

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY TA’LIM, FAN VA  
INOVATSIYA VAZIRLIGI**

**GULISTON DAVLAT UNIVERSITETI**

**“YARIMO'TKAZGICHLAR FIZIKASI”**

**o'quv-qollanma**

**Guliston-2024**

Gaymnazarov Q.G.Usmonov Sh.N.

Yarimo'tkazgichlar fizikasi

o'quv qo'llanma.

O'quv qo'llanma universitet 60530900 Fizika bakalavriat kunduzgi ta'lim yo'nalishi talabalari va pedagogika universitetlari Fizika mutaxassisligi uchun mo'ljallangan. - Yarimo'tkazgichlar fizikasi

Nazariy savollar talabaga ma'lum bir mavzu bo'yicha masalalarni yechish uchun zarur bo'lgan muammolarga yo'naltirish uchun beriladi.

Asosiy formulalar ko'pincha muammolarni hal qilishda qo'llaniladigan nisbatlar shaklida taqdim etiladi. Masalalarni yechishning keltirilgan namunalari ularni yechish metodikasini ishlab chiqishga yordam beradi.

Ushbu o'quv qo'llanmada yarimo'tkazgichlarning tuzilishi va strukturasi, qattiq jismning energetik zonalari nazariyasi, qattiq jismdagi zaryad tashuvchilar statistikasi, yarimo'tkazgich materiallar kristall panjarasining nuqsonlari turlari, yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligining fizik mexanizmlari, yarimo'tkazgichlardagi qutblanish hodisalari yarimo'tkazgich materiallar parametrlariga tashqi muhitning ta'siri, dielektrikning tuzilishi va strukturasi, dielektrlardagi kinetik, termik, optik va magnitik hodisalar, dielektrlarning optik, fotoelektrik va diffuziyaviy hossalari haqida; dielektrlardagi diffuziyaviy, termik va fotoelektrik hossalarning umumiy qonuniyatlari, dielektrik materiallardagi hajmiy va sirtiy diffuziyaviy nuqsonlar hosil bo'lish jarayonlari, bo'linishning ochiq va yashirin chegaralaridagi fizikaviy jarayonlar haqida yozilgan.

## Kirish

O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2018 yil 5 iyundagi PQ-3775-sonli «Oliy ta’lim muassasalarida ta’lim sifatini oshirish va ularning mamlakatda amalga oshirilayotgan keng qamrovli islohotlarda faol ishtirokini ta’minlash bo‘yicha qo‘shimcha chora-tadbirlar to‘g‘risida»gi, va 2021 yil 19 martdagi PQ-5032-sonli “Fizika sohasidagi ta’lim sifatini oshirish va ilmiy tadqiqotlarni rivojlantirish chora-tadbirlari to‘g‘risida”gi Qarorlari ta’lim sohasiga tegishli boshqa me‘yoriy-huquqiy hujjatlarda belgilangan vazifalar va tadbirlarni bajarishda ma‘lum darajadi hizmat qiladi.

Ushbu o‘quv qo‘llanma bakalavr ta’limi bosqichining fizika yo‘nalishi talabalari uchun rejalashtirilgan bo‘lib, ihtisoslik fanlari tarkibiga kiradi. Yarimo‘tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fani fizika sohasining o‘ta dolzarb muammolariga tegishli bo‘lib, yarimo‘tkazgichlar va dielektriklardagi fizik hodisalarning asosiy konuniyatlari bilan tanishtirishdir.

Ushbu fanning vazifasi talabalarda kelajakda mustaqil ilmiy tadqiqot va amaliy ishlab chiqarish jarayonlarida yarimo‘tkazgich materiallarni fizik va kimyoviy hossalari bo'yicha ajrata bilish, ish vazifasi talablarga mos keluvchi yarimo'tkazgich asboblarning hossa va parametrlarini nazariy hisoblay bilish va yarata olish va malakalarini hosil qilishdan iboratdir. Fizikaning zamonaviy holati, yarimo‘tkazgichlarning tuzilishi va strukturasi, qattiq jismning energetik zonalari nazariyasi, qattik jismdagi zaryad tashuvchilar statistikasi, yarimo‘tkazgich materiallar kristall panjarasining nuqsonlari turlari, yarimo‘tkazgichlar elektr o‘tkazuvchanligining fizik mexanizmlari, yarimo‘tkazgichlardagi qutblanish hodisalari, yarimo‘tkazgich materiallar parametrlariga tashqi muhitning ta’siri, dielektrikning tuzilishi va strukturasi, dielektriklardagi kinetik, termik, optik va magnitik hodisalar, dielektriklarning optik, fotoelektrik va diffuziyaviy hossalari, dielektriklardagi diffuziyaviy, termik va fotoelektrik hossalarning umumiy qonuniyatlari, dielektrik materiallardagi hajmiy va sirtiy diffuziyaviy nuqsonlar hosil bo‘lish jarayonlari haqida; bo‘linishning ochiq va yashirin chegaralaridagi fizikaviy jarayonlar haqida tasavvurlarga ega bo‘lishi kerak.

Kursni yaxshi o‘zlashtirishi uchun elektr kursi, kvant mexanikasi va statistik fizikaning bo‘limlari, shuningdek oliy matematikaning zaruriy bo‘limlari bo‘yicha etarli bilim va ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak. Kursning katta qismini auditoriyadan tashkari ishlar tashqil etadi. Bundan tashkari ushbu dastur o‘z ichiga kamrab olgan amaliyot mashgulotlarini o‘tkazish uchun talaba zamonaviy o‘lchov apparaturalari bilan tanish bo‘lishi va elektrik o‘lchovlar o‘tkaza olish ko‘nikmasiga ega bo‘lishi talab etiladi.

## I-BOB

### **Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari**

#### **1.1. «Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» fani. Fanning maqsadi. Fanning vazifasi.**

Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fani fizika soxasining o'ta dolzarb muammolariga tegishli bo'lib, yarimo'tkazgichlar va dielektriklardagi fizik hodisalarning asosiy qonuniyatlari bilan tanishtirishni nazarda tutiladi.

Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fanining maqsadi yarimo'tkazgichlar va dielektriklardagi fizik hodisalarning asosiy qonuniyatlari bilan tanishtirishdir.

Ushbu fanning vazifasi talabalarda kelajakda mustaqil ilmiy tadqiqot va amaliy ishlab chiqarish jarayonlarida yarimo'tkazgich materiallarni fizik kimyoviy xossalari bo'yicha ajrata bilish, ish vazifasi talablarga mos keluvchi yarimo'tkazgich asboblarning xossa va parametrlarini nazariy xisoblay bilish va yarata olish o'quv va malakalarini hosil qilishdan iboratdir.

**1.2. Fizika bo'yicha mutaxassislar tayyorlashda fanning tutgan o'ri. Predmetlararo boglanishg.** Bo'lajak fizik bakalavrlari «Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» fani chegarasida *ishlab chikarish soxasida*: zamonaviy elektron va yarimo'tkazgich texnikasi, elektron boshqaruvga ega bo'lgan maishiy texnik servis xizmati ko'rsatish korxonalarida xizmat ko'rsatishni, yuqori texnik iqtisodiy va energetik ko'rsatkichlarni ta'minlovchi yarimo'tkazgich asboblari jixozlar, qurilmalari va texnologik majmualarni avtomatlashtirilgan tizimlarni samarali ishlatishni o'rganishlari zarur. Shu jixatdan «Yarimo'tkazgichlar fizikasi» o'quv fani ushbu yo'nalish bo'yicha malakali fiziklar tayyorlash tizimining ajralmas bo'gini xisoblanadi.

**1.3. Hozirgi zamon fan va texnikasida yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning o'ri.** Yarimo'tkazgichlarni muhim elektrofizik xususiyatlari tufayli, ular turli xil asboblari yasashda keng qo'llaniladi. Yarimo'tkazgichli asboblari tokni to'g'rilashda (diodlar), tebranishlarni generatsiyalash va kuchaytirishda (tranzistorlar), issiqlik va nurlanish energiyasini elektr energiyasiga

aylantirishda (termoelementlar va fotoelementlar), elektr energiyasini yoruglik energiyasiga aylantirishda (fosforlar, svetodiodlar, lazerlar), temperaturani ulchovchi datchiklar (termistorlar), yoruglik va korpuskulyar nurlanishlarni qayd qilishda (fotorezistorlar va dozimetrlar), bosimni (tenzodatchiklar) va magnit maydonlarni (Xoll datchiklari) o'lchashda qo'llaniladi.

Xar bir asbobni ishi asosida ma'lum bir fizik hodisa yotadi. Shuning uchun yarimo'tkazgichlar fizikasi yarimo'tkazgichlar elektronikasini nazariy asosi xisoblanadi. Yarimo'tkazgich moddalarni yaratish, ular asosida asboblarni yangi ko'rinishlarini yasash, yuqori sifatli yarimo'tkazgich asboblari va integral sxemalar ishlab chiqarish yarimo'tkazgichlar fizikasi sohasida muxim bilimlarni o'rganishni talab qiladi.

#### **1.4. Moddalarni elektrik xususiyatlari bo'yicha klassifikatsiyasi**

Tabiatda hamma moddalar elektrofizik xususiyatlari bo'yicha uchta katta sinfga ajratiladi: metallar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklar.

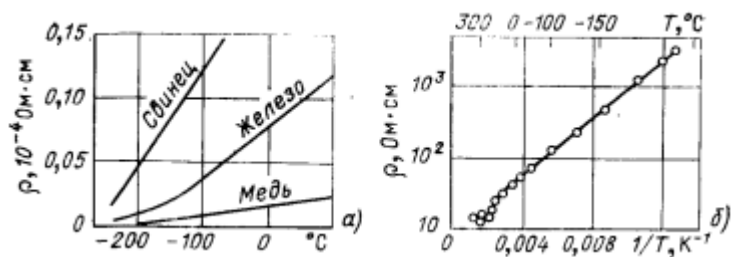
Yarimo'tkazgichlar fizikasi XX-asrning birinchi yarmida, to'g'rirog'i 40-yillarda paydo bo'lgan fandır. Moddalarni ularning elektr o'tkazuvchanligiga qarab guruxlarga ajratishda, akademik A.F. Ioffe birinchi marta yarimo'tkazgich moddalar tushunchasini kiritdi.

Yarimo'tkazgichlar boshqa moddalardan quyidagi xususiyatlar bilan farq qiladi:

1) Elektr o'tkazuvchanlikni musbat temperaturaviy koeffisienti; 2) Yarimo'tkazgichlar solishtirma o'tkazuvchanligini metallarga nisbatan kichikligi, izolyatorlarga nisbatan kattaligi; 3) Toza yarimo'tkazgichlarda tok tashuvchilar konsentratsiyasini metallarga nisbatan juda kichikligi va temperaturaga kuchli bog'liq bo'lishi; 4) Metallarga nisbatan termo E.Yu.K ni qiymatini katta bo'lishi; 5) Yoruglikka va ionlantiruvchi nurlanishga nisbatan yuqori sezgirlik; 6) Kichik konsentratsiyadagi aralashmalar ta'sirida ham o'z xususiyatlarini keskin o'zgartirish qobiliyatini mavjudligi; 7) tokni to'g'rilash effektini mavjudligi.

Metallarda solishtirma qarshilikning qiymati  $10^{-6}$ - $10^{-4}$  Om.sm, yarimo'tkazgichlarda  $10^{-4}$ - $10^{10}$  Om.sm, dielektriklarda  $10^{10}$  Om.sm dan katta qiymatlarni qabul qiladi.

Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'lanishini o'rganishda metallar va yarimo'tkazgichlar orasidagi farq yaqqol namoyon bo'ldi. Ayrim metallar va yarimo'tkazgichlarni solishtirma qarshiliklarini temperaturaga bog'lanish grafiklari 1.1-rasmda keltirilgan.



1.1-rasm

Yarimo'tkazgich moddalar uchun solishtirma qarshilik va solishtirma o'tkazuvchanlikni temperaturaga bog'lanishi xarakteri quyidagichadir:

$$\rho = \rho_0 e^{\beta/T} \quad (1.1)$$

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\beta/T} \quad (1.2)$$

Yarimo'tkazgichlarda solishtirma o'tkazuvchanlik temperatura pasayishi bilan kamayadi, absolyut nol temperaturaga yaqinlashgan sari yarimo'tkazgichlar hossalari ko'ra dielektrlarga yaqinlashadilar. O'tkazuvchanlikni temperaturaviy koeffitsienti yarimo'tkazgichlarda musbat bo'ladi. Bundan kelib chikadiki, yarimo'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar unga issiqlik energiyasi berilganda hosil bo'ladi. Bu zaryad tashuvchilar **issiqlik** yoki **muvozanatiy zaryad tashuvchilar** deyiladi. Tajribalar ko'rsatadiki, yarimo'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar temperaturadan tashqari yoritganda, yadroviy zarrachalar bilan nurlantirganda, yarimo'tkazgichga elektr maydon berilganda, tashqi bosimni o'zgartirganda ham hosil bo'ladi. Bunday hollarda hosil bo'ladigan erkin zaryad tashuvchilar **nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar** deyiladi. Muvozanatiy va nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarni hosil bo'lish jarayoni yarimo'tkazgich moddani strukturasi va undagi aralashmalar mavjudligiga kuchli bog'liqdir.

Yarimo'tkazgichlardagi hamma termoelektrik hodisalar (Tomson effekti, Zeebek effekti, Pelte effekti), shuningdek galvanomagnit va termomagnit hodisalar metallarga nisbatan kuchli namoyon bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarda elektro'tkazuvchanlik yorug'lik va nurlanish ta'sirida bir necha tartibga ortishi mumkin. Undan tashkari, elektron-kovak o'tishda sezilarli foto e.yu.k hosil bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarni xususiyatlari aralashmalar miqdoriga va stexiometrik tarkibga kuchli bog'liq.

Metall bilan yarimo'tkazgich yoki yarimo'tkazgich bilan yarimo'tkazgich chegarasidagi kontakt hodisalar muhim ahamiyatga ega. Metallardan farqli ravishda bu kontaktlar omik hisoblanmaydi. Ko'pgina yarimo'tkazgich asboblarni ishi elektronli va kovakli yarimo'tkazgich chegarasidagi kontakt hodisalardan foydalanishga asoslangan.

Demak, yarimo'tkazgichlar shunday moddalarki, ularni solishtirma qarshiligi modda strukturasi, aralashmalar miqdori va turiga, tashqi sharoitlar:

temperatura, bosim, yoritilish, nurlanish, elektr maydon, magnit maydonga bog'liq bo'ladi.

Metallarda esa o'tkazuvchanlik aralashmalar mavjudligiga, tashqi sharoitga kuchsiz bog'liq bo'lib, istalgan temperaturada undagi erkin elektronlar kontsentratsiyasi o'zgarmas va  $10^{22} \text{ sm}^{-3}$  ni tashqil qiladi. Metallar va yarimo'tkazgichlar orasidagi muhim farqlardan yana biri, ikki yarimo'tkazgichdan iborat zanjir orqali elektr toki o'tganda tok kuchi zanjirga qo'uyilgan potentsiallar farqiga noxiziqli bog'liq bo'ladi.

