyni şəraitdə $p - n^+$ keçidlərdə tenzohəssaslıq $p^+ - n$ keçidlərdəkindən dəfələrlə böyük olur.

Tenzodiodda $p - n$ keçidlərin müstəvisinin yönəlməsi istiqaməti onların deformasiya olunması üsuluna uyğun olaraq seçilir. Tenzorezistorla müqayisədə tenzodiodun üstünlüyü, həm tenzodiodun daha yüksək həssaslığa malik olması, həm də onun vasitəsi ilə hərtərəfli sıxılma halında da deformasiyanı ölçməyin mümkünlüyüdür. Tenzorezistor isə hərtərəfli sıxılmaya az həssasdır. Ona görə ki, baxılan halda başlıca olaraq qadağan olunmuş zonanın eni dəyişir, yürüklük isə demək olar ki, sabit qalır.

§ 4.3.3. Maqnit sahəsi qeydediciləri

Maraqlı iş prinsipinə və dəyərli təbiiqlərə malik elektron cihazlarından bir qrupu da maqnit sahəsinə həssas yarımkeçirici cihazlardır. Bu cihazlar adətən maqnit sahəsini qeyd etmək və ölçmək üçün işlədilir. Onların sırasında quruluşunun, iş prinsipinin və hazırlanma texnologiyasının sadələyinə görə **Holl qeydediciləri**, **maqnitorezistorlar**, və **maqnitodiodlar** daha önəmlidir.

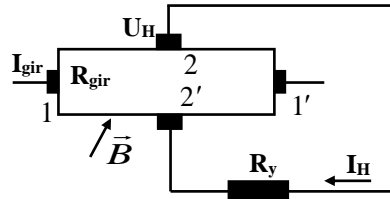
Holl effekti əsasında işləyən və maqnit sahəsi induksiyasını ölçən yarımkeçirici cihazlar – **Holl qeydedicisi** adlanır.

Holl qeydedicisini dəyişən maqnit sahəsində yerləşdirib, ondan sabit cərəyan buraxmaqla, **Holl kontaktlarının** dövrəsində dəyişən cərəyan almaq mümkündür. Bu halda alınan dəyişən cərəyanın tezliyi, qeydediciyə təsir edən dəyişən maqnit sahəsinin tezliyinə bərabər olur. Sabit cərəyanı dəyişən cərəyana çevirən belə cihaz - **cərəyan çeviricisi** adlanır.

Cərəyan çeviricisi rejimində işləyən Holl qeydedicisinin işini xarakterizə etmək (qiymətləndirmək) üçün

$$\eta = \frac{P_y}{P_{gir}} \quad (4.3.11)$$

şəklində təyin olunan və **qeydedicinin istifadə etmə əmsalı** adlanan kəmiyyətdən istifadə edilir. Bu kəmiyyət, qeydedicinin Holl kontaktları dövrəsindəki R_y - yük müqavimətində ayrılan P_y – **yük gücünün**, giriş dövrəsində sərf olunan P_{gir} - **giriş gücünə** nisbəti



Şəkil 4.3.5. Holl qeydedicisinin iş rejimində dövrəyə qoşulmasının sxematik təsviri

ilə təyin olunur (şəkil 4.3.6). Əgər nəzərə alınsa ki:

$$\begin{aligned} P_{gir} &= I_{gir}^2 \cdot R_{gir} \\ P_y &= I_H^2 R_y \\ I_H &= \frac{U_H}{R_0 + R_y}, \end{aligned} \quad (4.3.12)$$

(burada I_{gir} - giriş, I_H - isə çıxış dövrəsindəki cərəyanın şiddəti, R_{gir} və R_y - uyğun olaraq giriş və yük müqavimətləri, R_0 - isə cihazın Holl kontaktları arasındakı müqavimətdir), onda:

$$P_y = U_H^2 R_y / (R_0 + R_y)^2 \quad (4.3.13)$$

Yük müqavimətinin $R_0 = R_y$ qiymətində isə:

$$P_y = U_H^2 / 4R_0 \quad (4.3.14)$$

Lakin Holl effekti nəticəsində yaranan gərginlik

$$U_H = \frac{R_H}{d} IB$$

olduğundan:

$$P_y = \frac{R_H^2 I_{gir}^2}{4d^2 R_0} B^2$$

və

$$\eta = \frac{P_y}{P_{gir}} = \frac{R_H^2 I_{gir}^2}{4d^2 R_0 R_{gir} I_{gir}^2} B^2 = \frac{R_H^2}{4d^2 R_0 R_{gir}} B^2 \quad (4.3.15)$$

Sonuncu ifadədəki R_0 və R_{gir} müqavimətləri materialın

$$\rho = \frac{1}{en\mu_n} \quad (4.3.16)$$

xüsusi müqaviməti ilə mütənasib, R_H - Holl sabiti isə

$$R_H = \frac{A}{en} \quad (4.3.17)$$

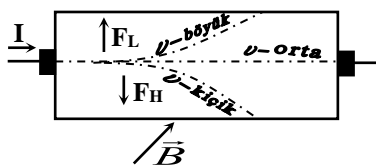
olduğundan (burada n və μ_n - əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yüyürüklüyü, A - sərbəst yükdaşıyıcıların kristaldakı səpilmə mexanizmi ilə təyin olunan sabitdir) yazmaq olar ki:

$$\eta = C(\mu_n \cdot B)^2 \quad (4.3.18)$$

Burada C - kristalın həndəsi ölçüləri və A - kəmiyyətinin qiyməti ilə təyin olunan sabit kəmiyyətdir. Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, $\eta \sim \mu_n^2$. Başqa sözlə, Holl qeydedicisinin istifadə etmə əmsalı, sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün kvadratı ilə mütənasibdir. Bu səbəbdən də Holl qeydedicisi (n - Ge ($\mu_n \approx 3800 \text{sm}^2 / V \cdot s$), n - $GaAs$ -dən ($\mu_n = 8500 \text{sm}^2 / V \cdot s$) və n - $InSb$ ($\mu_n = 77000 \text{sm}^2 / V \cdot s$) kimi, əsas yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü böyük olan yarımkeçiricilərdən hazırlanır.

\vec{B} -induksiyalı maqnit sahəsində yerləşdirilmiş yarımkeçiricidən maqnit induksiyası ilə müəyyən $\varphi \neq 0$ bucaq altında yönəlmiş I - cərəyanı axdıqda, sərbəst yükdaşıyıcılara Lorens qüvvəsi ilə yanaşı, həm də eninə istiqamətdə yaranmış **Holl elektrik sahəsi** təsir edir və bu qüvvələr bir-birinin əksinə yönəlir. Stasionar halda kristalda Holl elektrik sahəsi elə qiymətə çatır ki, onun kristaldakı sərbəst yükdaşıyıcılara F_H - təsiri, F_L - Lorens qüvvəsinin təsirini tam kompensə edir ($F_H = -F_L$). Bu halda cərəyan xətləri kristalın yan üzünə paralel yönəlmiş olur.

Yarımkeçiricidə yükdaşıyıcıların hamısının hərəkət sürəti isə heç də eyni olmur. Belə ki, xaotik istilik hərəkəti hesabına kristaldakı sərbəst yükdaşıyıcıların elektrik sahəsindəki hərəkət sürətinin qiyməti müəyyən qədər yayılmış («bulanıq») olur. Ona görə də Holl elektrik sahəsinin F_H - təsir qüvvəsi yalnız orta sürətli

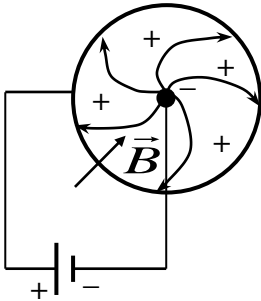


Şəkil 4.3.6. Maqnit sahəsində yerləşdirilmiş cərəyan axan yarımkeçirici kristalda yükdaşıyıcıların sürətlərinə görə qruplaşmasını sxematik təsviri

yükdaşıyıcılara xarici maqnit sahəsi tərəfindən göstərilən F_L - Lorens qüvvəsini kompensə edir. Bu halda kiçik sürətli yükdaşıyıcılara Holl sahəsi, böyük sürətli yükdaşıyıcılara isə Lorens qüvvəsi daha güclü təsir göstərir. Ona görə də kristalın elektrik keçiriciliyində orta sürətli yükdaşıyıcılar daha həlledici rol oynayır. Kiçik və böyük sürətli yükdaşıyıcıların isə keçiricilikdəki payı çox az olur (şəkil 4.3.6).