Yarimo'tkazgich moddalar xuddi o'tkazgichlarga o'xshab, elektronli va ionli bo'ladi. Elektronli yarimo'tkazgichlarga oddiy moddalar: bor V, uglerod S, kremniy Si, fosfor R, oltingugurt S, germaniy Ge, mishyak As, kalay Sn, surma Sb, selen Se, tellur Te, yod I va boshqa InSb, GaAs, InP va boshqa murakkab ximiyaviy birikmalar kiradi. Noorganik moddalardan tashqari yarimo'tkazgich xususiyatiga benzol, naftalin, antratsen, naftatsen, koronen kabi organik moddalar ham ega bo'ladi.

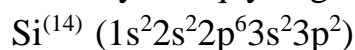
Oddiy yarimo'tkazgich kremniy misolida elektro'tkazuvchanlik mexanizmini ko'rib chiqamiz. Yarimo'tkazgichlarni fizik xususiyatlari ular tashqil topgan atomlarni valent qobiqlari strukturalari bilan bog'liqdir.

Atom fizikasidan ma'lumki, istalgan elementni atomi Ze zaryadli musbat yadrodan va chiziqli o'lchami uzluksiz ortib boruvchi qobiqlarda joylashgan Z elektrondan iborat. Birinchi qobiq K-qobiq, ikkinchisi L-qobiq, uchinchisi M-qobiq va hakoza deb ataladi.

K-qobiq s bilan belgilanadigan bitta qobiqchadan, ikkinchi L qobiq s va p qobiqchalardan, M qobiq s, p va d qobiqchalardan iborat. Qobiqchalar bir-biridan konfiguratsiyalari bilan farq qiladi. Xar bir qobiqcha, ikkinchidan boshlab, bir-biridan fazodagi orientatsiyasi bilan farq qiladigan qator orbitalardan iborat; birinchi s qobiqcha qarama-qarshi spinli ikkita elektron xarakatlanadigan bitta orbitadan iborat. Ikkinchi p qobiqcha xar birida ikkitadan elektron joylashadigan uchta orbitadan iborat, d qobiqcha 10 ta elektron joylashadigan beshta orbitadan iborat. Qobiq nomeri bosh kvant soni deyiladi va n bilan belgilanadi. Bosh kvant soni elektronni ma'lum bir xolatdagi energiyasini aniqlaydi. Qobiqcha nomeri esa orbital kvant soni deyiladi va l bilan belgilanadi. Orbital kvant soni orbita ekstsentrisiteti va unda xarakatlanadigan elektronni orbital xarakat miqdori momentini aniqlaydi. Xarakat miqdori momentini biror o'qqa proektsiyasi magnit kvant soni bilan aniqlanadi.

Bu kvant soni m bilan aniqlanadi. Elektronni xususiy xarakat miqdori momenti spin deb ataluvchi kvant soni bilan aniqlanadi. Pauli printsipi yordamida bitta qobiqda  $2n^2$  elektron, bitta qobiqchada  $2(2l+1)$  elektron joylashishi aniqlangan.

Kremniyda elektronlar xolatlar bo'yicha quyidagicha taqsimlangan:



Bu atomlarda tashqi elektron qobiq qisman to'ldirilgan bo'lib, unda 4-ta elektron mavjud. Kristall hosil bo'lishida, xar bir atomni 4-ta valent elektroni  $3s^2 3p^2$  xolatdan  $sp^3$  gibrid xolatga juftlanmagan spinlar bilan o'tadi va 4-ta fazoviy bog'lanish hosil qiladi. Natijada xar bir atom 4-ta yaqin qo'shni atomlar bilan bog'lanadi va tetraedr markazida joylashadi. Kristall panjarani almazsimon tipi hosil bo'ladi. U kubik panjara xisoblanadi. Bu panjarada xar bir atomni 4-ta tashqi elektroni kovalent bog'lar hosil qilishda ishtirok qiladi. Kristall panjara tugunida Q4 zaryadli musbat Si ioni joylashadi.

Metallarda temperatura ortishi bilan solishtirma qarshilik T temperaturaga mutanosib ravishda ortib boradi, solishtirma o'tkazuvchanlik esa kamayadi, ya'ni

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha T) = \frac{\rho_0}{T_0} T \quad (1.3)$$

Bu erda,  $\rho_0$  - 0<sup>o</sup>S da berilgan metallni solishtirma qarshiligi,  $\alpha$  - qiymati 1G' 273 ga teng bo'lgan qarshilikning temperaturaviy koeffitsienti.

Metallar solishtirma o'tkazuvchanligini temperatura pasayishi bilan ortishi metallarda temperaturaga bog'liq bo'lmagan xolda erkin elektronlar mavjudligi bilan tushuntiriladi. Metallar solishtirma qarshilikining temperaturaga bog'lanish xarakterining muhim xususiyatlaridan biri o'tkazuvchanlikni temperaturaviy koeffitsienti ularda manfiy bo'ladi, ya'ni kichik T<sub>1</sub> temperaturadagi  $\sigma_1$  solishtirma o'tkazuvchanlikni yuqoriroq T<sub>2</sub> temperaturadagi  $\sigma_2$  solishtirma o'tkazuvchanlikdan katta bo'lishidir. Metallarni umumiy xususiyatlarini metall bog'lanish tabiatidan kelib chiqqan xolda tushuntirish mumkin. Metallni kristall panjarasi tugunida atomlar joylashadi. Valent elektronlar butun kristallga tegishli bo'ladi va ular bir vaqtini o'zida o'tkazuvchanlik elektronlari ham xisoblanadi.

Yigirmanchi asr boshida Drude va Lorents metallarni o'tkazuvchanlik elektronlariga gazlarni kinetik nazariyasini qo'lladi va elektron gaz to'g'risidagi tasavvurlarni kiritdi. Erkin elektronlarni bu nazariyasi Om qonunini va elektro'otkazuvchanlikni issiqliko'otkazuvchanlik bilan bog'lanishini, ya'ni Videman-Frants qonunini yaxshi tushuntiradi. Lekin bu nazariya qattiq jismlarda sodir bo'ladigan qator hodisalarni asoslay olmaydi. Masalan, nima uchun qattiq jismlar o'zlarining elektr xususiyatlari bo'yicha metallarga, izolyatorlarga, yarimo'otkazgichlarga bo'linishini bu nazariya bo'yicha tushunish qiyin. Buning uchun elektronlarni kristall panjarada maydonidagi holatini qarab chiqish zarur. Qattiq jismlarni kvant nazariyasi elektronlarni kristall panjara bilan o'zaro ta'sirini qarash asosida moddalarni elektr xususiyatlaridagi farqni tushuntirishga imkon beradi.



**1.5. Qattiq jismlar zonaviy nazariyasi asoslari.** Xar qanday qattiq jism juda ko'p sondagi atomlardan tashqil topadi. Ideal kristall panjara tugunlarida atom yadrolari davriy ravishda joylashadi. Demak qattiq jism ko'p zarrali sistemadir. Ideal davriy kristall panjarani  $V(r)$  potentsial maydonida elektronlar xolatini kvantomexanik nuqtai nazardan qarab chiqamiz. Buning uchun Shredenger tenglamasini echish kerak. Statsionar holat uchun Shredenger tenglamasi quyidagicha k o'rinishga ega:

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (1.4)$$

bu erda  $\hat{H}$ -sistema( kristall)ning to'la energiya operatori yoki Gamilton operatori,  $E$ -kristallning xususiy energiyasi,  $\psi$ -to'lqin funktsiya.

$|\psi|^2 dV$  – fazoni  $dV$  hajm elementida elektronni topilish extimolligini,  $e|\psi|^2$  - tegishli zaryad zichligini bildiradi.

Gamilton operatori 5 ta hadning yigindisidan iborat:

1)  $\hat{K}$  -Elektronlarning kinetik energiya operatori.

$$\hat{K} \text{ q } \sum_i \frac{\hat{p}_i^2}{2m_0} = \sum_i \left( -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) \quad (1.5)$$

Bu erda,  $\hat{p} = -i\hbar\nabla$  -impuls operatori,  $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ ,  $\hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}$ ,  $\hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$  - impuls operatori proektsiyalari,  $\Delta_i = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2}$  -i elektron uchun Laplas operatori.  $m_0$  – elektron massasi

2)  $\hat{T}$  -Yadrolarning kinetik energiya operatori.

$$\hat{T} \text{ q } \sum_i \left( -\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right) \quad (1.6)$$

Bu erda  $\Delta_\alpha = \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_\alpha^2}$  -  $\alpha$  yadro uchun Laplas operatori.  $M_\alpha$  – yadro massasi

3)  $\hat{H}$  -Elektronlarning o'zaro ta'sir potentsial energiya operatori.

$$\hat{H} \text{ q } \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} \quad , \quad i \neq j \quad (1.7)$$

4)  $\hat{V}_0$  - Yadrolarning o'zaro ta'sir potentsial energiya operatori.

$$\hat{V}_0(R_1, R_2, R_3, \dots, R_N) \quad (1.8)$$

5)  $\hat{U}$  -Elektronlar va yadrolarning o'zaro ta'sir potentsial energiya operatori.

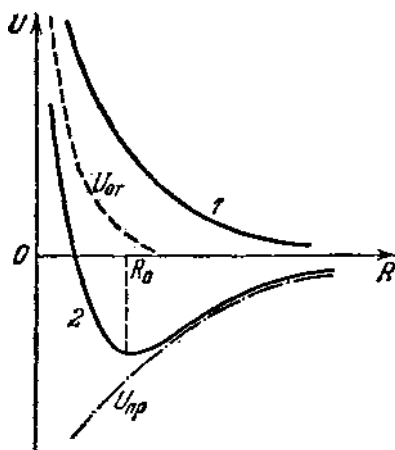
$$U(r_1, r_2, r_3, \dots, r_n, R_1, R_2, R_3, \dots, R_N) \quad (1.9)$$

Gamilton operatori xadlarini xisobga olsak, (1.5) ifodadagi erkin o'zgaruvchilar soni kristalldagi zarralarning to'la soni bilan aniqlanadi. Bunday masalani echish matematik jixatdan juda murakkab, masalani faqat ketma-ket yaqinlashishlar yordamida taqriban echish mumkin. Tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, Shredinger tenglamasini aniq echimini topmasdan ham, etarlicha asoslangan taqribiy xisoblashlar bilan ham qattiq jismning barcha muhim hossalari tushuntirish mumkin.

**1.6. Qattiq jismlardagi kimyoviy bog'lanish turlari.** Ximik bog'lanishlar nazariyasi qattiq jismlarni elektron tuzilishi muammolarini xal qilishda asosiy ahamiyatga ega. Kristall atomlari orasidagi o'zaro ta'sirning asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

1.2 rasmda ikki atomni o'zaro ta'sir potentsial energiyasini ularni yadrolari orasidagi  $R$  masofaga bog'lanishi keltirilgan. 1 xolda energiya hama erda musbat va masofa ortishi kamayishi bilan ortadi. Bu shuni bildiradiki,  $R$  ni istalgan qiymatida atomlar orasida itarishish kuchlari ta'sir qiladi, molekula hosil bo'lishi mumkin emas. 2 xolda qandaydir  $R_0$  masofada potentsial energiya minimum qiymatga erishadi. Bu xolda ikki atomli turg'un molekula hosil bo'lishi mumkin.

2 tipdagi potentsial energiya chizigi ikkita qo'chni: tortishish va itarishish kuchlarini mavjudligidan hosil bo'ladi deb qarash mumkin. To'lik potentsial energiya ikkita yig'indidan: musbat  $U_{itar}$  (masofa ortishi bilan keskin kamayadigan) va manfiy  $U_{tort}$  (masofa kamayishi bilan sekin kamayadigan) energiyalardan tashqil topadi.



**1.2 rasm**

Atomlar orasidagi ximik bog'lanishlarni quyidagi asosiy turlari mavjudligi aniqlangan:

- a) ionli yoki geterobog'lanish

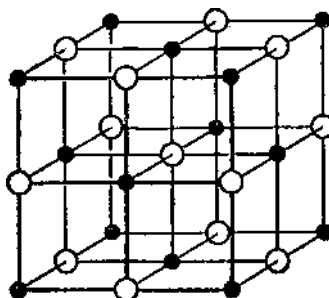
b) kovalent yoki gomeopolyar bog'lanish.

v) Van-der-vaals bog'lanishi.

g) metall bog'lanish.

Tipik yarimo'tkazgichlarda dastlabki ikkita bog'lanish muhim rol o'ynaydi.

**Ion bog'lanish** xolida tortishish kuchlari-kulon elektrostatik kuchlardir. Shu bilan birga qarama-qarshi ionlar bir-biriga tortilib etarli darajada yaqinlashganda ularning elektron qobiqlari bir-biriga kirisha boshlaydi va shu qobiqlar orasida itarishish kuchlari ham paydo bo'ladi. Kristalda bunday tip bog'lanish ,masalan, NaCl molekularida uchraydi. 1.3 rasmda NaCl kristall panjarasini kubik elementar yacheykasi tasvirlangan.



1.3 rasm

Bu elementar yacheyka bir-biriga nisbatan siljigan, bittasi natriyni musbat ionlaridan va ikkinchisi xlorni manfiy ionlaridan tuzilgan, yoklari markazlashgan ikkita kubik panjaradan iborat.

Natriy metalli quyidagi elektron strukturaga ega:  $Na^{11} : (1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^1$

Xlorni elektron strukturasi:  $Cl^{17} : (Ne)^{10}(3s)^2(3p)^5$

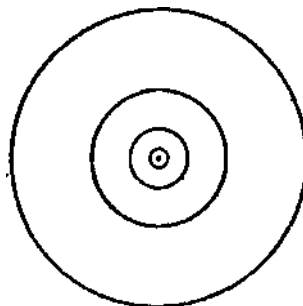
Bunday molekula hosil bo'lishida natriyni yagona 3s valent elektroni 3p gruppasi to'lishi uchun bitta elektron etishmayotgan xlor atomiga o'tadi, natijada  $Na^Q$  va  $Cl^-$  ionlari hosil bo'ladi va ular bir-biri bilan tortishadi. Elektronni bunday o'tishi energetik jixatdan ham qulay, chunki,  $Na^Q$  va  $Cl^-$  ionlaridan iborat sistemani umumiy energiyasi Na va Cl neytral atomlardan iborat sistemaniqiga qaraganda kichik.

Ion **bog'lanishli** kristallarda tugunda ion joylashgan bo'ladi. Mazkur ion atrofidagi qarama-qarshi ishorali eng yaqin ionlar soni  $R$  koordinatsion son deyiladi. NaCl kristallida xar bir musbat ion atrofida manfiy ishorali 6 ta eng yaqin qo'shni ion joylashadi. Demak, mazkur xolda, koordinatsion son 6 ga teng.

Ion **bog'lanishli** kristallar xona temperaturasida izolyator xisoblanadi. Ishkoriy metallar valent  $s$ -elektronlari galogen atomlariga o'tib, kristallda ular bilan mustaxkam **bog'lanish** hosil qiladi. Temperatura ko'tarilishi bilan bunday kristallarda sezilarli ionli o'tkazuvchanlik paydo bo'ladi.