Nəticədə, cərəyanla müəyyən $\varphi \neq 0$ bucaq əmələ gətirən (eninə) maqnit sahəsində yarımkeçiricinin müqaviməti artır. Bu hadisə, yəni eninə maqnit sahəsində yarımkeçiricinin elektrik müqavimətinin artması (keçiriciliyin azalması) **Qauss effekti** və ya **maqnitorezistiv effekt (maqnit müqaviməti effekti)** adlanır.

Eyni zamanda iki növ sərbəst yükdaşıyıcıları olan yarımkeçirici kristalda E_H - Holl elektrik sahəsinin qiyməti kiçik olur. Buna görə də belə yarımkeçiricidə maqnit sahəsində cərəyan xətləri kristalın yan üzlərinə paralel olmur və böyük (güclü) maqnitomüqavimət effekti müşahidə olunur.

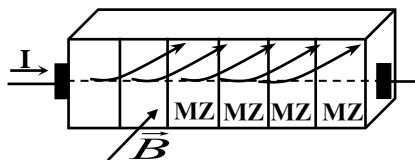


Şəkil 4.3.7. Korbino diski əsasında düzəldilmiş maqnitorezistorun iş rejimində dövrəyə qoşulması sxemi

Yarımkeçiricidə Holl elektrik sahəsinin sərbəst yükdaşıyıcılara təsirini müxtəlif üsullarla aradan qaldırmaq mümkündür. Bu məqsədlə daha geniş tətbiq edilən üsul kristalın disk şəklində hazırlanması və elektrik kontaktlarının konsentrik çevrələr formasında yerləşdirildiyi **Korbino diski** adlanan elementdən istifadə üsuludur (şəkil 4.3.7). Bu elementin səth müstəvisinə perpendikulyar

istiqlamətdə yönəlmiş xarici maqnit sahəsinin təsiri altında sərbəst yükdaşıyıcılar cərəyanın axdığı radiuslardan kənara əyilsələr də, onların yan üzlərdə toplanması, daha doğrusu, Holl elektrik sahəsi yaranmır. Korbino disklərində verilmiş material üçün maksimal maqnitomüqavimət effekti müşahidə olunur.

Holl effektini yarımkeçirici lövhənin yan üzlərinə Holl potensiallar fərqi qısa qapayan nazik metal zolaqlar çəkməklə də aradan qaldırmaq mümkündür. Bu zolaqlar eyni zamanda həm cərəyanın, həm də maqnit sahəsinin istiqamətinə perpendikulyar yönəlməlidir (şəkil 4.3.8-də MZ- zolaqları). Əksər hallarda səthə çəkilmiş nazik metal zolaqlar əvəzinə,



Şəkil 4.3.9. Səthində nazik metal zolaqlar çəkməklə Holl gərginliyi aradan qaldırılmış maqnitorezistorun sxematik təsviri

kristalın daxilinə müxtəlif üsullarla çox nazik metal iynəciklər yeridilir. Bu varianta misal olaraq, geniş tətbiq tapmış $InSb+NiSb$ materialından hazırlanmış maqnitorezistoru göstərmək olar. Burada $InSb$ kristalı daxilində müxtəlif istiqamətlərdə yönəlmiş nazik $NiSb$ metal iynələri səthə çəkilmiş metal zolaqların vəzifəsini yerinə yetirir. Bu məqsədlə $Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlullarının kristallarından da istifadə edilir. Maqnitorezistiv effektin qiyməti yarımkeçiricidəki sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü artdıqca böyüdüyündən, maqnitorezistor hazırlamaq üçün məhz sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyü böyük olan yarımkeçirici materialdan istifadə edilir. Müəyyənləşdirilmişdir ki, zəif maqnit sahələrində maqnitorezistiv effekt sahədən kvadratik, daha böyük maqnit sahələrində isə - xətti qanunla asılı olur.

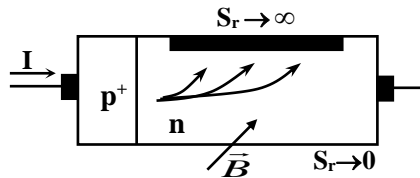
Uzun (baza hissəsinin ölçüləri böyük olan) yarımkeçirici dioddan axan cərəyan baza oblastının tarazlıqda olmayan keçiriciliyi ilə təyin olunur. Baza oblastında tarazlıqda olmayan sərbəst yükdaşıyıcıların paylanması isə onların yürüklüyündən və effektiv yaşama müddətindən asılıdır. Eninə maqnit sahəsində maqnitorezistiv effekt nəticəsində yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün qiyməti azaldığından bazanın elektrik keçiriciliyi daha da güclü dəyişir. İnjeksiya hesabına maqnitorezistiv effekt on və yüz dəfələrlə güclənir və **uzun diodlarda** maqnitohəssaslıq maqnitorezistorların maqnit həssaslığından qat-qat yüksək olur. Bu xüsusiyyət uzun diodların da, maqnit sahəsini qeyd etmək və ya ölçmək üçün istifadə olunmasını mümkün edir. Baza oblastının müqaviməti maqnit sahəsinin qiymətindən asılılığına əsaslanan və maqnit sahəsini qeyd etmək, eləcə də ölçmək üçün istifadə oluna bilən yarımkeçirici diod **maqnitodiod** adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, maqnit sahəsi maqnit diodunda təkcə sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünü azaltmır, o, həm də cərəyan xətlərini əyir. Adətən bu diodlarda sərbəst elektron və deşiklərin konsentrasiyasının bərabərliyi təmin olunduğundan bazada Holl sahəsi yaranmır. Cərəyan xətlərinin əyilmə hesabına uzanması tarazlıqda olmayan sərbəst yükdaşıyıcıların bazaya daxil olma dərinliyinin kiçilməsinə və injeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar hesabına baza oblastının keçiriciliyinin modulyasiyasının azalmasına, yəni maqnitohəssaslığın yüksəlməsinə səbəb olur (şəkil 4.3.9).

Diodun baza hissəsində cərəyan xətlərinin əyilməsi yan üzlərdən birində sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artmasına, digərində isə azalmasına

səbəb olur. Lakin nazik lövhələrdə tarazlıqda olmayan sərbəst yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddəti, başlıca olaraq səth rekombinasiyası ilə müəyyənləşdiyindən, sərbəst yükdaşıyıcıların belə paylanması cərəyanda səth rekombinasiyasının rolunun və yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddətinin dəyişməsinə gətirir. Nəticədə, sərbəst yükdaşıyıcıların meyl etdirildiyi uzun səth rekombinasiyasında rolu artır, əks üzünkü isə ya azalır, ya da tamamilə aradan qalxır.

Əgər hər iki üzdə rekombinasiya sürəti (S_r) eyni olarsa, onda sərbəst yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddəti və belə maqnit diodundan axan cərəyanın qiyməti maqnit sahəsində kiçilir.