**Gomeopolyar bog'lanish** bir xil, zaryadlanmagan atomlar orasida amalga oshadi. Vodorod molekulasining hosil bo'lishi bunga misol bo'ladi.

Vodorodni asosiy xolatdagi ikkita atomini ko'raylik. Vodorod atomi xaqidagi masalani echimidan ma'lumki, bu xolda xajmiy zaryad zichligi taqsimoti xar bitta atomda sferik simmetriyaga ega. (1.4 rasm)



**1.4 rasm**

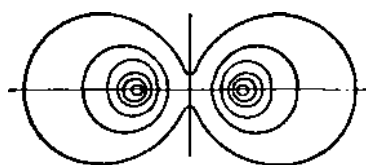
Xar bir atom bu xolda qandaydir  $E_0$  energiyaga ega, u xolda, sistemani to'la energiyasi  $2E_0$  ga teng.

Xar bir atom tarkibiga kiruvchi elektronlar va yadrolar orasidagi o'zaro ta'sir natijasida elektron zichlik taqsimoti o'zgaradi, va sistemani to'liq energiyasi  $E = 2E_0 + U(R)$  ga teng bo'ladi.  $U(R)$ -zaryadlarni kulon o'zaro ta'sir energiyasi.

Agar elektronlar spinlari bir-biriga parallel bo'lsa, o'zaro ta'sirni to'la energiyasi 1 ko'rinishdagi chiziq bilan tasvirlanadi. (1.2-rasm)

Bunday sistemani elektron buluti 1.5-rasmda tasvirlangan. Bu xolda atomlar orasida zaryad zichligi minimumga ega va manfiy zaryad xar bir yadroni yaqinida lokallashgan bo'ladi. O'zaro ta'sir energiyasi xar doim musbat, natijada vodorodni ikki atomi bunday xolda itarishadi.

Agar ikkala spin antiparallel bo'lsa,  $U(R)$  bog'lanish 2 chiziq bilan tasvirlanadi. (1.4 ris).  $U(R)$  minimumga ega bo'ladi. Bu esa  $R = R_0$  da  $H_2$  turgun molekula hosil bo'lishi mumkinligini bildiradi. Bu xol uchun zaryad zichligi teng chiziqlar 1.5,b-rasmda tasvirlangan. Bu xolda ikkala atomni elektron bulutlari ikkala yadroni ham qamrab oladigan xajmiy zaryadni bir butun bulutini hosil qiladi.

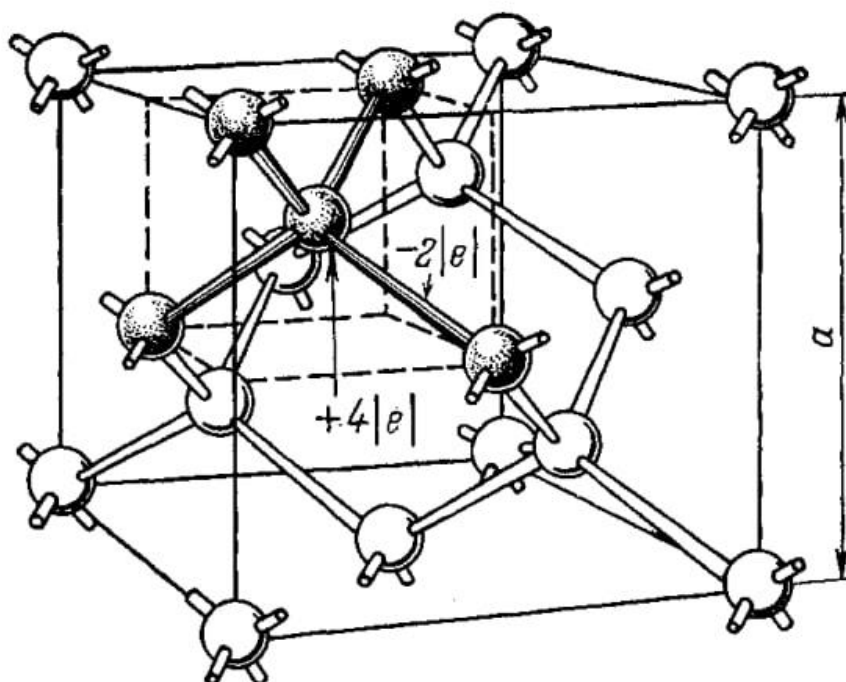


**1.5 rasm**

Gomopolyar bog'lanishni muhim xususiyatlaridan biri uning to'yinganligidir, ya'ni bunday bog'lanishda ikkitadan ortik elektron qatnasha olmasligidir. Shuning uchun uchinchi  $H$  atomi  $H_2$  molekuladan itarishadi.

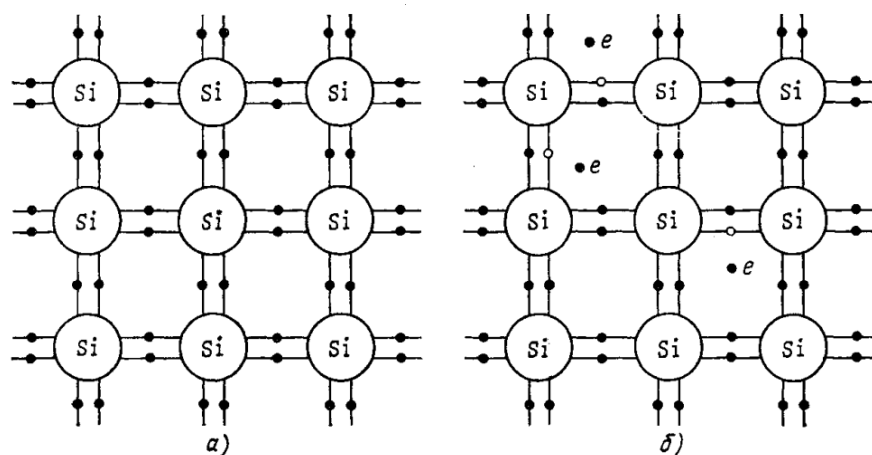
Gomopolyar bog'lanishni boshqa bir xususiyati fazoviy yo'nalganligidir. Buning sababi, valent elektronlar hosil qiladigan natijaviy elektron bulut sferik emas, balki ma'lum bir yo'nalishda cho'zilgan. Boshqa tomondan, gomopolyar bog'lanish vujudga kelishi uchun o'zaro ta'sirlashuvchi atomlarni elektron bulutlari o'zaro ustma-ust tushishi kerak.

Gomopolyar bog'lanish yarimo'tkazgich kristallarda ham, masalan, davriy sistemani 4-chi gurux elementlari- almaz, kremniy, germaniyda uchraydi. Ular kubik kristall panjara tuzilishiga ega. Almazni elementar yacheykasi yoklari markazlashgan kub bulib, uni ichida yana 4-ta atom bo'ladi. Bu ichki atomlarni kubni fazoviy diagonali yo'nalishida diagonal o'zunligini  $\frac{1}{4}$  qismiga teng masofaga yacheykani tashqi atomlarini siljitganda hosil qilish mumkin. Boshqacha aytganda, almaz panjarasini bir-biriga nisbatan siljigan ikkita yoklari markazlashgan kubik panjara sifatida tasavvur qilish mumkin. Bir yoklari markazlashgan yacheykada atomlar soni 4, shuning uchun almaz strukturasi kubik elementar yacheykasida atomlar soni 8 ga teng. (1.6 rasm)



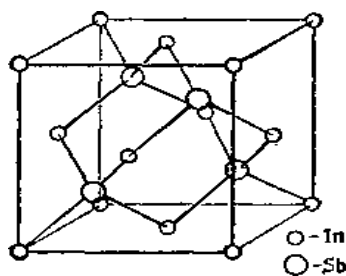
**1.6 rasm**

Kremniy kristallida xar bir atom atrofida 4-ta qo'shni atom bo'ladi. Bu qo'shnilar tetraedr uyalarida, mazkur atom esa tetraedr markazida joylashadi. (1.7 rasm). Kristallni xar bir atomi o'zining 4-ta qo'shnisi bilan 4-ta valent elektroni vositasida bog'langan bo'ladi, bunda xar ikki qo'shni atomning bittadan valent elektroni ular orasida umumiy ikki elektronli bog'lanishni, ya'ni kovalent **bog'lanishni** hosil kiladi.



1.7 rasm

Ko'pgina ximiyaviy birikmalarni kristallarida ion va gomopolyar bog'lanishni oraliq ko'rinishi bo'lgan aralash bog'lanish mavjuddir. Bunday bog'lanishli kristallarga uchinchi va beshinchi gurux elementlarini  $A^3B^5$  birikmalari misol bo'ladi: *InSb, GaAs, GaP*. Bunday kristallarda atomlarni joylashishi almaznikiday, ya'ni har bir atom t o'rtta yaqin qo'shniga ega. *In* atomi 3 ta valent elektronga, *Sb* atomi 5 ta valent elektronga ega, demak, har bir juftlikda 8 ta elektron. Bu esa juft elektronli **bog'lanish** hosil qilish uchun etarli. Lekin, bu erda ikkala komponentni atomlari turlicha bo'lgani uchun elektron bulut nosimmetrik. Shuning uchun *In* va *Sb* atomlari mos ravishda manfiy va musbat zaryadlarga ega va atomlar orasidagi ximiyaviy **bog'lanish** qisman ionli, qisman gomopolyar. (1.8 rasm)



1.8 rasm

**Van-der-vaals bog'lanishli** kristallar panjarasi tugunlarida molekular joylashadi. Ular o'zaro Van-der-Vaals kuchlari vositasida ta'sirlashadi.

Agar moddaning molekulari qutbli bo'lsa, ya'ni dipollardan iborat bo'lsa, ular orasidagi o'zaro ta'sir **orientatsion o'zaro ta'sir** deyiladi. Orientatsion o'zaro ta'sir temperatura ortishi bilan kamayadi.

Kristallar qutbsiz molekulalardan tashqil topgan bo'lsa, ular tashqi elektr maydonining ta'sirida qutblanishi mumkin, bunda molekular induksion elektr

momentlarga ega bo'ladi va ular ham ta'sirlashadi. Bu o'zaro ta'sir temperaturaga bog'liq emas.

Agar neytral molekullar bir-biriga etarlicha yaqin joylashsa ular orasida almashinuv o'zaro ta'sir kuchlari paydo bo'ladi. Bu o'zaro ta'sir dispersion o'zaro ta'sir deyiladi. Van-der-Vaals kuchlari elektrostatik kuchlarga nisbatan juda qisqa masofalarda o'z ta'sirini ko'rsatadi. Elektrostatik kuchlar zaryadlangan zarralar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lsa, Van-der-Vaals kuchlari  $r^{-7}$  ga proporsional ravishda o'zgaradi. Yuqorida aytilganlardan kelib chikadiki, molekulyar o'zaro ta'sir ancha past temperaturalarda mavjud bo'ladi.

**Molekulyar bog'lanishli** kristallarga geliy, argon, kripton, ksenon misol bo'ladi.

**Metall bog'lanishli** kristallarga natriy kristalini misol qilish mumkin Uni bitta valent elektroni bo'lib, u kristall hosil bo'lishida o'z atomidan ajralib, ularni musbat ionlarga aylantiradilar va o'zlari panjara ichida erkin xarakat qiladi. Metall bog'lanishli kristallar tugunlarida elektronidan ajralgan musbat ionlar joylashadi. Bunday kristallar katta elektr o'tkazuvchanlik, yorug'likni yo'tish qobiliyati kabi qator hossalarga ega.

### **1.7. Yarimo'tkazgichlar va dielektrlarning kristallik strukturasi. Brillyuen zonalari.**

Qattiq jismlar ularni tashqil qilgan zarralarning joylashish tartibiga qarab, kristall va amorf jismlarga bo'linadi. Kristall jismlarni tashqil qilgan atomlar joylashishida muayyan, qat'iy tartib mavjud: ma'lum yo'nalishda xar qanday ikki atom orasidagi masofa bir xil. Undan tashqari ularda aniq erish, qotish temperaturasi mavjud. Amorf jismlarda atomlar joylashishida qat'iy tartib mavjud emas,

Ularning fazalarini o'zgartirishida aniq o'tish temperaturalari mavjud emas.

Kristallni tashqil qilgan atomlarning markazlari bir-biri bilan tutashtirilsa fazoviy panjara hosil bo'ladi. Unga **kristall panjara** deyiladi. Kristall simmetriyasi almashtirishlar yoki simmetriya amallari deyiladigan muayyan o'rin almashtirishlar natijasida jismning o'z-o'zi bilan ustma-ust tushishi. Simmetriya almashtirishlariga quyidagilar kiradi:

- 1) jismning barcha nuqtalarini muayyan masofaga parallel kuchirish. (translyatsiya)
- 2) jismning biror o'q atrofida muayyan burchakka burilishi.
- 3) tekislikda akslanish.
- 4) nuqtada yoki inversiya akslanish.

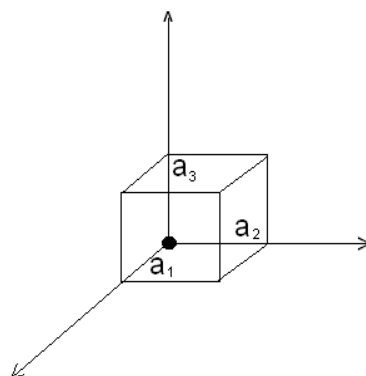
Kristallarda atomlarning joylashishi translyatsion simmetriya hossasiga ega.

Kristallda bir-biriga perpendikulyar bo'lgan uchta yo'nalish olamiz va undagi qo'shni atomlar orasidagi masofalarni  $a_1, a_2, a_3$  vektorlar orqali belgilaymiz. Bu

erda  $a_i$ -vektorlar **asosiy vektorlar** yoki **translyatsion davrlar** deyiladi. Shu uchta  $a_i$  vektorlar ustiga qurilgan parallelepiped **elementar yacheyka** deyiladi. Butun kristallni uni elementar yacheykasini ketma-ket takrorlanishi deb tasavvur qilish mumkin. Ideal kristallning asosiy hossalaridan biri-agar cheksiz kristall

$$\vec{a}_n = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \quad (1.10)$$

vektor qadar ko'chirilsa, u o'z-o'ziga ustma-ust tushadi. Bu operatsiya **translyatsionsimmetriya** deyiladi.



**1.9 rasm**

Elementar yacheykaning xajmi:

$$V_0 = \vec{a}_1 \left[ \begin{array}{cc} \vec{a}_2 & \vec{a}_3 \end{array} \right] \quad (1.11)$$

bo'ladi. Bitta atomli elementar yacheyka bu sodda panjara, bir qancha atom mavjud elementar yacheyka murakkab panjara xisoblanadi. Kristall panjarada atomlarning markazlari joylashadigan nuqtalar **tugunlar** deyiladi. Xar qanday murakkab fazoviy panjara bir-biriga nisbatan siljigan sodda panjaralardan tuzilgan bo'ladi.