Şəkil 4.3.10. Maqnitodiodlarda maqnit sahəsinə həssaslığın yaranmasının prinsipial sxemi

Bazanın yan üzlərində yükdaşıyıcıların rekombinasiya sürətləri bir-birindən kəskin fərqləndikdə isə, sərbəst

yükdaşıyıcılar rekombinasiyanın sürəti kiçik olan üzə meyl etdirilməklə, onların effektiv yaşama müddətinin qiyməti artırılır. Nəticədə, maqnitodioddan axan cərəyan da böyüyür.

Maqnit sahəsinin əks istiqamətində isə - adi maqnitodiod effekti müşahidə olunur və maqnit sahəsinin intensivliyi artdıqca cərəyan kəskin azalır.

Maqnitorezistorların və maqnitodiodların, eləcə də bəzi digər **qalvanomaqnit cizahların** əsas xarakteristikası **volt-maqnit həssaslığıdır**. Bu kəmiyyət kristaldakı gərginlik düşküsünün ΔU - dəyişməsinin, həmin kristaldan axan I -

cərəyana və gərginliyin bu dəyişməsinə yaradan ΔB - maqnit sahəsi dəyişməsinə nisbətində bərabərdir:

$$\Delta\gamma_H = \Delta U / (\Delta B \cdot I) \quad (4.3.19)$$

Ge və *Si*-dan hazırlanmış maqnitodiodlarda $\gamma_H \approx 30 \div 90V / A \cdot Tl$.

F ƏSİL 4.4

İSTİLİK VƏ TERMÖELEKTRİK CİHAZLARI

4.4.1. Termorezistor

Yarımkeçirici materialların elektrik keçiriciliyinin və ya müqavimətinin temperaturdan güclü asılı olması bu materialların əsasında temperaturu ölçmək üçün cihazlar, eləcə də müxtəlif sxemlərdə tətbiq edilə bilən temperatur tənzimləyiciləri və temperatur relələri hazırlaşmağa imkan verir. Bu baxımdan ən maraqlı yarımkeçirici cihaz termorezistordur.

Termorezistor – iş prinsipini materialın elektrik müqavimətinin temperaturdan asılılığına əsaslanan rezistordur.

Termorezistorun **termistor**, **bolometr**, **pozistor** kimi müxtəlif növləri var.

Bolometr – optik şüalanmanın istilik təsirini qeydə almaq və onun gücünü ölçmək üçün istifadə edilən cihazdır.

Pozistor isə – elektrik müqavimətinin temperatur əmsalı müsbət olan, yəni müqaviməti temperaturun artması ilə böyüyən termorezistordur.

Termorezistorun daha maraqlı iş prinsipinə malik olanı və geniş tətbiq edilən növü termistordur. **Termistor** – müqavimətinin temperatur əmsalı mənfi olan termorezistordur. Bu cihazın iki növü var – birbaşa və dolay yolla qızdırılan termistor. Birbaşa qızdırılan termistorda müqavimətin dəyişməsi, ya birbaşa cihazın işçi elementindən keçən cərəyan hesabına onun qızması, ya da işçi elementin istilik şüalandırmasının dəyişməsi, (məsələn, ətraf mühitin temperaturunun dəyişməsi) nəticəsində baş

verir.

Temperaturun yüksəlməsi ilə yarımkeçirici materialın müqavimətinin azalması, yəni müqavimətin mənfi temperatur əmsalı bir neçə müxtəlif səbəblərdən baş verə bilər. Bunlardan ən başlıcası temperaturun yüksəlməsi ilə materialdakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması, dəyişən valentli ionlar arasındakı elektron mübadiləsinin intensivliyinin böyüməsi və yarımkeçirici materialda faza çevrilməsinin baş verməsidir.

Bu hadisələrin hər biri heç də yarımkeçirici materialın hamısında yox, onların növündən asılı olaraq (kovalent və ion rabitəli yarımkeçiricilər, bəzi oksid yarımkeçiricilər və s.) müəyyən bir qrupunda daha üstün təzahür edə bilər.

Temperaturun yüksəlməsi ilə müqavimətin azalmasının (müqavimətin temperatur əmsalının $\alpha_T < 0$ olmasının), sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına baş verməsi, başlıca olaraq kovalent rabitəli yarımkeçiricilərdən (Ge, Si, SiC, A_3B_5 birləşmələri və s.) hazırlanmış termistorlara xasdır. Belə yarımkeçiricilər həm aşqar, həm də məxsusi keçiriciliyin baş verdiyi temperatur diapazonlarında müqavimətin temperatur əmsalının mənfi qiymətinə malik olur. Hər iki halda elektrik keçiriciliyinin (müqavimətin) temperaturdan asılılığı əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının temperaturdan asılılığı hesabına baş verir. Çünki sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün temperaturdan asılılığı bu halda nəzərə alınmayacaq səviyyədə olur.

Aşqar və məxsusi keçiriciliyin baş verdiyi temperatur diapazonlarında yarımkeçiricinin müqavimətinin temperaturdan asılılığı

$$R = R_0 \exp(B_T / T) \quad (4.4.1)$$

ifadəsi ilə təsvir olunur. Burada B_T – materialın müqavimətinin temperatur həssaslığı əmsalı., R_0 – isə termistorun hazırlandığı materialdan və cihazın işçi elementinin həndəsi ölçülərindən asılı olan kəmiyyətdir. Daha doğrusu, R_0 -verilmiş müəyyən temperaturda cihazın müqavimətidir.

Yarımkəçiricidəki fəal aşqar atomlarının tam ionlaşmadığı və kompensənin olmadığı halda

$$B_T \approx \Delta \varepsilon_a / 2k \quad (4.4.2)$$

Bu ifadədə $\Delta \varepsilon_a$ - aşqar (donor və ya akseptor) atomlarının daxil edildikləri yarımkəçirici maddədə ionlaşma enerjisi, k - isə Bolsman sabitidir.

Kompensə olunmuş, lakin aşqar atomlarının tam ionlaşmadığı yarımkəçiricidə:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon_a / k \quad (4.4.3)$$

Məxsusi keçiricilik halında isə:

$$B_T \approx \Delta \varepsilon / 2k \quad (4.4.2)$$

Sonuncu ifadədəki $\Delta \varepsilon_a$ - yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zonasının enidir.

Termistorun əksər halda oksid yarımkəçiricilərin, daha doğrusu, kimyəvi elementlərin dövrü sistemində, titandan sinkə qədər sırada yerləşən keçid qrupu materialların («keçid elementlərinin») oksidləri əsasında düzəldilir.

Qeyd etmək lazımdır ki, ion rabitəsinin üstünlük təşkil etdiyi belə oksid yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi, kovalent rabitəli yarımkəçiricilərinkindən fərqlənir. Belə ki, keçid elementləri üçün dolmamış elektron təbəqələrinin mövcud olması və dəyişən valentlik xarakterikdir. Bunun da nəticəsində, həmin kimyəvi elementlərin oksidləri əmələ gələrkən müəyyən şəraitdə eyni kristalloqrafik vəziyyətdə

yerləşən ionlar müxtəlif yüklərə malik olur. Belə materialların elektrik keçiriciliyi qonşu ionlar arasında baş verən elektron mübadiləsi ilə əlaqədar olur. Temperaturun dəyişməsi ilə maddədəki ionlar arasında elektron mübadiləsinin intensivliyinin dəyişməsi nəticəsində oksid yarımkəçiricidən hazırlanmış termistorda da müqavimətin temperaturdan asılılığı əsasən kovalent yarımkəçiricidən hazırlanmış termistordakı kimidir. Bu iki hal arasındakı başlıca fərq yalnız ondan ibarət olur ki, B_T – temperatur həssaslığı əmsalı oksid yarımkəçiricidən hazırlanmış termistorda sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının dəyişməsinə deyil, ionlar arasında elektron mübadiləsinin intensivliyini əks etdirir.