Bu sodda panjaralar **Brave panjaralari** deyiladi. Ularning soni 14 ta. (1.10 rasm)



Сингония Тип решётки	Три- клинная	Куби- ческая	Тетраго- нальная	Ромби- ческая	Триго- нальная (ромбоэд- рическая)	Гексаго- нальная	Моно- клинная
Примитивный							
Базоцентри- рованный							
Объёмноцен- трированный							
Гранецентри- рованный							

**1.10 rasm**

Xar xil strukturalar kristall panjarani asosiy vektorlari uzunliklari va ular orasidagi burchaklarga qarab, 7 ta kristall singoniyaga bo'linadi:

**Kubik tizim.** Bu singoniyaga uch xil panjara: sodda, xajmiy markazlashgan, yoklari markazlashgan panjaralar kiradi. Asosiy parametr-kub qirrasining  $a$  uzunligidir.  $a = b = c, \alpha = \beta = \gamma = 90$

**Tetrogonal tizim.** Brave parallelipedi asosi kvadrat bo'lgan to'g'ri prizmadir. Bu tizimga sodda va xajmiy markazlashgan panjaralar kiradi.

Asosiy parametrlar ikkita-kvadrat asosi qirrasining  $a$  uzunligi, parallelipedning  $s$  balandligi.  $a = b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90$

**Geksagonal tizim.** Bu tizimning asosini muntazam olti qirrali prizma tashqil qiladi. Asosiy parametrlar-prizma asosi tomonining  $a$  uzunligi va prizmaning  $s$  balandligi.  $a = b \neq c, \alpha = 120^0, \beta = \gamma = 90^0$

**Romboedrik tizim.** Brave parallelipedi romboedr shaklga ega. Bu tizimning yagona panjarasi yoklari bir xil romblardan iborat sodda panjaralardir. Uning ikki parametri bor: romb qirrasining  $a$  o'zunligi va qirralar orasidagi  $\alpha$  burchak.  $a = b = c, \alpha = \beta = \gamma \neq 90$

**Rombik va ortogonal tizim.** Panjaraning asosiy parametrlari –to'g'ri burchakli Brave parallelipedining qirralarining uzunliklari- $a, b, c$ . Bu tizimda Brave panjarasining 4 xili: sodda, xajmiy markazlashgan, yoklama markazlashgan va asoslari markazlashgan panjaralar mavjud.  $a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90$

**Monoklin tizim.** Brave parallelipedi to'g'ri paralelliped. Uning asosi parallelogrammdan iborat. Monoklin panjaraning 4 ta parametri bor: Brave

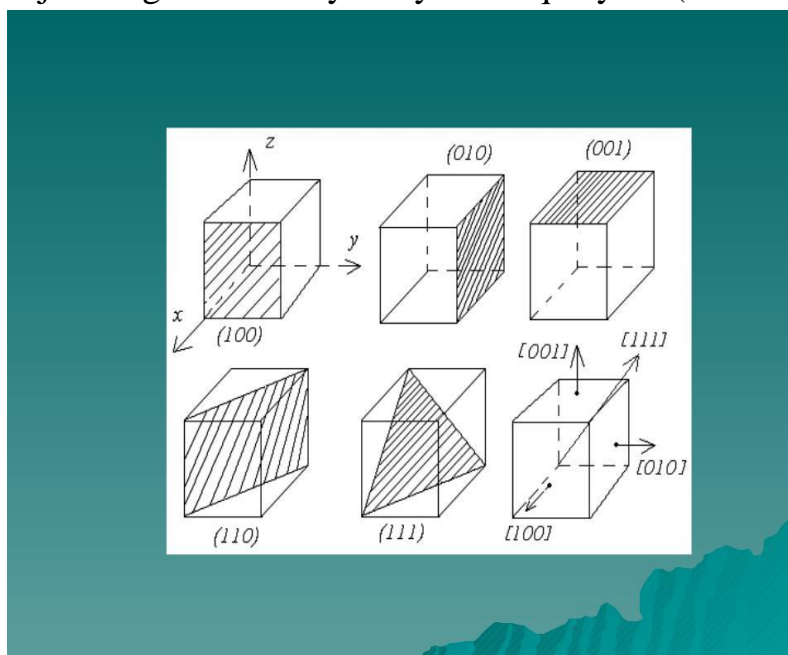
parallelipedi qirralarining  $a, b, c$  uzunliklari va ulardan ikkitasi orasidagi burchak.  $a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ, \beta \neq 90^\circ$

**Triklin tizim.** Bu tizimning panjaralari faqat soda panjaralardir. Brave parallelipedi qirralarining  $a, b, c$  uzunliklari va ular orasidagi  $\alpha, \beta, \gamma$  burchaklar.  $a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90$ .

Kristall panjarada atomlarni vaziyatini aniqlashda kristallografik koordinatalar sistemasidan foydalaniladi. Koordinatalar boshi sifatida panjaraning bir tuguni, koordinatalar uki sifatida elementar yacheyka qirralarining yo'nalishlari olinadi. Brave parallelipedining qirralari koordinata o'qlari yo'nalishida uzunlik birliklari deb olinadi. Shuning uchun, xar xil yo'nalishda uzunlik birliklari xar xil bo'ladi.

Kristall atomlarining markazlaridan o'tgan tekislik **kristall tekisligi** deyiladi. Bu tekislikning vaziyatini aniqlash uchun **Miller indekslari** deb ataladigan uchta raqamdan foydalaniladi. Ular quyidagicha aniqlanadi.

Sodda kub panjaraning elementar yacheykasini qaraylik. (1.11 rasm)



**1.11 rasm**

Uning qirralari  $a_1, a_2, a_3$  bo'lsin. Kristalldagi biror tekislikni koordinata o'qlarida  $s_1 a_1, s_2 a_2, s_3 a_3$  kesmalar kesgan bo'lsin, bu erda,  $s_1, s_2, s_3$  butun sonlar.

$\frac{1}{s_1} : \frac{1}{s_2} : \frac{1}{s_3}$  nisbatini yozib, umumiy maxrajga keltiramiz va maxrajni tashlab yuboramiz, suratlardan tashqil topgan butun sonlarning umumiy bo'luvchisi bo'lsa, shunga bo'lib, uchta butun son nisbatini, ya'ni  $h : k : l$  Miller indekslarini hosil qilamiz. Ular kristallda tekislikni vaziyatini aniqlaydi.

Xar bir kristallni panjarasiga quyidagi yo'l bilan hosil qilinadigan teskari panjara mos keladi. Teskari panjara vektorlari quyidagicha yoziladi.

$$b_1 = \frac{2\pi[a_2 \times a_3]}{V_0} \quad b_2 = \frac{2\pi[a_3 \times a_1]}{V_0} \quad b_3 = \frac{2\pi[a_1 \times a_2]}{V_0} \quad (1.12)$$

$V_0 = |(a_1[a_2 \times a_3])|$  -  $a_1, a_2, a_3$  vektorlar asosida yasalgan to'g'ri panjarani elementar yacheykasi hajmi. Oddiy kub panjara  $a_1 = a_2 = a_3, b_1 = b_2 = b_3$  u xolda  $b = \frac{2\pi}{a} b_1 b_2 b_3$  asosida yasalgan parallelepiped teskari panjara deyiladi.

$$b_m = m_1 b_1 + m_2 b_2 + m_3 b_3 \quad (1.13)$$

vektor teskari panjarani tugunini aniqlaydi.

$$|(b_1[b_2 \times b_3])| = \frac{(2\pi)^3}{V_0} \quad (1.14)$$

$(b_1[b_2 \times b_3])$  teskari panjarani hajmi.

Teskari panjarani elementar yacheykasi quyidagicha topiladi.

$k$  to'liqin vektorlar fazosida  $2\pi b_1, 2\pi b_2, 2\pi b_3$  vektorlar asosida teskari panjara ko'riladi va teskari panjarani qandaydir tuguni koorditatalar boshi sifatida tanlanib, uning yaqinidagi boshqa tugunlar bilan to'g'ri chiziqlar vositasida birlashtiriladi. Bu chiziqlarni o'rtasida perpendikulyar tekisliklar o'tkaziladi. Teskari panjarani elementar yacheykasi sifatida tekisliklar bilan chegaralangan va ichida koordinatalar boshi joylashgan eng kichik, ko'p qirrali figurani tanlash mumkin. Bu figura **Vigner-Zeytts yacheykasi** deyiladi. Vigner-Zeytts yacheykasini hajmi  $\frac{(2\pi)^3}{V_0}$  ga teng. (1.14)-ifodadan kelib chiqadiki  $a_1 b_1 = a_2 b_2 = a_3 b_3 = 2\pi$

$$a_n b_m = n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 \quad a_n = a_1 n_1 + a_2 n_2 + a_3 n_3 \quad b_m = b_1 m_1 + b_2 m_2 + b_3 m_3$$

Kvaziimpulsni fizik jixatdan ekvivalent bo'lmagan qiymatlar to'plamidan iborat soha **Brillyuon zonasi** deyiladi. Brillyuon zonasi sifatida

$$\begin{aligned} -\pi\hbar < P a_1 &\leq \pi\hbar \\ -\pi\hbar < P a_2 &\leq \pi\hbar \\ -\pi\hbar < P a_3 &\leq \pi\hbar \end{aligned} \quad (1.15)$$

tengsizliklar bilan aniqlanadigan soxani olish mumkin. Unga **birinchi Brillyuon zonasi** deyiladi. (1.15)-ifodadan quyidagi kelib chiqadi.

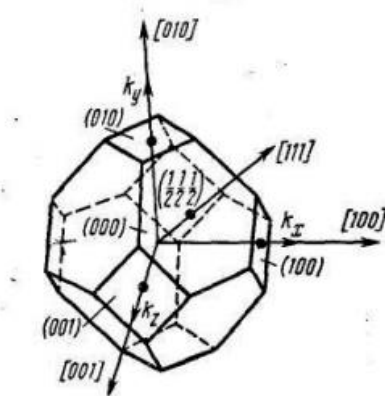
$$\text{Birinchi Brillyuon zonasi hajmi quyidagicha} \quad \frac{(2\pi\hbar)^3}{V_0} = \frac{(2\pi\hbar)^3}{a^3}$$

$k$ -to'liqin vektori fazosida birinchi Brillyuon zonasiga gorizont bo'ylab  $-\frac{\pi}{a}$  dan  $\frac{\pi}{a}$  gacha bo'lgan soxa to'g'ri keladi. Abtsissa o'qini bu soxasi uzunligi  $\frac{2\pi}{a}$  ga tengdir.

Ikkinchi Brilliyon zonasi ikkita soxadan tuzilgan:  $\frac{\pi}{a}$  dan  $\frac{2\pi}{a}$  gacha va  $-\frac{2\pi}{a}$  dan  $-\frac{\pi}{a}$

gacha bo'lgan soxalar. Shunday qilib, Brilliyon zonasi  $k$  o'qini kesmalari bilan tasvirlanadi va bu kesma bo'ylab E energiya  $k$  ni uzluksiz funktsiyasi hisoblanadi.

Almaz tipidagi panjara uchun  $k$  - fazosida Birinchi Brilliyon zonasi 14 qirrali figura hisoblanadi. Uni 6 qirradi kvadrat, 8 qirradi oltiburchakdir. (1.12 rasm)



(1.12 rasm)

Kremniy, germaniy almaz tipidagi panjaraga ega.

### 1.8. Ruhsat etilgan va taqiqlangan energetik zonalar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning zonaviy strukturasi.

Temperatura ko'tarilganda kristall panjara tugunidagi ionlarning issiqlik tebranishlari va natijada elektronlarning sochilishi kuchayadi, bu xarakatchanlikni kamaytiradi.

Kirishmalar konsentratsiyasi yuqori bo'lmaganda, ular elektronlarni xarakatchanligiga ta'sir ko'rsatmaydi. Ammo yuqoriroq konsentratsiyalarda temperatura past bo'lgan xolda ham zaryad tashuvchilar xarakatchanligi susayadi.

Teng miqdordagi erkin elektron va kovaklarga ega bo'lgan yarimo'tkazgich **xususiy yarimo'tkazgich** deyiladi.

Temperatura ortishi bilan valent bogdan elektronlar uzilishi kuchayadi, natijada yarimo'tkazgichda erkin elektronlar va erkin kovaklar konsentratsiyasi ortadi. Erkin zaryad tashuvchilar issiqlik energiyasi xisobiga yarimo'tkazgich kristalli bo'ylab xaotik xarakatlanadi. Ular xarakatlanishi davomida kristall panjara nuqsonlari bilan to'knashadilar, natijada xarakat yo'nalishlarini o'zgartiradilar. Tartibsiz issiqlik xarakat tufayli istalgan yo'nalishda xarakatlanuvchi elektronlar soni qarama qarshi yo'nalishda xarakatlanuvchi kovaklar soniga teng. Shuning uchun tashqi elektr maydon ko'yilmaganda erkin elektronlar va kovaklarni istalgan

yo'nalish bo'ylab olib o'tadigan yig'indi zaryadi nolga teng va tok hosil bo'lmaydi.

Xususiy yarimo'tkazgichni elektr maydoniga joylashtiramiz. Maydon ta'sirida erkin elektronlar tezlashadi va maydon yo'nalishiga qarama qarshi xarakterlanadi. Natijada kristalda elektronni xarakati tartibsiz issiqlik xarakat va tashqi elektr maydon tufayli yo'zaga keladigan tartibli xarakatdan tashqil topadi. Erkin zaryad tashuvchilarni elektr maydondagi yo'nalgan xarakati dreyf xarakat, bu xarakat tezligi dreyf tezligi deyiladi.

Xuddi elektronlarga o'xshab, lekin ularga qarama qarshi yo'nalishda valent bog'dagi vakant o'rinlar-kovaklar ham elektr maydon ta'sirida tartibli xarakterlanadi.

Shunday qilib, xech qanday aralashmasiz, toza yarimo'tkazgichda elektronli va kovakli o'tkazuvchanlik qaror topadi. Natijada, xususiy yarimo'tkazgichda elektr toki ikkita tashqil etuvchidan- elektron va kovak toklardan iborat bo'ladi. Xususiy yarimo'tkazgichdagi elektro'tkazuvchanlikni energetik tasavvurlardan foydalanib tushuntirish mumkin. Kvant nazariya ko'rsatadiki, izolyatsiyalangan atom energiyani diskret qiymatlariga ega. qattiq jism hosil bo'lishida qo'shni atomlar tashqi elektron qobiqlar bir-birini berkitguncha, ya'ni atomlar taxminan  $10^{-8}$  sm masofagacha yaqinlashadi. Natijada, bitta atomni qandaydir energetik satxida joylashgan elektronlar energiya sarflamasdan qo'shni atomni tegishli energetik satxiga o'tish imkoniyatiga ega bo'ladilar va shunday qilib butun qattiq jism bo'ylab erkin ko'chadi.