Bəzi oksid yarımkəçiricilərdə (məsələn, V_2O_4 və V_2O_3 -də) faza çevrilməsi temperaturlarında (68°C və -110°C) xüsusi müqavimətin bir neçə tərtib azalması müşahidə olunur. Bu hadisə həmin yarımkəçiricilərdən faza çevrilməsinin baş verdiyi temperatur diapazonunda işləyən və müqavimətin temperatur əmsalının böyük mütləq qiymətə malik olduğu termistor düzəltməyə imkan verir. Belə termistorda $B_T < 0$.

Birbaşa qızdırılan termistorun əsas parametrləri, nominal müqavimət, temperatur həssaslığı əmsalı, müqavimətin temperatur əmsalı, səpilmə əmsalı, yol verilən maksimal işçi temperatur, yol verilə bilən maksimal səpilmə gücü, enerji həssaslığı əmsalı və zaman sabitidir. Bu cihazın əsas xarakteristikaları isə statik volt-ampere xarakteristikası və temperatur xarakteristikasıdır.

Termistorun temperatur xarakteristikası – onun müqavimətinin temperaturdan asılılığına (şəkil 4.4.1), **statik voltamper xarakteristikası** – isə termistorla ətraf mühit arasında istilik tarazlığı qərarlaşdığı şəraitdə, termistordakı

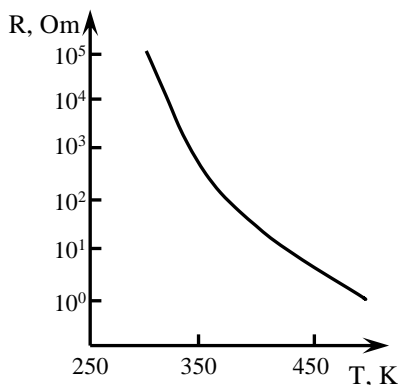
gərginlik düşküününə ondan keçən cərəyandan asılılığına deyilir (şəkil 4.4.2). Termistorun VAX-nın kiçik cərəyan və

gərginlik oblastında xətti olması onunla izah edilir ki, bu halda termistorda ayrılan Coul gücü cihazın temperaturunu nəzərə çarpacaq dərəcədə dəyişə bilmir. Lakin cərəyanın sonrakı artması ilə, termistorda ayrılan Coul istiliyi cihazın temperaturunu nəzərə çarpacaq qədər dəyişir. Bu halda cihazın yekun temperaturu iki amillə, daha doğrusu, ətraf mühitin

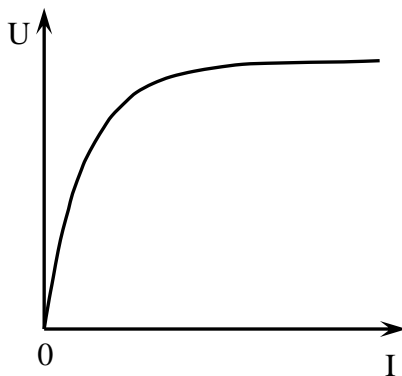
temperaturu və termistorun Coul istiliyi hesabına qızması ilə təyin olunur. Termistordan

axan cərəyanın belə qiymətlərində cərəyanın artması ilə termistorun müqaviməti kiçilir və nəticədə cihazın statik volt-amper xarakteristikasının xəttiliyi pozulur. Daha böyük cərəyanlarda isə cihazda ayrılan Coul istiliyinin kifayət qədər böyük olması

nəticəsində, hətta statik VAX-da düşən (mənfi differensial müqavimətli) oblast da müşahidə oluna bilər.



Şəkil 4.4.1 Termistorun temperatur xarakteristikası



Şəkil 4.4.2 Termistorun statik volt-amper xarakteristikası

Termistorun nominal müqaviməti – adətən $20^{\circ}C$ -də onun malik olduğu müqavimət, B_T - temperatur həssaslığı isə - müqavimətin temperaturdan asılılığının ifadəsində (temperatur xarakteristikasında) eksponentin üstünü göstərir. Bu parametrlər (B_T) təcrübə olaraq, termistorun müqavimətini iki müxtəlif (T_1 və T_2) temperaturda ölçməklə

$$B_T = \frac{\ln(R_2 / R_1)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (4.4.5)$$

ifadəsindən təyin edilir.

Termistorun müqavimətinin temperatur əmsalı (R_T) - cihazın müqavimətinin $\frac{dR}{R}$ - nisbi dəyişməsinin, həmin dəyişmənin baş verdiyi dT - temperatur dəyişməsinə nisbətini göstərir:

$$R_T = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (4.4.6)$$

Bu əmsalın qiyməti temperaturdan asılı olduğundan, həmişə onun indeksində, R_T -nin verilmiş qiymətinin ölçüldüyü temperatur göstərilir. Bu əmsalın temperatur asılılığının ifadəsini

$$R_T = R_0 \exp\left(\frac{B_T}{T}\right) \quad (4.4.7)$$

$$R_T = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (4.4.8)$$

ifadələrindən istifadə etməklə müəyyənləşdirmək mümkündür. Bu əməliyyatlar nəticəsində

$$R_T = -B_T T^2 \quad (4.4.9)$$

olar. Müxtəlif termistorlar üçün otaq temperaturunda $R_T \approx -(0.8 \div 6.0) \cdot 10^{-2} K^{-1}$.

Termistorun səpilmə əmsalı (H) – ədədi qiymətcə, cihazla ətraf mühit arasında 1 K temperatur fərqi mövcud olduqda, termistor tərəfindən səpilən, yaxud da termistoru 1 K qızdırmaq üçün onda ayrılması lazım gələn gücü göstərir.

Termistorun yol verilən maksimal işçi temperaturu - elə ən yüksək temperaturdur ki, bu temperaturda hələ də cihazda dönməyən istilik prosesləri, yəni parametr və xarakteristikaların dönməyən dəyişmələri baş vermir. Bu temperatur həm termistorun hazırlandığı materialla, həm də onun konstruksiya xüsusiyyətləri ilə təyin olunur.

Termistorun yol verilə bilən maksimal səpilmə gücü isə - elə gücdür ki, cihazda otaq temperaturunda (20°C) bu qədər güc ayrıldıqda, o, yol verilən maksimal işçi temperatura qədər qıza bilir.

Termistorun enerji həssaslıq əmsalı (G) – cihazın müqavimətini 1% dəyişə bilən gücə deyilir.

Termistorun həssaslıq və səpilmə əmsalları arasında

$$G = \frac{H}{R_T} \quad (4.4.10)$$

şəklində əlaqə mövcuddur.

Termistorun zaman sabiti (τ_T) - elə zaman müddətidir ki, həmin müddət ərzində cihazın ətraf mühitə nəzərən temperaturu e – ədədi dəfə, yəni ~63 % azala bilsin. Bu kəmiyyət termistorun istilik ətalətini müəyyən edir və cihazın konstruksiyasından, eləcə də ölçülərindən asılı olmaqla, həm də termistorun yerləşdiyi mühitin istilik keçirməsi ilə təyin olunur. Müxtəlif tip termistorlar üçün $\tau_T \approx 0.5 \div 140$ saniyə tərtibində olur.

Dolayı yolla qızdırılan termistor, əlavə istilik mənbəyinə, yəni qızdırıcıya malik olur.

Bu növ termistor müxtəlif konstruksiyalarda hazırlansa da onların hamısı üçün ümumi bir xüsusiyyət var. Bu ümumi xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, bütün konstruksiyalarda cihazda bir-birindən təcrid edilmiş iki elektrik dövrəsi mövcud olur. Həmin elektrik dövrlərindən biri idarə edən, digəri isə – idarə olunan dövrədir.

Dolayı yolla qızdırılan termistorun, birbaşa qızdırılan termistora aid olan parametr və xarakteristikalarla yanaşı, həm də yalnız onun özünə xas olan parametr və xarakteristikaları da var.

Həmin parametrlərdən ən başlıcası termistorun qızdırılma xarakteristikasıdır.