Qo'shni atomlarni maydoni ta'siri natijasida valent elektronlarni energetik satxlari zonaga parchalanadi. Bu zona **valent zona** deyiladi. Kristallarni elektro'tkazuvchanligi asosan valent zonani to'ldirilish darajasi va uni keyingi bo'sh zonagacha bo'lgan masofasi bilan anikqanadi. Energiya zonasi elektronlar bilan to'la to'ldirilgan, chala to'ldirilgan yoki butunlay to'ldirilmagan bo'lishi mumkin. Agar energiya zonasi to'la to'ldirilgan bo'lsa, undagi elektronlar elektr toki hosil bo'lishida qatnasha olmaydi, chunki bu elektronlar qarama qarshi yo'nalishlarda xarakterlanadilar va ularni yig'indi toki nolga teng bo'ladi. Elektr tokida qatnashtirish uchun ularni bir qismini yuqorigi bo'sh satxlarga chiqarish kerak. Ammo to'la to'ldirilgan zonada b o'sh satxlar yo'k. Agar energiya zonasi elektronlarga chala to'ldirilgan bo'lsa, uni **o'tkazuvchanlik zonasi** deyiladi. Undagi elektronlar tokda qatnasha oladi, ular erkin elektronlar deyiladi. Chala to'ldirilgan zonani yuqorigi qismida bo'sh satxlar bo'ladi, pastki satxdagi elektronlar elektr maydon ta'sirida tezlashib, yuqorigi bo'sh satxlarga ko'tariladi va ularni yo'nalgan xarakati elektr tokini hosil qiladi.

Odatdagi temperaturalarda xususiy yarimo'tkazgichni o'tkazuvchanlik zonasida xar doim valent zonadan bu zonaga termik yo'gotish usuli bilan

o'tkazilgan ma'lum miqdordagi elektronlar, valent zonada esa teng miqdorda musbat zaryadli kovaklar bo'ladi. Elektr maydon ta'sir qildirilganda erkin elektronlar va kovaklar yarimo'tkazgich bo'ylab elektr zaryadi ko'chirishni amalga oshiradilar. Umuman aytganda, yarimo'tkazgichlarda ikki turdagi erkin zaryad tashuvchilar –erkin elektronlar va kovaklar mavjud bo'lib, elektr o'tkazuvchanlik:

$$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$$

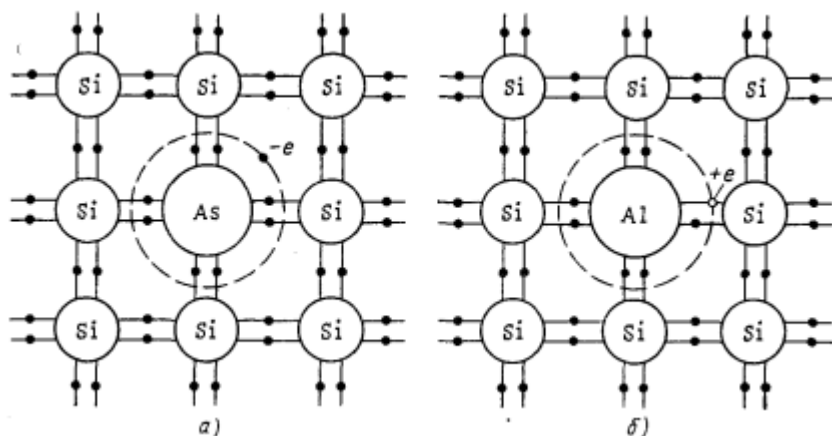
ko'rinishda ifodalanadi.

Bu erda  $n$  va  $p$  –elektronlar va kovaklarning konsentratsiyalari,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  - ularning xarakatchanliklari.

Valent zona va o'tkazuvchanlik zonasi bir-biridan **taqqiqlangan zona** bilan ajratiladi. Taqqiqlangan zona kengligi  $E_g$  ximiyaviy **bog'lanish** turiga, kristall panjarani hosil qiluvchi atomlar tipiga **bog'liq** bo'ladi. (1.13 rasm)



1.13 rasm

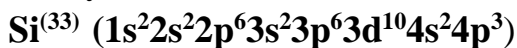


1.14 rasm

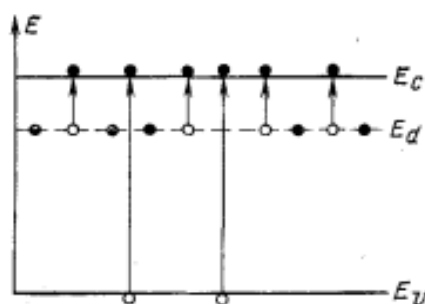
Rasmda xususiy yarimo'tkazgich uchun energetik diagramma keltirilgan.

Aralashmali yarimo'tkazgichlarda elektro'tkazuvchanlik mexanizmini ko'rib o'tamiz. Almaz tipidagi panjarali yarimo'tkazgichda atomlardan biri V gurux elementi atomi bilan almashgan bo'lsin, masalan, kremniy panjarasi tugunida mishyak atomi joylashgan bo'lsin.

Mishyakda elektronlar xolatlar bo'yicha quyidagicha taqsimlangan:



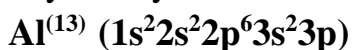
Mishyak atomida besh valent elektron 4s va 4p xolatlarda joylashgan. Kremniy kristall panjarasida mishyak atomini to'rtta valent elektroni yaqin kremniy atomlarini to'rtta valent elektronlari bilan birgalikda kovalent **bog'lanish** hosil qilishda qatnashadi. (1.14 rasm). Mishyakni beshinchi elektroni **bog'lanish**da ishtirok qilolmaydi. U mishyak atomi bilan zaif bog'langan, chunki unga atrofidagi kremniy atomlari ham ta'sir qiladi. Yuqori temperaturalarda bu elektron mishyak atomidan ajralib chiqib, kristall bo'ylab erkin xarakatlanishi mumkin. Bu jarayon natijasida yarimo'tkazgichda erkin elektronlar kontsentratsiyasi ortadi va ular o'tkazuvchanlikda asosiy zaryad tashuvchilar bo'lib qoladi, kovaklar esa noasosiy zaryad tashuvchilar bo'lib koladi. Bunday yarimo'tkazgich **elektronli** yoki **n tipli yarimo'tkazgich**, ortiqcha elektronlar berayotgan aralashma **donor aralashma** deyiladi. Rasmdagi energetik diagrammada yarimo'tkazgichdagi aralashmalarni taqiqlangan zonada lokal satxlarni yo'zaga kelishi tasvirlangan. Mishyak atomi ionlashganda erkin elektron hosil bo'ladi va buning uchun zarur bo'ladigan energiya kremniydagi valent bog'larni uzish uchun kerak bo'ladigan energiyadan kichik bo'ladi, donor aralashmani energetik satxi  $E_d$  taqiqlangan zonada o'tkazuvchanlik zonasini tubidan uncha katta bo'lmagan masofada joylashadi(1.15- rasm).



1.15- rasm

Yarimo'tkazgich kristall panjarasiga aralashma sifatida davriy sistemani uchinchi gruppasidan, masalan, alyuminiy atomlari kiritilgan bo'lsin.

Alyuminiyda elektronlar xolatlar bo'yicha quyidagicha taqsimlangan:



Alyuminiy atomida uchta valent elektron 3s va 3p xolatlarda joylashgan. Shuning uchun kremniy atomida bitta bog'lanish tugallanmay qoladi. Alyuminiy atomi yaqinidagi to'ldirilmagan bog'lanishga issiqlik energiyasi xisobiga kremniy atomidan elektron o'tadi. Elektron ketgan joyda musbat zaryadlangan kovak hosil bo'ladi. Yarimo'tkazgich kristall panjarasidan elektron oladigan aralashma aktseptor aralashma deyiladi. Asosiy modda atomidan aralashma atomiga elektron berilishi xisobiga erkin kovakni hosil bo'lishi uchun zarur bo'ladigan energiya kremniy valent bog'larini uzish uchun sarf qilinadigan energiyaga nisbatan kichik bo'ladi, Shuning uchun kovaklar miqdori elektronlar miqdoriga nisbatan

sezilarli katta bo'ladi va kristallni elektro'tkazuvchanligi kovakli bo'ladi. Bunday yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar elektronlar xisoblanadi. Aktseptor aralashmali yarimo'tkazgich kovakli yoki n-tipli yarimo'tkazgich deyiladi. Energetik diagrammada aktseptor aralashma asosiy yarimo'tkazgichni taqiqlangan zonasida valent zonani shipidan uncha katta bo'lmagan masofada  $E_a$  energetik satx hosil qiladi. (1.16 rasm).



**1.16- rasm**

Aktseptor aralashma ionlashganda elektron valent zonadan  $E_a$  satxga o'tadi, valent zonada esa vakant o'rin-kovak hosil bo'ladi. Shu tufayli kovaklar miqdori erkin elektronlarga nisbatan katta bo'ladi va kristallda kovakli o'tkazuvchanlik paydo bo'ladi. Bunday yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar elektronlar xisoblanadi. Aktseptor aralashmali yarimo'tkazgich **kovakli yoki p- tip yarimo'tkazgich** deyiladi.



## II-bob: Qattik jismlar zonaviy strukturasi aniqlash uchun kuchli boglanish usuli. Bir elektronli va adabiatik yaqinlashish.

### 2.1. Adabiatik va bir elektronli yaqinlashish.

Butun zarralar sistemasini engil (elektronlar) va og'ir (atom yadrolari) zarralarga ajratiladi. Ma'lumki, yadro massasi elektron massasiga nisbatan juda katta, ya'ni

$M_\alpha \gg m_0$ , natijada elektron tezligi yadro tezligidan katta bo'ladi. Atom yadrolari xolatini xar bir o'zgarishida asta-sekin yadrolarni yangi xolatiga tegishli elektronlarni fazoviy taqsimoti o'rnatiladi. Bu esa birinchi yaqinlashishda elektronlar xarakatini fiksirlangan yadrolarni potentsial maydonida qarashga imkon beradi. Bu xolda elektronlarni to'lqin funksiyasi va elektronlar energiyasi yadrolarni xolatini o'zgarishi bilan adabiatik o'zgaradigan qandaydir funktsiyalar xisoblanadi, bunda yadrolar koordinatalari bu funktsiyalarga parametrlar sifatida kiradi. Yuqori keltirilgan yaqinlashish adabiatik yaqinlashish, yoki **Born-Oppengeymer yaqinlashishi** deyiladi.

Faraz qilaylik, yadro tinch turibdi. Bunda yadrolarning koordinatalari  $R_1, R_2, \dots, R_N$  o'zgaruvchilar emas, balki kristall panjarani tugunlari xisoblanadigan  $R_{10}, \dots, R_{N_0}$  parametrlar xisoblanadi.

Tinch xolatdagi yadrolar uchun kinetik energiya nolga teng bo'ladi. Ularni o'zaro ta'sir potentsial energiyasi esa  $V_0$  esa doimiy qiymatni oladi. Energiyani sanoq boshini tanlab, uni nolga tenglash mumkin. Bu xolda tinch xolatdagi yadrolarni maydonida xarakatlanayotgan elektronlar uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\left\{ \sum_i \left( -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} + U(r_1, \dots, r_n, R_{10}, \dots, R_{N_0}) \right\} \psi_e = E_e \psi_e \quad (2.1)$$

(3.1) ifodadagi o'zgaruvchilar sonini yana kiskartirish uchun valent approksimatsiya usulidan foydalaniladi. Bu usulda valent elektronlardan boshqa barcha elektronlar yadro bilan birgalikda qo'zg'almas atom qoldig'i (ion) ni hosil qiladi deb olinadi va (3.1) ifoda fiksirlangan ionlarni potentsial maydonida xarakatlanadigan valent elektronlar uchun yoziladi. (2.1) ifodani yanada soddalashtirish va masalani echish usullaridan biri **Xartri-Fok usuli**. Bu usul ko'p elektronli masalani bir elektronli masalaga olib keladi. Xartri-Fok usulini mazmuni shundan iboratki, elektronlarni o'zaro ta'siri masalasi xar bir elektronni qolgan barcha elektronlarni o'rtachalashgan maydoni bilan o'zaro ta'siri masalasiga olib kelinadi.

Faraz qilaylik,  $i$ -elektronni bu maydondagi potentsial energiyasi  $\Omega_i$  bo'lsin. Bu energiya faqat qolgan hamma elektronlarni xarakatigagina bog'liq bo'lmasdan,

balki bu elektronni ham xarakteriga bog'liqdir. Demak, maydon berilgan elektronni xarakterini aniqlabgina qolmasdan, balki o'zi ham uni xarakteriga bog'liq bo'ladi, shuning uchun bu maydon o'zaro kelishilgan maydon deb ataladi. O'zaro kelishilgan maydon tushunchasini kiritilishi (2.1) ifodada  $\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}}$  yigindini  $\sum_i \Omega_i(r_i)$  yigindi bilan almashtirish imkonini beradi.

Shunga o'xshash ravishda, elektronlarni yadrolar bilan o'zaro ta'sir potentsial energiyasini quyidagi yig'indi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$U(r_1, r_2, \dots) = \sum_i U_i(r_i) \quad (2.2)$$

Bu erda,  $U_i(r_i)$  –  $i$ -elektronni barcha yadrolar maydonidagi potentsial energiyasi.

$\sum_i \Omega_i(r_i)$  va (3) ni e'tiborga olsak (3.1) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\left\{ \sum_i -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(r_i) + U_i(r_i) \right\} \psi_e = E_e \psi_e \quad (2.3)$$

Bu tenglamani  $\hat{H} \psi_e = (\sum_i \hat{H}_i) \psi_e = E_e \psi_e \quad (2.4)$

ko'rinishda yozish mumkin, bu erda,  $\hat{H}_i$  –  $i$ -elektronni gamiltoniani bo'lib, quyidagiga teng:

$$\hat{H}_i = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(r_i) + U_i(r_i) \quad (2.5)$$

Demak, kristalni gamiltoniani xar biri bitta zarrachani koordinatasiga bog'liq bo'lgan gamiltonianlar yigindisidan iborat. Zarralar sistemasini to'lqin funktsiyasi aloxida zarrani xolatini ifodalovchi to'lqin funktsiyalar ko'paytmasidan iborat:

$$\psi_e(r_1, r_2, \dots) = \psi_1(r_1) \psi_2(r_2) \dots = \prod \psi_i(r_i) \quad (2.6)$$

Zarralar sistemasining to'la energiyasi aloxida elektronlarning energiyalari yig'indisiga teng.

$$E_e = E_1 + E_2 + \dots = \sum_i E_i \quad (2.7)$$

O'zaro kelishilgan maydon tushunchasini kiritilishi elektronlarni kristalda bir-biriga **bog'liq** bo'lmasdan xarakterlanuvchi, ya'ni o'zaro ta'sirlashmaydigan zarralar sifatida qarashga imkon beradi. Bu esa o'tkazuvchanlik elektronlarini ideal gaz zarralari sifatida qarashga asos bo'ladi.

$\prod \psi_{i(j)}$  orali  $\psi_j$  dan tashqari barcha to'lqin funktsiyalarni ko'paytmasini belgilaymiz.

U xolda,

$$[\Pi\psi_{i(j)}]\psi_1 = [\Pi\psi_{i(2)}]\psi_2 = \dots \Pi\psi_i \quad (2.8)$$

$H_i$  operator fakat  $\psi_i$  to'liqin funktsiyaga ta'sir kiladi deb xisoblab, (2.4), (2.6), (2.8) tenglamalar asosida quyidagini olamiz:

$$[\Pi\psi_{i(1)}]\hat{H}_1\psi_1 + [\Pi\psi_{i(2)}]\hat{H}_2\psi_2 + \dots = E_e \Pi\psi_i \quad (2.9)$$

(2.9) tenglamani xar ikkala tomonini  $\Pi\psi_i$  ga bo'lib, (2.7) ni xisobga olsak

$$\frac{1}{\psi_1}\hat{H}_1\psi_1 + \frac{1}{\psi_2}\hat{H}_2\psi_2 + \dots = E_1 + E_2 + \dots \quad (2.10)$$

(2.10) tenglamani chap tomonidagi xar bir xad fakat bitta elektronni koordinatasiga **bog'liq**, shuning uchun bu tenglama quyidagi bir elektronli tenglamalar sistemasiga ekvivalent:

$$\left. \begin{aligned} \hat{H}_1 \cdot \psi_1 &= E_1 \cdot \psi_1 \\ \hat{H}_2 \cdot \psi_2 &= E_2 \cdot \psi_2 \\ \text{-----} \\ \hat{H}_n \cdot \psi_n &= E_n \cdot \psi_n \end{aligned} \right\}$$

Shunday qilib, o'zaro kelishilgan maydon tushunchasini kiritilishi **ko'p** zarralar masalasini bir elektronli masalaga olib keldi.

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (2.11)$$

Bu erda,  $\hat{H}, \psi(r), E$  -kristallda elektronni energiyasi va to'liqin funktsiyasi.

Kristallda elektronni potentsial energiyasini  $V(r)$  funktsiya orqali belgilaymiz:

$$V(r) = U(r) + \Omega(r) \quad (2.12)$$

Kristalldagi elektron uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta + V(r) \right] \psi(r) = E\psi(r) \quad (2.13)$$

$V(r)$  funktsiyani oshkor ko'rinishi aniq ma'lum emas, lekin bu funktsiyani ko'rinishini bilmasdan, uni umumiy hossalardan foydalanib ham, ko'rilayotgan zarralar sistemasini muhim xususiyatlarini aniqlashtirish mumkin. Ideal kristallda atomlar fazoda davriy joylashadi. Kristall tuzilishidagi davriylik potentsial maydonning ham kristall davriyligiga ega bo'lishligini takozo qiladi. Bundan shu narsa kelib chiqadiki, fazoda  $r$  radius vektorli nuqta va  $r + a_n$  radius vektorli nuqta fizik jixatdan ekvivalent va kristall panjarada zaryadlar sistemasi yaratadigan maydon uchun quyidagi davriylik sharti o'rinni:

$$V(r + a_n) = V(r) \quad (2.14)$$

(2.14) ifoda  $V(r)$  funktsiyani hossalaridan birini, ya'ni **potentsial maydonni davriylik shartini** ifodalaydi. Elektronni xolatini tavsiflovchi to'liqin funktsiya ham bu shartga bo'ysinadi.

$$\psi(r + a_n) = \psi(r) \quad (2.15)$$

(2.13) tenglamani aniq echimini olish mumkin bo'lmasa ham, bu echimni hamma asosiy hossalarini tadqiq qilish mumkin.

Blox teoremasiga ko'ra, kristallni davriy maydonida xarakatlanayotgan elektronni to'liqin funktsiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$\psi(r) = U_k(r)e^{ikr} \quad (2.16)$$

Bu erda,  $U_k(r)$  – panjara davri bilan davriylikka ega davriy funktsiya:

$$U_k(r + a_n) = U_k(r) \quad (2.17)$$

Ma'lumki, erkin elektronni xolati quyidagi yassi to'liqin funktsiyasi bilan tavsiflanadi:

$$\psi = Ce^{ikr} \quad (2.18)$$

Bu erda, amplituda koordinataga bog'liq emas. (2.16) ifodani (2.18) ifodadan farqi, uning amplitudasi koordinataga bog'liq bo'ladi. (2.16) Blox funktsiyasi modulyatsiyalangan yassi to'liqinni ifodalaydigan funktsiyadir.  $k$ -vektor **kvazito'liqin vektori** deyiladi. Uni ulchamligi  $[cm^{-1}]$  va miqdor jixatdan  $\frac{2\pi}{\lambda}$  ga teng.

$$k = \frac{p}{\hbar} \quad (2.19)$$

Bu erda,  $p$  – impuls ulchamligiga ega vektor bulib, **kvaziimpuls** deyiladi.

$k$  kvazivektor  $-\frac{\pi}{d} \leq k \leq \frac{\pi}{d}$  intervalda o'zgaradi. ( $d$  – panjara davri)

(3.13) tenglamadan aniqlanadigan elektron energiyasi kvazito'liqin vektori yoki kvaziimpuls funktsiyasi xisoblanadi:  $E = E_n(k)$ .

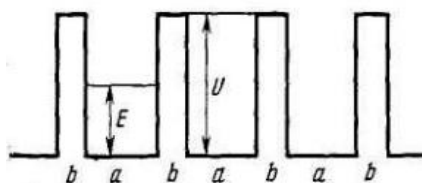
$E_n(k)$  funktsiya bir qiymatli emas, ya'ni  $k$  ni xar bir qiymatiga  $E_n(k)$

kiymatlarini butun to'plami tegishlidir.  $k$  ni  $-\frac{\pi}{d} \leq k \leq \frac{\pi}{d}$  oraliqda uzluksiz

o'zgarishida energetik polosalarni butun bir qatorini olamiz, bunda energiyani eng

kichik qiymati  $k = -\frac{\pi}{d}$  ga, eng katta qiymati  $k = \frac{\pi}{d}$  ga to'g'ri keladi. Bu polosalar **energetik zonalar** deyiladi.(2.1-rasm)

Elektronlar kristall panjarani musbat ionlarini davriy potentsial maydonida xarakatlanadi. Panjarani xar bir ioni potentsial chuqurlik hosil qiladi va elektronlar bu chuqurlikda ma'lum bir energetik satxlarda joylashadi. Musbat ionlarning chiziqli zanjiri elektronlar uchun quyidagi ko'rinishdagi potentsial relef hosil qiladi:



**2.1- rasm.**

Potentsial relefni bunday modeli **Kronig-Penni modeli** deyiladi. Bunday modelga ko'ra atomlar bir chiziq bo'ylab davriy joylashadi. Bunda elektron uchun bir xil navbatlashuvchi to'g'ri burchakli potentsial tusiqlar mavjud. Potentsial chuqurlik kengligi  $a$  va potentsial tusiq qalinligi  $b$ , tusiq balandligi  $V_0$  bo'lsin, bunda  $a + b = d$  panjara doimiysiga teng bo'ladi. Elektronning bunday davriy maydondagi energiyasi  $E$  tusiq balandligidan kichik bo'lsa, kvant mexanikasi bo'yicha elektron bu tusiqdan tunnel o'tish yo'li bilan o'tib ketadi.

## **2.2. Qattik jismlar zonaviy strukturasi aniqlash uchun kuchli bog'lanish usuli.**

$E_n(k)$  bog'lanishni, ya'ni kristallda elektronlar energiya spektrini aniqlash muhim masala bo'lib, uni echish uchun bir necha taqribiy usullar qo'llanilmokda. Shulardan biri kuchli **bog'lanish** usuli. Bu usulda elektronlarni kristalldagi xolati, ularni izolyatsiyalangan atomdagi xolatidan kam farq qiladi deb xisoblaniladi. Lekin bunday qarash, atomlarni chuqurroq energetik satxlarida joylashgan elektronlar, ya'ni panjarani boshqa tugunlarida joylashgan atomlar bilan kuchsiz o'zaro ta'sirlashuvchi elektronlar uchun o'rinli. Shuning uchun kuchli **bog'lanish** usuli kristallda valent elektronlar xolatini miqdoriy tavsiflay olmaydi, ya'ni boshqacha aytganda bu taqribiy yaqinlashish usulini elektronlarni energetik spektrlarini miqdoriy xisoblash uchun qo'llab bo'lmaydi. Bu usulda nolinchii yaqinlashish sifatida elektronning izolyatsiyalangan atomdagi xolati olinadi va kristallning davriy elektr maydoni esa g'alayon deb qaraladi.

Kuchli **bog'lanish** usulini qo'llab, Shredinger tenglamasidan kristallda elektronlarni xususiy energiya qiymatlarini xisoblash mumkin. Kristallda elektronni energiyasi uni izolyatsiyalangan atomdagi tegishli satxdagi energiyasi va to'lqin vektori  $k$  ni davriy funktsiyasi bo'lgan qo'shimcha xaddan tashqil

topadi. Endi bitta energetik satx o'rniga energetik zona hosil bo'ladi. Sodda kubik panjarani davriy maydonidagi elektron uchun energiya ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$E = E_a + C + 2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (2.20)$$

Bu erda,  $E_a$  – izolyatsiyalangan atomdagi elektron energiyasi,  $S$ -doimiy kattalik,

Bu ifodani taxlil qilish kristalldagi elektronlarni energetik spektri xaqidagi qator xulosalar qilishga imkon beradi:

1. Kristall panjara hosil bo'lishida atomlarni o'zaro ta'siri natijasida  $E_a$  izolyatsiyalangan atomni energetik satxi  $C$  kattalikka siljiydi. Satxni siljish yo'nalishi  $C$  ni ishorasiga bog'liq.

2. Kristall panjarada izolyatsiyalangan atomdagi elektronning energiya satxi energetik zonaga parchalanadi, zona ichida elektron energiyasi davriy ravishda to'lqin vektorini komponentalariga bog'liq bo'ladi.

3.  $\cos k_i a = \pm 1$  ( $i = x, y, z$ ) bo'lganda (2.20) ifodani ekstremal kiymatlari quyidagicha bo'ladi:

$$E_{max} = E_a + C + 6A$$

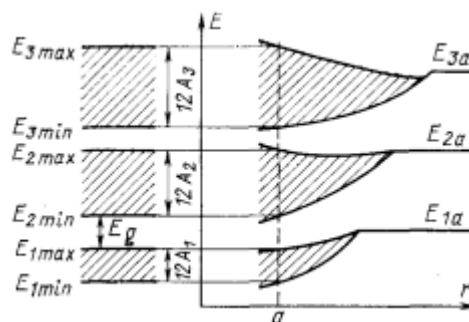
$$E_{min} = E_a + C - 6A$$

Demak, sodda kubik panjara uchun, energetik zona kengligi

$$E_{max} - E_{min} = 12A \quad (2.21)$$

Bu erda  $A$  – almashinuv integrali bo'lib, u atomlarni to'lqin funktsiyalarini ustma-ust tushish darajasiga va  $g$ 'alayonlanish energiyasi bog'liq.

4. Kristallda xar bir izolyatsiyalangan atomni energetik satxi zonaga parchalanadi. Almashinuv integralini kattaligi qo'shni atomlarni elektron bulutlarini ustma-ust tushish darajasiga bog'liq, atomlarni to'lqin funktsiyalari qancha kuchli ustma-ust tushsa,  $A$  va demak, energetik zona kengligi shuncha katta bo'ladi. Natijada, yuqoriroq atom satxlari uchun to'lqin funktsiyalarini kuchli ustma-ust tushishi sababli, kengroq energetik zonalar hosil bo'ladi. (2.2- rasm)



2.2- rasm.

5. Energetik zonalar taqiqlangan zonalar deb ataladigan, taqiqlangan energetik oraliqlar  $E_g$  bilan ajratilgan bo'ladi.

6. Energiya ortishi bilan energetik zonalar kengligi ortadi, taqiqlangan zonalar kengligi kichrayadi

7. Izolyatsiyalangan atomda elektronlar energetik satxi aynishi mumkin. Kristall panjarada bu aynish yuqolishi mumkin. Bunda atomdagi elektronlar energetik satxi bir necha zonaga parchalanadi, ularni soni aynish darajasini bildiradi.

Masalan,  $p$  xolat uchun aynish darajasi  $g = 2l + 1 = 3$ , bu erda  $l$  azimutal kvant son bo'lib,  $p$  xolat uchun birga teng. Demak, kristallda  $p$  xolatdan uchta zona hosil bo'ladi.

8. Kristallda elektron energiyasi to'lqin vektori  $k$  ni komponentalariga bog'liq. U to'lqin vektorining juft funktsiyasi xisoblanadi:

$$E(k) = E(-k)$$

9. Kristallga atomlar orasidagi masofani o'zgarishiga olib keladigan temperatura, bosim ta'sir kursatsa to'lqin funktsiyalarni ustma-ust tushish soxalari o'zgaradi, natijada, almashinuv integrali kattaligi ham o'zgaradi. Bu esa energetik zonalar kengligini o'zgarishiga, natijada bu zonalar orasidagi taqiqlangan zonani kengligi o'zgarishiga olib keladi.

10. Kuchli bog'lanish usuli kristall atomlarini tashqi valent elektronlariga nisbatan qo'llanilmaydi.

### 2.3. Ruksat etilgan zonadagi xolatlar soni.

Statistik fizikani muhim masalalaridan biri energiyasi ma'lum bir oraliqda yotgan zarralar sonini topish. Bu masalani echish uchun kvant xolatlar sonini va ularda zarralarni topilish extimolligini bilish zarur. Shuningdek, yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasini aniqlash uchun elektronlar va kovaklar bilan band bo'lgan xolatlar sonini ham topish kerak.

Faraz qilaylik, birlik xajmdagi kristallda,  $E$  dan  $E + dE$  gacha bo'lgan energiya intervalida  $dZ$  kvant xolatlar mavjud bo'lsin.  $N(E)$  orqali xolatlar zichligini, ya'ni kristallni birlik xajmi uchun, energiyani birlik intervalidagi xolatlar sonini belgilaylik. U quyidagiga teng:

$$N(E) = \frac{dZ}{dE} \quad (2.22)$$

Agar  $E$  energiyali xolatni to'ldirilish extimolligi  $-f(E, T)$ ,  $dZ$  xolatlardagi elektronlar soni :

$$dn = f(E, T)dZ = f(E, T)N(E)dE \quad (2.23)$$

ifodadan aniqlanadi. U xolda, energiyasi  $E_1$  dan  $E_2$  gacha oraliqda yotadigan elektronlarni to'la soni quyidagiga teng:

$$n = \int_{E_1}^{E_2} f(E, T) N(E) dE \quad (2.24)$$

O'tkazuvchanlik va valent zonalarini teng energiyali sirtlari sferik ko'rinishda bo'lgan hol uchun, kvant xolatlar zichligi uchun ifodalarni topamiz.

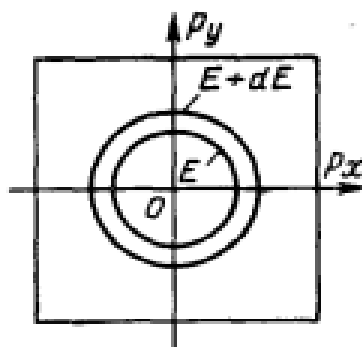
O'tkazuvchanlik zonasining pastki chegarasi yaqinida xolatlar zichligini aniqlaymiz.

Zona tubi yaqinida elektron energiyasi:

$$E = E_c + \frac{p^2}{2m_n^*} \quad (2.25)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu erda,  $E_c$  - o'tkazuvchanlik zonasi tubida elektron energiyasi.  $m_n^*$  - elektronlarni effektiv massasi.

$E(p) = const$  va  $E(p) + dE = const$  energiyalarga tegishli ikkita izoenergetik satxlar orasidagi shar qatlamini ajratamiz (2.3-rasm).