Termistorun qızdırılma xarakteristikası – onun müqavimətinin qızdırıcı spiraldə (dövrədə) ayrılan gücdən asılılığını göstərir.

Digər parametrlər sırasında isə termistorun istilik rəbitəsi əmsalını və zaman sabitini göstərmək olar.

Dolayı yolla qızdırılan **termistorun istilik rəbitəsi əmsalı** (k_0) – termistorun termohəssas elementini birbaşa (P_T) və dolayı yolla (P_q) eyni bir temperatura qədər qızdırmaq

üçün lazım olan güclərin nisbətini $\left(k_0 = \frac{P_T}{P_q} \right)$ göstərir.

Dolayı yolla qızdırılan termistorun **istilik ətaləti** iki zaman sabiti ilə xarakterizə olunur. Bunlardan birincisi, dolayı yolla qızdırılan termistorun bütövlükdə, yəni bütün qurğunun, ikincisi isə, yalnız onun termohəssas elementinin istilik ətalətini xarakterizə edir.

§ 4.4.2. Termoelektrik hadisələri. Termoelektrik generatoru

Termoelektrik hadisələri, yəni Zeyebek və Peltze effektləri əsasında işləyən cihazlar bütövlükdə termoelektrik cihazları adlanır. Bu cihazlara termoelektrik generatoru, termoelektrik soyuducusu, termoelektrik qızdırıcısı və ya termoelektrik istilik nasosu aiddir. Termoelektrik hadisələri yarımkeçirici materiallarda daha güclü müşahidə olunduğundan termoelektrik cihazları başlıca olaraq bu materiallardan hazırlanır.

Termoelektrik cihazları adətən **termocüt**, yaxud **termoelement** adlanan və müxtəlif keçiricilik tipinə malik iki qoldan ibarət sadə işçi tərkib hissələrindən təşkil olunur. Həmin qolların bir-biri ilə qoşulma nöqtəsi – kontakt adlanır.

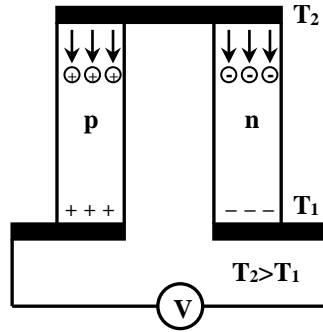
Termoelektrik qurğuları – isə çoxlu sayda termoelementdən təşkil olunur. Belə qurğu **termobatareya**, yaxud da **termoblok** adlanır.

Termoelementin kontaktları arasında temperatur fərqi mövcud olduqda həmin termoelementin daxil olduğu dövrdə elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) yaranır. Bu e.h.q.-nə **termoelektrik hərəkət qüvvəsi** (termo- e.h.q.) deyilir (şəkil 4.4.3).

Termo- e.h.q. ümumi halda üç komponentdən ibarət ola bilər. Birinci komponent sistemdə sərbəst yükdaşıyıcıların isti kontaktdan soyuq kontakta diffuziyası ilə bağlıdır. Belə diffuziya iki səbəbdən, yəni isti uca sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının, həm də kinetik enerjisinin soyuq ucdakından yüksək olması hesabına baş verə bilər. İsti ucdan əsas yükdaşıyıcıların soyuq uca tərəf getməsi nəticəsində burada (isti uca) onların yükünü kompensə

edən əks işarəli bağlı ionlar qalır. Nəticədə, soyuq və isti uclar arasında potensiallar fərqi yaranır. Termoelementin qolları müxtəlif keçiricilik tipinə malik yarımkəçiricilərdən təşkil olunduğundan, baxılan sistem bütövlükdə özünü ardıcıl qoşulmuş gərginlik elementləri batareyası, yəni sabit cərəyan mənbəyi kimi aparır. Ola bilər ki, baxılan temperaturda termoelementin hər iki qolunun isti ucunda artıq əvvəlcədən bütün aşqar atomları ionlaşmış olsun və buna görə də sərbəst yükdaşıyıcıların diffuziyası yalnız isti və soyuq uclarda kinetik enerjinin fərqlənməsi hesabına baş versin.

Hər iki halda elektronların n-tip keçiricikli qoldan p-tip keçiricikli qola və əksinə p-tip keçiricikli qoldan n-tip keçiricikli qola diffuziyası mümkün deyil. Çünki belə diffuziya prosesini kontaktlarda mövcud olan daxili kontakt potensiallar fərqi hesabına yaranmış potensial çəpər əngəlləyir.



Şəkil 4.4.3 Termoelementin dövrəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsinin yaranmasının sxematik təsviri

Termoelementdə yaranan termo- e.h.q.-nin ikinci komponenti, cihazın hər iki qolunun kontaktında mövcud olan

$$\varphi_{k0} = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} \quad (4.4.11)$$

kontakt potensiallar fərqi, temperaturdan asılılığı hesabına isti və soyuq kontaktlardakı potensiallar fərqi

bir-birindən fərqlənməsi ilə ($\varphi_{k.isti} \neq \varphi_{k.soyuq}$ olması) bağlıdır. Belə asılılığın mövcud olması nəticəsində termoelementin dövrəsində **termo- e.h.q.-nin diffuziya komponenti** ilə eyni istiqamətdə yönəlmiş **kontakt komponenti də** yaranır.

Nəhayət, termoelementin isti ucunda temperatur yüksəldikcə fononların sayı artdığından, onların isti ucdan soyuq uca doğru diffuziyası baş verir. Termo- e.h.q.-nin üçüncü komponenti isti ucdan soyuq uca diffuziya edən fononların sərbəst yükdaşıyıcıları özlərinin ardınca dartmasıdır. Bu komponent **termo- e.h.q.-nin fonon sövqü komponenti** adlanır.

Göstərilən üç komponentdən təşkil olunan yekun termo- e.h.q. – termoelementin kontaktlarının (birləşmə yerlərinin) $\Delta T = T_2 - T_1$ temperaturları fərqindən və termoelementi təşkil edən yarımkeçiricilərin elektrofiziki xassələrindən asılı olur. Temperaturların çox da böyük olmayan fərqləri diapazonunda praktiki məqsədlər üçün kifayət sayıla bilən dəqiqliklə termo- e.h.q.-nin qiyməti (ε_T) - termoelementin kontaktlarının temperaturları fərqi (ΔT) ilə mütənasib olduğunu

$$\varepsilon_T = \alpha_T \Delta T$$

qəbul etmək mümkündür. Buradakı α_T - mütənasiblik əmsalı, **termo- e.h.q. əmsalı** adlanır.

Termoelementdən sabit cərəyan keçdikdə həmin cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq, elementin birləşmə yerlərində (kontaktlarında) Coul istiliyindən əlavə istilik ayrılır və ya udulur. Bu hadisə **Peltje effekti**, ayrılan istilik isə, **Peltje istiliyi** adlanır. Ayrılan Peltje istiliyinin miqdarı kontaktdan keçən cərəyanın qiymətindən (I) və onun keçmə müddətindən (t) düz mütənasib asılıdır:

$$Q_p = \pm P_0 I t \quad (4.4.13)$$

Burada, P_0 - mütənasiblik əmsalı olub, **Peltje sabiti** adlanır.

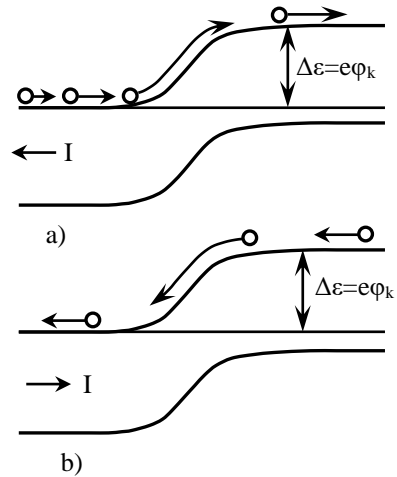
Sonuncu ifadədəki «müsbət» və «mənfi» işarələri, uyğun olaraq, Peltje istiliyinin ayrılması və udulmasını göstərir. İstiliyin ayrılması ($Q_p > 0$) və udulması ($Q_p < 0$) isə, artıq deyildiyi kimi kontaktdan keçən cərəyanın istiqamətindən asılıdır.