**2.3-rasm**

Bu qatlamni xajmi:

$$dV_p = 4\pi p^2 dp \quad (2.26)$$

$p$  - fazoda birlik xajmdagi kristall uchun Brilliyon zonasining elementar yacheykasini xajmi  $\hbar^3$  ga teng. Xar bir yacheykada qarama-qarshi spinli ikkita elektron joylashishi mumkin. Buni xisobga olsak  $dV_p$  xajmda xolatlar soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{\hbar^3} = \frac{8\pi}{\hbar^3} p^2 dp \quad (2.27)$$

(2.27) tenglikdan

$$p^2 = 2m_n^*(E - E_c) \text{ bundan } p = (2m_n^*)^{1/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (2.28)$$



$$dp = \frac{1}{2}(2m_n^*)^{1/2}(E - E_c)^{-1/2} dE \quad (2.29)$$

(2.27), (2.28) va (2.29) ifodalarni (2.22) ga qo'ysak sferik simmetriyali o'tkazuvchanlik zonasini tubi yaqinidagi kvant xolatlar zichligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (2.30)$$

Xuddi shu usul bilan valent zonasini yuqori chegarasi yaqinidagi xolatlar zichligini aniqlaymiz:

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E_g - E)^{1/2} \quad (2.31)$$

Bu erda,  $E_g$ - valent zona shipida kovaklarni energiyasi,  $m_p^*$ -kovaklarni effektiv massasi.

Murakkab zonali, ya'ni teng energiyali sirlari sferik ko'rinishda bo'lgan kristallar uchun kvant xolatlar zichligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2}{\hbar^2}\right)^{3/2} (m_1 m_2 m_3)^{1/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (2.32)$$

$$m_1 m_2 m_3 = m_{dn}^{*3} \quad (2.33)$$

$m_{dn}^{*3}$ -elektronlar uchun xolatlar zichligining effektiv massasi. U xolda

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_{dn}^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (2.34)$$

Demak, elektronlar uchun xolatlar zichligining effektiv massasini kiritib o'tkazuvchanlik zonasini teng energiyali ellipsoidal sirtini o'tkazuvchanlik zonasini teng energiyali sferik sirtiga aylantirish mumkin.

#### **2.4. Yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar statistikasi. Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi. Fermi satxi tushunchasi.**

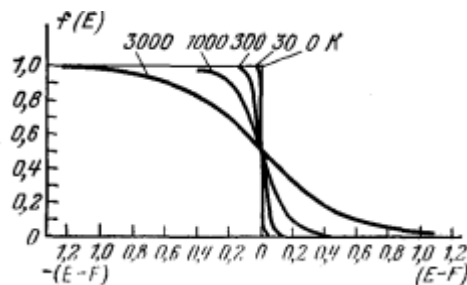
Yarimo'tkazgichda kvant xolatlar bo'yicha elektronlarni taqsimotini ko'ramiz.

Issiqlik muvozanati xolatida Fermi-Dirak statistikasiga asosan  $E$  energiyali xolatni Pauli printsipiga bo'ysunadigan, yarimspinli zarralar bilan to'ldirilish extimolligi

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} \quad (2.35)$$

$k$  – Boltsman doimiysi,  $T$ -absolyut temperatura,  $F$  – Fermi energiyasi yoki ximik potentsial, ya'ni sistemada zarralar sonini birga o'zgartirish uchun sarf qilinadigan ish.

Turli temperaturalarda Fermi-Dirak taqsimot funksiyasini ko'rinishlarini ko'ramiz (2.4-rasm).



2.4-rasm.

(2.35) ifodadan  $T \rightarrow 0$  da  $0 \leq E < F$  energiya intervalida  $f_0 = 1$  va  $E > F$  uchun  $f_0 = 0$ .

Bu shuni bildiradiki, Fermi energiyasidan kichik energiyali hamma kvant xolatlar elektronlar bilan to'lgan bo'ladi, Fermi satxidan balandda yotgan satxlar esa to'liq bo'sh. Demak, Fermi energiyasi absolyut nol temperaturada metalldagi elektronlarni maksimal energiyasi.

$T > 0$  bo'lsin. (2.35) ifodadan Fermi energiyasiga teng qiymatli energiya uchun ( $E = F$ )

$f_0 = 1/2$ . Demak, Fermi satxi absolyut nol temperaturadan farqli temperaturalarda elektron bilan to'ldirilish ehtimolligi 0,5 ga teng bo'lgan energetik satx.  $T > 0$  da issiqlik xarakati natijasida elektronlarni bir qismi Fermi energiyasidan katta energiyali ( $E > F$ ) xolatga o'tadi, Fermi satxidan past joylashgan xolatlarni bir qism bo'sh bo'ladi. Bu xolda yuqoriroq energetik satxga o'tuvchi zarralar soni  $E < F$  soxada hosil bo'lgan bo'sh xolatlar soniga teng bo'ladi.

Issiqlik muvozanati xolatida  $E$  energiyali xolatda elektron bilan to'lmaslik, ya'ni kovak bilan band bo'lish ehtimolligi:

$$f_{op}(E) = 1 - f_0(E) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{(F-E)/kT} + 1} \quad (2.36)$$

Aynimagan yarimo'tkazgichda ruxsat etilgan energetik xolatlar soni elektronlar sonidan sezilarli darajada katta bo'ladi. Agar  $e^{\frac{E-F}{kT}} \gg 1$  shart bajarilsa yarimo'tkazgich aynimagan xisoblanadi. N-tip aynimagan yarimo'tkazgichda  $F$  - Fermi satxi taqiqlangan zona ichida va  $E_c$  o'tkazuvchanlik zonasi tubidan  $(2 \div 3)kT$  ga pastda yotadi. P-tip aynimagan yarimo'tkazgichda  $F$  - Fermi satxi

taqiqlangan zona ichida va  $E_g$  valent zona shipidan  $(2 \div 3)kT$  ga balandda yotishi kerak.

$e^{\frac{E-F}{kT}} \ll 1$  shart bajarilsa yarimo'tkazgich aynigan xisoblanadi. Aynigan elektronli va aynigan kovakli yarimo'tkazgichda Fermi satxi o'tkazuvchanlik zonasi va valent zonasi ichida yotadi. Aynimagan yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilar Maksvell-Boltsman statistikasiga, aynigan yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysinadi.

Donor satxlari va aktseptor satxlari bo'yicha elektronlarni taqsimot funksiyasi quyidagicha:

$$f_{nd} = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d-F}{kT}} + 1}, \quad f_{na} = \frac{1}{2e^{\frac{E_a-F}{kT}} + 1} \quad (2.37)$$

Donor satxlari va aktseptor satxlari bo'yicha kovaklarni taqsimot funksiyasi quyidagicha:

$$f_{pd} = \frac{1}{2e^{\frac{F-E_d}{kT}} + 1}, \quad f_{pa} = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{F-E_a}{kT}} + 1} \quad (2.38)$$

Aralashma markazlarida elektronlar va kovaklar konsentratsiyalari:

$$n_d = N_d f_{nd} = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d-F}{kT}} + 1} \quad (2.39)$$

$$n_a = N_a f_{na} = \frac{N_a}{2e^{\frac{E_a-F}{kT}} + 1} \quad (2.40)$$

$$p_d = N_d f_{pd} = \frac{N_d}{2e^{\frac{F-E_d}{kT}} + 1} \quad (2.41)$$

$$p_a = N_a f_{pa} = \frac{N_a}{\frac{1}{2} e^{\frac{F-E_a}{kT}} + 1} \quad (2.42)$$

$n_d, p_a$  – elektroneytral donorlar va aktseptorlar konsentratsiyalari.

$n_a, p_d$  – bir karrali ionlashgan donorlar va aktseptorlar konsentratsiyalari.

O'tkazuvchanlik zonasida elektronlar uchun xolatlar zichligi:

$$N_n(E) = 4\pi \left( \frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (2.43)$$

Valent zonasida kovaklar uchun xolatlar zichligi:

$$N_p(E) = 4\pi \left( \frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_g - E)^{1/2} \quad (2.44)$$

Energiyasi  $E$  dan  $E + dE$  oraliqda yotgan o'tkazuvchanlik elektronlarini muvozanatli konsentratsiyasi quyidagicha:

$$dn_0 = N_n(E) 2f_n dE \quad (2.45)$$

(2.45) ifodani integrallasak,  $n_0$  ni hosil qilamiz. Integralni pastki chegarasi  $E_c$  ga, yuqori chegarasi  $\infty$  deb olamiz:

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi (2m_n)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}}{\hbar^3 (e^{\frac{E-F}{kT}} + 1)} dE \quad (2.46)$$

Belgilash kiritamiz:

$$x = \frac{E - E_c}{kT} \quad (2.47)$$

$$dx = dE / kT, (E - E_c)^{1/2} = x^{1/2} (kT)^{1/2}, \xi = \frac{F - E_c}{kT}$$

Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{E - F}{kT} = \frac{E - E_c}{kT} - \frac{F - E_c}{kT} = x - \xi \quad (2.48)$$

Belgilashlardan foydalansak,

$$n_0 = \frac{4\pi (2m_n kT)^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi} + 1} dx \quad (2.49)$$

Belgilash kiritamiz:

$$N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{\hbar^3}, \quad \Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi} + 1} dx \quad (2.50)$$

Bu erda,  $N_c$  - o'tkazuvchanlik zonasida xolatlarni effektiv soni,

$\Phi_{1/2}(\xi)$  - Fermi integrali.

U xolda yarimo'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik elektronlarini muvozanatli konsentratsiyasini ifodasi uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$n_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c \Phi_{1/2}(\xi) \quad (2.51)$$

Xuddi shu yo'l bilan yarimo'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik kovaklarini muvozanatli konsentratsiyasini ifodasini hosil qilamiz:

$$p_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_g \Phi_{1/2}(\eta) \quad (2.52)$$

Bu erda,  $\eta = \frac{E_g - F}{kT}$

Aynimagan elektron tipli yarimo'tkazgich uchun:

$$e^{\frac{E-F}{kT}} = e^{x-\xi} \gg 1 \quad \text{va} \quad n_0 = N_c e^{\xi} = N_c e^{\frac{E_c-F}{kT}} \quad (2.53)$$

Aynimagan kovak tipli tipli yarimo'tkazgich uchun:

$$e^{\frac{F-E}{kT}} = e^{x-\eta} \gg 1 \quad \text{va} \quad p_0 = N_g e^{\eta} = N_g e^{\frac{F-E_g}{kT}} \quad (2.54)$$

Endi aynimagan xususiy yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilarni muvozanatli kontsentratsiyasi ifodasini keltirib chiqaramiz.

Agar yarimo'tkazgichda aralashmalar bo'lmasa, ya'ni  $N_a = N_d = 0$  bo'lsa, bunday yarimo'tkazgich **xususiy yarimo'tkazgich** deyiladi.

Xususiy yarimo'tkazgich uchun electron eytralilik sharti:

$$n_i = p_i \quad (2.55)$$

(2.53) va (2.55) ifodalardan foydalansak,

$$N_c e^{\frac{E_c-F}{kT}} = N_g e^{\frac{F-E_g}{kT}} \quad , \quad e^{\frac{2F}{kT}} = \frac{N_g}{N_c} e^{\frac{E_c+E_g}{kT}} \quad (2.56)$$

Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$F = \frac{E_c + E_g}{2} + kT \ln\left(\frac{N_g}{N_c}\right)^{1/2} \quad \text{yoki} \quad F = \frac{E_c + E_g}{2} + kT \ln\left(\frac{m_p}{m_n}\right)^{3/4} \quad (2.57)$$

Agar (2.57) ni (2.53) ifodaga qo'ysak,

$$n_i = \sqrt{N_c N_g} e^{\frac{E_c-E_g}{2kT}} = \sqrt{N_c N_g} e^{\frac{\Delta E_0}{2kT}} \quad (2.58)$$

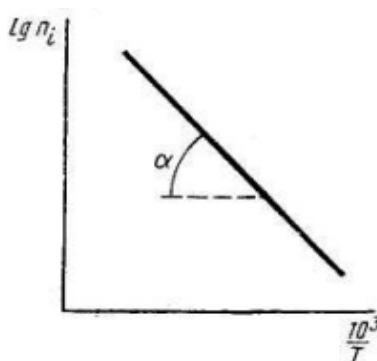
Tq0 da (2.57) ifodadan

$$F = \frac{E_c + E_g}{2} = E_i \quad (2.59)$$

(2.58) ifodadan

$$\lg n_i = \lg A - \frac{0,43\Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T} \quad (2.60)$$

$\lg n_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$  **bog'lanish** grafigi quyidagi rasmda tasvirlangan.



2.5-rasm.

Rasmdagi to'g'ri chiziqning burchak koeffitsienti

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{0,43 \cdot \Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \quad (2.61)$$

Agar  $\Delta E_0$  ni eV larda ifodalasak, bu ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta E_0 = 0,4 \operatorname{tg} \alpha \quad (2.62)$$

Natijada, agar eksperimental grafikdan  $\operatorname{tg} \alpha$  topilsa,  $\Delta E_0$  ni, ya'ni taqiqlangan zona kengligini aniqlasa bo'ladi.

## 2.5. Zaryad tashuvchilarning samaraviy massasi.

Zaryad tashuvchilarni effektiv massasi tushunchasini kiritish orqali elektronlarni kristall panjarani potentsial maydonidagi xarakati masalasini erkin elektronlarni xarakati masalasiga olib kelish mumkin, ya'ni zonaviy elektronlarga erkin elektronlar uchun o'rinli bo'lgan asosiy qonunlarni qo'llash imkoniyati tug'iladi.

Dastlab erkin elektronlarga to'xtalamiz. Agar elektron  $\vartheta$  tezlik bilan xarakatlansa, impuls  $p = m\vartheta$ . Elektron uchun de-Broyl to'lqin uzunligi:

$$\lambda = \frac{h}{m\vartheta} = \frac{h}{p} \quad (2.63)$$

Bu erda,  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  J.c-Plank doimiysi.

(2.63) asosida elektronni kinetik energiyasini yozamiz:

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \quad (2.64)$$

To'lqin soni tushunchasidan foydalanamiz:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

(2.64) asosida quyidagini olamiz:

$$E(k) = \frac{h^2 k^2}{8\pi^2 m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.65)$$

(2.65) ifoda erkin elektronni kinetik energiyasini to'lqin soniga bog'lanishini ifodalaydi, ya'ni dispersiya qonunini ifodalaydi. Bu ifodani differentsiallaymiz va  $k$  ni topamiz:

$$dE / dk = \hbar^2 k / m \quad (2.66)$$

$k$  ni ifodasini  $\vartheta = \hbar k / m$  ifodaga qo'yamiz:

$$\vartheta = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad (2.67)$$

(2.67) ifoda faqat erkin elektronlar uchun emas, balki panjarani potentsial maydonida xarakterlanadigan elektronlar uchun ham o'rinli.

Zonaviy elektronni energiyasi tashqi ta'sirlar tufayli o'zgaradi. U xolda

$$dE = F \mathcal{G} dt \quad (2.68)$$

Bu erda  $F$  – energiyani o'zgarishiga olib keladigan tashqi kuch.