Peltje effektinin başvermə səbəbini termoelementin enerji diaqramına əsasən keyfiyyətcə aşağıdakı kimi izah etmək olar.

Termoelementdən cərəyan axdıqda həmin cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq (şəkil 4.4.4, a) kontaktda yükdaşıyıcıların cərəyanda iştirak etməsindən başqa, həm də onları kontaktın $e\varphi_k$ - potensial çəpərindən aşırmaq üçün

$\Delta\varepsilon = e\varphi_k$ miqdarda enerji sərf olunur. Bu əlavə enerji elektronlara qəfəsin enerjisi hesabına verildiyindən kontakt soyuyur.

Cərəyanın əks istiqamətində isə, yükdaşıyıcılar həmin kontaktdan keçdikdə (şəkil 4.4.4, b) əksinə hadisə baş verir. Bu halda potensial çəpərə düşən yükdaşıyıcılar öz enerjisini, düşdükləri hissədəki yükdaşıyıcıların enerjisi ilə bərabərləşdirmək üçün $\Delta\varepsilon = e\varphi_k$ - qədər enerjini kristal qəfəsə verir. Nəticədə,



Şəkil 4.4.4 Cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq termoelementin kontaktlarında Peltje istiliyinin udulması (a) və ayrılmasını (b) izah edən enerji diaqramları

yükdaşıyıcıların özləri soyuyur, kristal qəfəsin kontakt oblastındakı hissəsi isə qızır. Beləliklə, cərəyanın bu istiqamətində kontaktda Coul istiliyindən əlavə istilik ayrılır.

Əgər termoelementdən sabit cərəyan buraxılırsa, onun kontaktlarından biri soyuyar, digəri isə qızır. Bu halda sanki sistemdən axan cərəyan istiliyi onun bir kontaktından alıb, digər kontaktına ötürən istilik nasosu rolunu oynayır.

Peltye effekti Zeyebek effektinin tərsinə olan prosesdir. Buna görə də eyni bir termoelement üçün P_0 - Peltye və α_T - termo- e.h.q. əmsalları arasında

$$P_0 = \alpha_T T \quad (4.4.13)$$

Şəklində münasibət mövcuddur.

Termoelektrik generatoru – termoelementlər sistemindən təşkil olunmuş və istilik enerjisini, birbaşa elektrik enerjisinə çevirən termoelektrik qurğusudur.

Bu qurğu bir enerji növünü digərinə çevirmək funksiyasını yerinə yetirdiyindən, onun ən başlıca parametri faydalı iş əmsalıdır.

Termoelektrik generatorunun faydalı iş əmsalı, cihazın dövrəsinə qoşulmuş işlədicidə (yükdə) ayrılan faydalı gücün qurğunun istilik udan (qızdırılan) kontaktına verilən ümumi istilik gücünə nisbətini göstərir. Bu əmsalı təyin etmək üçün sadə halda bir termoelementin işini araşdıraraq.

Fərz edk ki, qollarının hər birinin uzunluğu l , en kəsiklərinin sahələri, xüsusi müqavimətləri, xüsusi və tam istilikeçirmə əmsalları isə uyğun olaraq $S_1, S_2, \rho_1, \rho_2, \chi_1, \chi_2$ və χ olan termoelementin kontaktları arasında $\Delta T = T_2 - T_1$ temperatur qradienti yaradılıb və bu termoelementə R_y müqavimətli bir işlədici (yük) qoşulub.

Eyni zamanda fərz edək ki, $T_2 > T_1$. Bu halda termoelementdə

$$\varepsilon_T = \alpha_T \Delta T = \alpha_T (T_2 - T_1) \quad (4.4.14)$$

qədər termo- e.h.q. yaranar. Əgər termoelementin özünün müqaviməti

$$R = \rho_1 \frac{l}{S_1} + \rho_2 \frac{l}{S_2} \quad (4.4.15)$$

olarsa, baxılan halda yük müqavimətindən (işlədicidən)

$$I_T = \frac{\varepsilon_T}{R + R_y} \quad (4.4.16)$$

qədər termoelektrik cərəyanı axar. Nəticədə, R_y - işlədicisində

$$P_y = I_T U_y = I_T^2 R_y \quad (4.4.17)$$

qədər faydalı güc ayrılır.

Termo- e.h.q.-nin və termoelektrik cərəyanının (4.4.14) və (4.4.16) ifadələrini (4.4.17)-də nəzərə aldıqda:

$$P_y = I_T^2 R_y = \frac{\varepsilon_T^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y \quad (4.4.18)$$

olar. Sistemdən axan termoelektrik cərəyanı vahid zaman ərzində kontaktlarda

$$Q_p = P_0 I_T = \alpha_T T I_T = \frac{\alpha_T^2 (T_2 - T_1)}{R + R_y} \cdot T \quad (4.4.19)$$

qədər Peltje, qollarda isə

$$Q_C = I_T^2 R \quad (4.4.20)$$

qədər Coul istiliyi yaradar.

Sadələşdirilmiş halda fərz etmək olar ki, ayrılan Coul

istiliyi kontaktlar arasında bərabər paylanıb. Onda T_2 - temperaturu isti kontaktda

$$Q_{p2} = \frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1)}{R + R_y} \cdot T_2 \quad (4.4.21)$$

qədər Peltje istiliyi udular və eyni zamanda

$$Q_{C2} = \frac{1}{2} I_T^2 R = \frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1)}{2(R + R_y)^2} \cdot R \quad (4.4.22)$$

qədər Coul istiliyi ayrılır.

Beləliklə, sistemdə I_T - termoelektrik cərəyanı yaratmaq üçün isti (istilik udan) kontakta xaricdən (qızdırıcıdan) vahid zamanda

$$Q_\chi = \chi(T_2 - T_1) \quad (4.4.23)$$

qədər istilik verildikdə, həm də isti kontakda Peltje istiliyinin udulduğunu, daha doğrusu bu istilik miqdarını kompensə etmək lazım gəldiyini və yaranmış termoelektrik cərəyanı hesabına

$$Q_{C2} = \frac{1}{2} I_T^2 R \quad (4.4.24)$$

qədər Coul istiliyi ayrıldığına nəzərə almaq lazımdır. Ona görə də termoelementin f.i.ə.:

$$\eta = \frac{P_y}{Q_\chi + Q_{p2} - \frac{1}{2} Q_C} = \frac{\frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R_y}{\chi(T_2 - T_1) + \frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1) \cdot T_2}{(R + R_y)^2} - \frac{1}{2} \frac{\alpha_T^2(T_2 - T_1)^2}{(R + R_y)^2} \cdot R}$$

olar. $m = \frac{R_y}{R}$ əvəzləməsi etdikdə bu ifadə

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{\chi R \cdot (m+1)}{\alpha_T^2 T_2} - \frac{T_2 - T_1}{2(m+1) \cdot T_2} \cdot R} \quad (4.4.25)$$

Şəklinə düşər.

Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, termoelementin f.i.ə. **dönən istilik maşınının faydalı iş əmsalı**

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2}, \quad (4.4.26)$$

və termoelementdə istilikkeçirmə, eləcə də Coul istiliyi hesabına baş verən dönməyən itkiləri xarakterizə edən

$$\eta = \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{\chi R \cdot (m+1)}{\alpha_T^2 T_2} - \frac{T_2 - T_1}{2(m+1) \cdot T_2}} \quad (4.4.27)$$

kimi iki vuruqdan ibarətdir.

İkinci vuruğun daha doğrusu, (4.4.27) ifadəsinin məxrəcindəki χR hasili termoelementin qollarının materialından $(\rho_1, \rho_2, \chi_1, \chi_2)$ və en kəsiklərinin sahəsindən $(S_1$ və $S_2)$ asılıdır. Eyni material və T_1, T_2 temperaturlarında ən böyük f.i.ə. almaq üçün, S_1 və S_2 en kəsiklərini elə seçmək lazımdır ki, χR hasili özünün minimal qiymətini alsın. Bu qiyməti

$$\frac{d(\chi R)}{d\left(\frac{S_1}{S_2}\right)} = 0 \quad (4.4.28)$$

şərtindən hesablamaq olar. Bu şərt daxilində:

$$\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt} = \sqrt{\frac{\rho_1}{\chi_1} \cdot \frac{\rho_2}{\chi_2}} \quad (4.4.29)$$

Termoelementin qollarının en kəsiklərin nisbətlərinin belə optimal qiymətlərində

$$(\chi R)_{min} = \left(\sqrt{\rho_1 \chi_1} + \sqrt{\rho_2 \chi_2}\right)^2 \quad (4.4.30)$$

Adətən, termoelementin f.i.ə.-nin ifadəsindəki $\frac{\chi R}{\alpha_T^2}$

vuruğunun tərsi olan $\frac{\alpha_T^2}{\chi R}$ kəmiyyətinin $\left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt}$ -a uyğun

qiymətini Z -lə işarə edirlər və:

$$Z = \frac{\alpha_T^2}{\chi R} \left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{opt} \quad (4.4.31)$$

kəmiyyəti **termoelementin effektivliyi**, yaxud da **keyfiyyət əmsalı** adlanır. Başqa şəkildə:

$$Z = \frac{\alpha_T^2}{\left(\sqrt{\rho_1 \chi_1} + \sqrt{\rho_2 \chi_2}\right)^2} \quad (4.4.32)$$

Beləliklə, termoelementin f.i.ə. üç əsas amildən:

- 1) Yalnız termoelementin qollarının hazırlandığı materialın fiziki parametrlərindən asılı olan Z – keyfiyyət əmsalından;
- 2) Kontaktların arasındakı $\Delta T = T_2 - T_1$ temperatur fərqindən;
- 3) Termoelementin R – müqavimətinin, işlədicinin R_y -

müqavimətinə olan

$$\left(m = \frac{R_y}{R} \right)$$

nisbətindən asılıdır.

Termoelementin

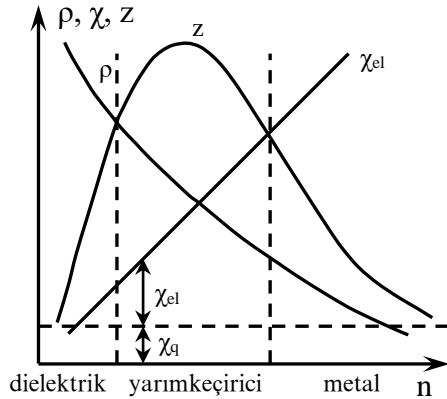
f.i.ə.-nin maksimal qiymətini təmin etmək

üçün $m = \frac{R_y}{R}$ nisbətinin

də optimal qiymətini seçmək lazımdır.

$$T = \frac{1}{2}(T_2 + T_1) \text{ olduqda:}$$

$$m_{opt} = \sqrt{1 + Z\bar{T}}. \quad (4.4.33)$$



Şəkil 4.4.5. Bərk cisimlərin xüsusi elektrik müqavimətinin (ρ), xüsusi istilik keçirməsinin (χ) və termoelektrik effektivliyinin (Z) onlardakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyadan asılılığı

Əgər Z və m_{opt} -in ifadələri, termoelementin f.i.ə. üçün olan ümumi (4.4.25) ifadəsində nəzərə alınsa, onda f.i.ə.-nin yalnız termoelementin kontaktlarının temperaturlarından və Z – keyfiyyət əmsalından asılı olan maksimal qiyməti üçün:

$$\eta_{max} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \cdot \frac{m_{opt} - 1}{m_{opt} + \frac{T_1}{T_2}} \quad (4.4.34)$$

olar.

Sonuncu ifadədən görünür ki, termoelementin kontaktlarının müəyyən T_1, T_2 temperaturlarında, $Z \rightarrow \infty$ olduqda, həmin termoelementin f.i.ə.-nin η_{max} - qiyməti ideal istilik maşınının f.i.ə.-na çatır.

Termoelementin f.i.ə.-nin qiymətinin ideal istilik maşınının f.i.ə.-nin qiymətinə yaxınlaşması üçün həm Z –

kəmiyyətinin qiyməti böyük olan, həm də yüksək temperaturalara dözə bilən material götürmək lazımdır.

Materialların hamısında Z – kəmiyyəti ρ, χ, α_T -dən, sonuncuların hər biri isə - materialdakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından (n_0) asılı olduğundan, bu məqsədlə n_0 -in optimal qiymətinə uyğun material seçmək lazımdır. Bu seçimi aparmaq üçün şəkil 4.4.5-də təsvir olunmuş qrafiklərdən istifadə etmək olar.

Məlumdur ki, materialın xüsusi müqaviməti (ρ) ondakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının kiçik qiymətlərində daha böyükdür və n -in qiyməti artdıqca, kəskin azalır. Digər tərəfdən, ρ -nun çox böyük qiyməti dielektrikə, kiçik qiyməti isə - metala uyğun gəlir. Lakin bu materialların hər ikisində (həm dielektrikdə, həm də metalda) α_T -nın qiyməti kiçikdir.

Materialın xüsusi istilikkeçirməsi qəfəsin (χ_q) və elektron qazının (χ_e) istilikkeçirməsindən təşkil olunur. İlk yaxınlaşmada χ_q - sərbəst yükdaşıyıcıların n_0 konsentrasiyasından asılı deyil, χ_e - isə n_0 -la mütənasibdir.

Metal və metal ərintilərindən təşkil olunmuş termoelementlərdə termo- e.h.q.-nin qiymətinin kiçik, xüsusi istilikkeçirmə əmsalının isə böyük olması nəticəsində, Z -in qiyməti kiçik olur.

Dielektriklərdən hazırlanmış termoelementlərdə isə ρ - böyük olduğundan Z -in qiyməti kiçikdir.

Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının metal və dielektriklərlə müqayisədə aralıq qiymətə malik olduğu materialdan, yəni yarımkəçiricidən hazırlanmış

termoelementdə isə Z -in qiyməti maksimal olur. Hesablamalar göstərir ki, $n_0 \approx (2:3) \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ olduqda, Z – özünün maksimal qiymətini alır. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının bu qiyməti metallardakı qiymətdən təqribən üç tərtib kiçikdir.

§ 4.4.3. Termoelektrik soyuducuları və qızdırıcıları

Termoelementdən sabit elektrik cərəyanı keçdikdə cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq, onun kontaktlarından birində Coul istiliyindən əlavə də istilik ayrılır, digərində isə həmin qədər istilik udulur. Bu zaman soyuyan kontaktda udulan istiliyin miqdarı

$$Q_p = -P_S I. \quad (4.4.35)$$

Burada P_S - soyuyan kontakt üçün Peltje əmsalındır və ümumi halda o, α_T ilə

$$P_S = \alpha_T T. \quad (4.4.36)$$

şəklində əlaqədardır.

Əgər fərz etsək ki, termoelementin R – müqaviməti onun kontaktları arasında bərabər paylanıb, yəni isinən və soyuyan kontaktların R_1 və R_2 müqavimətləri:

$$R_i = R_s = \frac{1}{2} R. \quad (4.4.37)$$

Onda soyuyan kontaktda ayrılan Coul istiliyinin miqdarı:

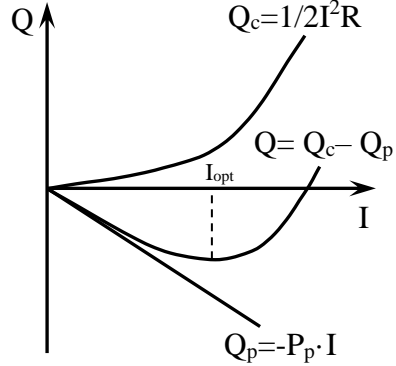
$$Q_C = \frac{1}{2} I^2 R. \quad (4.4.38)$$

Bir kontaktda ayrılan yekun istiliyinin miqdarı isə:

$$Q = Q_p + Q_C = -P_S I + \frac{1}{2} I^2 R. \quad (4.4.39)$$

olar. (4.4.39) ifadəsinin qrafiki təsviri şəkil 4.4.6-da təsvir edildi kimi olar. Bu şəkildən görüldüyü kimi, kontaktdan cərəyan keçmədikdə ($I = 0$ olduqda) $Q = 0$, yəni Peltje və Coul effektlərinin heç biri baş vermir. Kontaktdan axan cərəyanın

kiçik qiymətlərində $Q_p > Q_c$, böyük cərəyanlarda isə $Q_c > Q_p$. Buna görə də termoelementdən axan cərəyanın elə bir optimal qiyməti (I_{opt}) var ki, həmin qiymətdə, Peltje hadisəsi hesabına kontaktın soyuma effekti özünün maksimum həddinə çatır. Cərəyanın bu (I_{opt}) qiymətini,



Şəkil 4.4.6 Termoelementin soyuyan kontaktda ayrılan istilik miqdarının keçən cərəyanın qiymətindən asılılığı

$$Q = -P_s I + \frac{1}{2} I^2 R \quad (4.4.40)$$

ifadəsini differensiallamaqla tapmaq olar. Həmin qiymət:

$$I_{opt} = P_{ps} / R. \quad (4.4.41)$$

$I = I_{opt}$ olduqda

$$Q_{I_{opt}} = -P_{ps}^2 / (2R) \quad (4.4.42)$$

(4.4.42) ifadəsindən görünür ki, termoelementin müqaviməti (R) kiçik olduqca, soyuq kontaktda udulan istiliyin miqdarı (kontaktın soyuma dərəcəsi) daha böyük olar.

Lakin bu heç də o demək deyil ki, termoelementin qollarının S – en kəsiyinin sahəsini böyütməklə və

qollarının l - uzunluğunu kiçiltməklə Peltje effekti hesabına soyuyan kontaktda daha aşağı temperatur (daha yüksək dərəcədə soyuma) almaq olar. Bu yolla soyuma dərəcəsini sonsuz artırmaq mümkün deyil. Çünki termoelementin qollarının uzunluğunu azaltdıqca, isti və soyuq kontaktlar arasında istilik mübadiləsi güclənər və isti kontaktdan istilik sürətlə soyuq kontakta verilər. Ona görə də termoelementin qollarının ölçülərini deyilən qaydada dəyişdirməklə soyuyan kontaktın soyuma dərəcəsi (temperaturunun aşağı düşməsi) yalnız o hala qədər davam edər ki, hələ istənilən kontaktdan istilikkeçirmə hesabına buraya ötürülən istilik miqdarı burada Peltje effekti hesabına udulan istiliyi tam kompensə edə bilməsin. Qeyd etmək lazımdır ki, bu halda ətraf mühitdən soyuyan kontaktda istilik axını nəzərə alınmır və fərz olunur ki, həmin kontakt istilik mübadiləsi baxımından ətraf mühitdən ideal səviyyədə təcrid olunub.

İstilik balans şərti nəzərə alındıqda:

$$-Q_1 = Q_\chi = \chi(T_i - T_s) \quad (4.4.43)$$

və ya

$$T_i - T_s = -\frac{Q_i}{\chi} \quad (4.4.44)$$

Bu ifadələrdəki Q_i - Peltje effekti hesabına soyuyan kontaktda udulan istiliyin miqdarı, T_i və T_s - isə uyğun olaraq isinən və soyuyan kontaktların temperaturlarıdır. Optimal rejimdə

$$(T_i - T_s)_{\max} = -Q_{opt} / \chi = P_{PS}^2 / (2\chi R) \quad (4.4.45)$$

$P_{PS} = \alpha_T T_s$ və $Z = \alpha_T^2 / \chi R$ ifadələrini sonuncu bərabərlikdə nəzərə aldıqda:

$$(T_i - T_s)_{\max} = \frac{\alpha_r^2}{\chi R} \cdot \frac{1}{2} T_s^2 = \frac{1}{2} Z T_s^2. \quad (4.4.46)$$

Beləliklə, söyləmək mümkündür ki, yüksək soyutma qabiliyyətinə malik termoelektrik soyuducusu da, yalnız Z – effektivliyin qiyməti böyük olan yarımkəçirici materiallar əsasında hazırlana bilər.

Yarımkəçirici termoelektrik soyuducusu başlıca olaraq radioelektronikada, tibdə, kənd təsərrüfatında, metrologiyada, kosmik texnikada və məişətdə (məsələn, səyyar, eləcə də nəqliyyat vasitələrindəki soyuducularda) uğurla tətbiq edilir.

Bu soyuducuların soyuda bildikləri həcm kiçik, daha doğrusu təqribən 10 litrə qədərdir. Bundan böyük həcməldə belə soyuducular az effektivdir.

Termoelektrik soyuducularından sabit cərəyan axdığıda cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq, onun bir kontaktı isinir, digəri isə soyuyur. Bu xüsusiyyət, həmin qurğuların termostatlarda tətbiqinə imkan yaradır. Cərəyanın istiqamətini dəyişməklə termoelementin termostat daxilindəki kontaktı ya isinir, ya da soyuyur. Digər tərəfdən bu halda isinən kontaktda Coul istiliyi ilə yanaşı, Peltie istiliyi də ayrıldığından, böyük miqdarda istilik ayrılmasına imkan yaranır.

Belə termoelektrik qızdırıcılarına bəzən **termoelektrik istilik nasosları** da deyilir.

Ə D Ə V İ Y U A T

1. Фистул В.И. «Введение в физику полупроводников». М., «Высшая школа», 1984, -352 с.
2. Abdullayev N.B., İskəndərzadə Z.Ə. «Yarımkeçirici çeviricilər». Bakı, «Elm», 1975, - 246 s.
3. Викулин И.М., Стафаев В.И. «Физика полупроводниковых приборов». М., «Сов.Радио», 1980, -296 с.
4. Жеребцов И.П. «Основы электроники». Л., «Энергоиздат», 1985, - 352 с.
5. Hübətov R.T. «Elektronika». I və II hissə, Bakı, «Maarif», 2002, - 283 s.
6. Hübətov R.T. «Bərk cisimli elektronika». Bakı, AzDNA, 2002, - 172 s.
7. Abdinov Ə.Ş., Mehdiyev N.M. «Optoelektronika», Bakı, «Maarif», 2005, - 410 s.
8. Abdinov Ə.Ş., Məmmədov H.M. «Bərk cisim elektronikasını». Bakı, «Təhsil», 2004, - 135 s.
9. Zərbəliyev M.M. «Yarımkeçiricilər fizikasını», Bakı, «Təhsil», 2008, - 455 s.
10. Eyvazov E.Ə., Fərəcov V.C., Qurbanov S.S. «Yarımkeçiricilər fizikasına giriş». Bakı, «Çinar çap», 2007, - 392 s.
11. Eyvazov E.Ə. «Bərk cisimlər fizikasını». Bakı, «Təhsil», 2003, - 455 s.
12. Həsənov İ.S. «Plazma və dəstə texnologiyasını». Bakı, «Elm», 2007, - 171 s.