(2.67) ifodani (2.68) ifodaga qo'yamiz:

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt \quad (2.69)$$

Bu erdan,

$$\frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} F \quad (2.70)$$

(2.67) ifodadan foydalansak:

$$\frac{d\mathcal{G}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt} \quad (2.71)$$

(2.71) ni xisobga olamiz:

$$\frac{d\mathcal{G}}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} F \quad (2.72)$$

Belgilash kiritamiz:

$$m^* = \frac{1}{\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2}} \quad (2.73)$$

Bu ifoda elektronni **effektiv massasi** deyiladi.

(2.73) ifodani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{m^*} \quad \text{yoki} \quad (m^*)^{-1} = \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{1}{\hbar^2} = \frac{d^2 E}{dp^2} \quad (2.74)$$

Effektiv massa ifodalardan ko'rinyaptiki,  $m^*$  keng oraliqda  $d^2 E / dk^2$  ga bog'liq ravishda o'zgaradi

## 2.6. Amorf moddalarning zonaviy strukturasi xususiyatlari.

Yarimo'tkazgichlar fizikasi va texnikasining eng istikbolli soxalaridan biri amorf materiallar soxasidir. Amorf materiallar atomlar joylashishida yaqin tartibni saqlaydi, ularda atomlar joylashuvida uzok tartib mavjud emas. Ba'zan amorf strukturalarni ideal tartiblanmagan materiallar deb tasavvur qilinadi.

Tadqiqotlar natijalari shuni ko'rsatadiki, oksidlar qatlamlari amorf xolatlarda bo'ladi. Amorf xolatlarining xususiy xollaridan biri shishasimon materiallardir.

Amorf yarimo'tkazgichlarni kvantomexanik nazariyasi A. I. Gubanov, N. Mott va boshqalar ishlarida rivojlantirilgan. Ular tartiblanmagan sistemalarda xolatlar zichligini taqsimot xarakterini o'rganganlar. Tartiblanmagan sistemalarda ham ruxsat etilgan zonalar, ya'ni o'tkazuvchanlik va valent zonalar to'g'risida

gapirish mumkin. Bu erda aynigan kristall yarimo'tkazgichlarga o'xshab, xolatlar zichligini dumlari mavjud. Taqiqlangan zonani kengligini kristall yarimo'tkazgichlardagiday aniqlash mumkin. Tartiblanmagan sistemalarda to'g'ri va noto'g'ri o'tish va dispersiya qonuni degan tushunchalar qo'llanilmaydi.

Amorf nometall strukturalar nazariyasiga ko'ra o'tkazuvchanlik zonasi tubidan yuqori va valent zona shipidan pastda elektronlar va kovaklarni lokallashmagan satxlari joylashadi. Lekin taqiqlangan zonada lokallashgan satxlarni kvaziuzluksiz spektri mavjud, bu tartiblanmagan sistemalarning zona tuzilishini faqk qiluvchi xususiyatidir.

Masalan, xalkogen-elementlar (Si, Se, Te) bilan beshinchi gurux elementlari (P, As, Sb, Bi) va turtinchi gurux elementlari (Ge, Si, Sn) birgalikda xalkogenid shisha hosil qiladilar. Ularni yarimo'tkazuvchanlik xususiyatlari birinchi marta 1954 yilda N. A. Goryunova va B. T. Kolomiets tomonidan o'rganilgan va ular tomonidan bu materiallarni quyidagi zona tuzilishi taklif qilindi. Taqiqlangan zonadagi lokallashgan xolatlar o'tkazuvchanlik va valent zonalarini dumlari tomonidan hosil qilinadi, bu dumlar o'zaro bir-birini bekitadi (2.6. a-rasm). Fermi satxi bekitilish soxasida yotadi.

Maydon nazariyasi bo'yicha,  $F$  fermi satxi yaqinida taqiqlangan zonada xolatlar zichligi  $10^{19} - 10^{20} \text{ sm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ . Kritik kontsentratsiya  $N_c$  lokallashgan xolatlar soxasini lokallashmagan xolatlar soxasidan ajratadi.  $N(E) < N_c$  tengsizlik bajariladigan energiya soxasida zaryadlar yo'nalgan kuchishi sakrashesimon mexanizm, ya'ni lokallashgan soxalar bo'yicha o'tkazuvchanlik ko'rinishida amalga oshadi. Bu erda zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi juda oz va  $N(E)$  kattalik  $N_c$  ga yaqin qiymatlardan kamayganda zaryad tashuvchilarni xarakatchaligi nolgacha keskin kamayadi (2.6, b-rasm). Bu esa differentsial o'tkazuvchanlikni mavjud emasligi bilan ekvivalentdir.

Elektronlar uchun differentsial o'tkazuvchanlik quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\sigma_n(E) = eN(E)\mu(E)f_\phi(E) \quad (2.75)$$

Bu erda,  $f_\phi(E)$  Fermining taqsimot funktsiyasi.

Kovaklar uchun differentsial o'tkazuvchanlik quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\sigma_n(E) = eN(E)\mu(E)(1 - f_\phi(E)) \quad (2.76)$$

2.6. v-rasmda  $\sigma(E)$  bog'lanish keltirilgan bulib, unda  $E_g$  va  $E_c$  ga to'g'ri keladigan ikkita ekstremumlar ko'rsatilgan. Taqiqlangan zona ichida chiziqar tushib ketishi zaryad tashuvchilar xarakatchanligini keskin kamayishi bilan aniqlanadi. Valent va o'tkazuvchanlik zonalarida  $\sigma(E)$  ni kamayishi zonalarda erkin elektron va erkin kovak kontsentratsiyalarini kamayishi bilan bog'liq.  $E_g$  dan

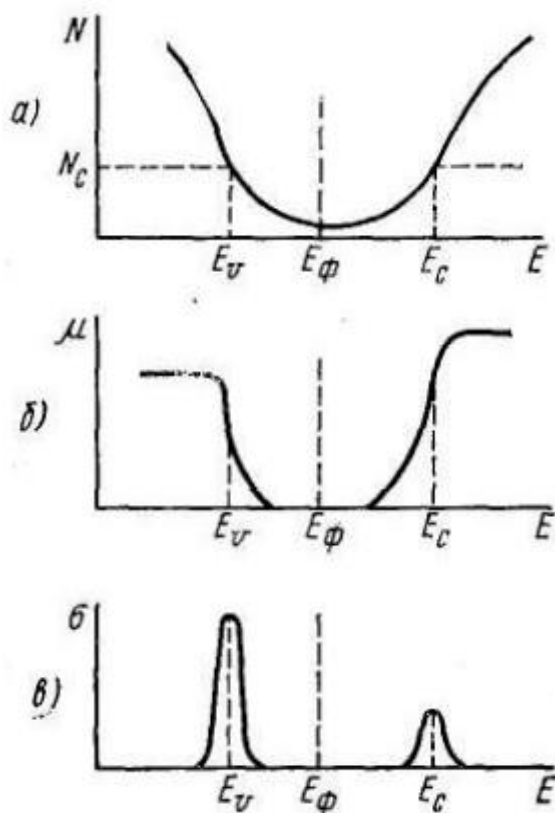


pastda va  $E_c$  dan yuqorida zaryad tashuvchilarni zonalar bo'ylab odatdagi ko'chishi sodir bo'ladi.

Agar, satxlar bir-biriga  $kT$  tartibida yaqin bo'lsa, elektro'tkazuvchanlik taqiqlangan zonada lokallashgan xolatlar bo'ylab, termik aktivlanishsiz, yoki termik aktivlanish bilan sodir bo'ladi. Bu xolda zaryad tashuvchilar xarakatchanligi :

$$\mu = \frac{e}{kT} R^2 \nu e^{(2\frac{R}{\lambda} \frac{\Delta E}{kT})} \quad (2.77)$$

Bu erda,  $R$  - lokallashgan xolatlar orasidagi o'rtacha masofa,  $\nu$  va  $\lambda$  - kvant o'tishlar natijasida nurlanadigan yoki yutiladigan fonon chastotasi va to'lqin o'zunligi.  $\Delta E$  -aktivlanish energiyasi. Yuqorida keltirilgan zona tuzilishi asosida amorf yarimo'tkazgichlar nima uchun aralashmalarga va radiatsiyaga sezgir emasligini tushunish qiyin emas. Bu amorf yarimo'tkazgichlar uchun keng istiqbollarni ochib beradi.



2.6-rasm.

Kristallarda atomlar joylashishidagi ideal tartib va tartiblanmagan strukturalardagi ideal uzok tartibsizlik fizik abstraksiya xisoblanadi. Xaqiqatda kristallarda ko'p sonli defektlar (nuqtaviy, chiziqli, xajmiy) mavjud. Real amorf yarimo'tkazgichlar hamma vaqt qo'shni soxalar bilan qandaydir ajralish chegarasiga ega lokal soxalarga ega. Bu chegaralarda miqrozarralar uchun potentsiallar barerlar hosil bo'ladi. Masalan, bu Shottki bareri bo'lishi mumkin.

Amorf plyonkalar  $Sb_2S_3$  yoki  $Sb_2Se_3$  100 VG'sm gacha fotokuchlanish generatsiyalaydi. Bu amorf fazada mikrogeteroo'tishlar lokallashadigan kristall kiritmalar mavjudligi bilan bog'liqdir.

Xalkogenid shishalarda amorf fazada zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi kichik ( $10^{-3}$

$-10^{-4} \text{ sm}^2\text{G}'(\text{V.s})$ , kristall fazalarda esa u bir necha tartibga oshishi va zaryad tashuvchilarni kontsentratsiyasini ham ortirishi mumkin. Natijada, kristall fazani solishtirma o'tkazuvchanligi amorf fazaga nisbatan bir necha tartibga yuqori bo'ladi. Amorf xalkogenid shishalarda kristall kiritmalarni hosil bo'lishi juda oson. Masalan, ularni 300-400<sup>0</sup>S largacha qizdirib, sovutganda bu jarayon tez sodir bo'ladi.

### III-BOB. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar elektro'tkazuvchanlik mexanizmlari

#### 3.1. Kristallardagi kirishmalar va nuqsonlar.

Real kristallar ideal kristallardan kristall panjarada atomlarning davriy joylashishidagi ko'p sonli buzilishlar yo'zaga kelishi bilan farqlanadi. Bu strukturaviy buzilishlar har xil sabablarga bog'liq bo'ladi. Masalan, materialni o'stirish sharoitiga, turli aralashmalarni mavjudligiga. Hamma strukturaviy nuqsonlarni yarim o'tkazgichlarda geometrik o'lchamlariga ko'ra to'rtta guruxga ajratiladi.

- 1) Nuqtali nuqsonlar
- 2) Chiziqli nuqsonlar
- 3) Sirtiy nuqsonlar
- 4) Hajmiy nuqsonlar

**Nuqtaviy nuqsonlarga** vakansiyalar, kristall panjarani tugunlararo atomlari, panjara tugunida yoki tugunlararo joylashgan chet aralashma atomlari kiradi.

Nuqtaviy nuqsonlardan biri vakansiya. Kristall panjarani tugunida joylashgan atom kristallni sirtiga o'tib olsa vakansiya va sirtiy atom juftligi hosil bo'ladi, bu juftlik **Shottki nuksoni** deyiladi. U quyidagicha belgilanadi.  $V^0, V^+, V^-$

$V^0$  -neytral vakansiya

$V^-$  -akseptor vakansiya

$V^+$  -donor vakansiya

Vakansiya hosil bo'lishi kristall panjarani lokal siqilishini yo'zaga keltiradi. Natijada panjarani o'rtacha davri kamayadi. **Tugunlararo atom** deb kristall panjarani tugunlari orasida joylashgan atomga aytiladi. Tugunlararo atomni hosil bo'lishida atom sirtiy qatlamdan kristall panjarani hajmiga o'tadi. Atom kristall panjarani tugunidan tugunlararo muxitga o'tsa uning o'rnida vakansiya hosil

bo'ladi. Vakansiya tugunlararo atom juftligi **Frenkel nuqsoni** deyiladi. Tugunlararo atomni hosil bo'lishi vakansiyadan farqli ravishda panjarani o'rtacha davrini orttirib yuboradi. Kristall panjarasidagi yot atomlar (kirishmalar) panjara nuksonlari jumlasiga kiradi, ammo kristall hossalari (xususan, elektr hossalari) ni anuqlashda ularning ahamiyati nixoyatda muxim.

Kirishmalar o'zining tutgan urni va bajaradigan vazifalariga qarab bir necha turlarga bulinadi.

Kirishma atomlar kristall panjarasida yoki tugunlardagi asosiy atomlar urniga utirib oladi (bunday kirishmalar jami **urinbosar qattiq eirtma** deyiladi), yoki ular panjara tugunlari orasiga joylashib oladi (bunday kirishmalar **sukilish qattiq eritma** deyiladi). Bu ikki xolni ikki omil-geometrik va elektrokimyoviy omillar aniklaydi. Urinbosar kirishmalar hosil bo'lishi uchun kirishma atom radiusining asosiy atom radiusidan farqi 15% dan oshmasligi kerak. Yana bir shart shuki, asosiy va kirishma atomlar elektrokimyoviy jixatdan uxshash bo'lishi zarur, kirishma atomning sirtki (valent) kobigidagi elektronlar soni asosiy atomning sirtki kobigi elektronlari soniga teng yoki yakin ( $\pm 1$ ) bo'lishi kerak.

Sukilish kirishmalari hosil bo'lishi uchun kirishma atom radiusining asosiy atom radiusiga nisbati 0,59 dan kichik bo'lishi kerak. Xar bir kirishma atom o'zi turgan joy atrofida panjara davriyligini bo'zadi va elektron (kovak) uchun maxalliy satxlar hosil kiladi, bu satxlar kirishmalar zichligi uncha katta bulmaganda, taqiqlangan zonada joylashgan bo'ladi.

Chizikli nuqsonlarga dislokatsiyalar kiradi. Dislokatsiyalar sezilarli darajada bir yo'nalish bo'ylab kristall panjarada atomlarning joylashuvidagi davriylikning bo'zilishidir. Dislokatsiya chizig'ini yo'nalishiga bog'liq ravishda ikki xil dislokatsiya bo'ladi: vintsimon va aylanaviy dislokatsiya. Agar dislokatsiya chizig'i siljish chizig'iga parallel bo'lsa bunday dislokatsiya **vintsimon dislokatsiya** deyiladi

Agar dislokatsiya chizig'i siljish chizig'iga perpendikulyar bo'lsa, bunday dislokatsiya **aylanaviy dislokatsiya** deyiladi.

Sirtiy nuqsonlar turli muxitlararo chegaralarda vujudga keladi. Ular fazalararo chegara va fazalar ichidagi nuqsonlardir. Fazalararo chegara turli fazaviy xolatlarda joylashgan kristallni soxalarini ajratadi. Bu chegara, masalan, kristallni sirti bo'lib, uni tashqi muxitdan ajratib turadi. O'sayotgan kristallni eritmadan ajratadi. Faza ichidagi chegaralar bir fazaning ichida turlicha orientatsiyalangan kristallarni qismlarini ajratadi.

Hajmiy nuqsonlar yarim o'tkazgichning hajmidagi turli xil kirishmalar, boshqa bir fazani kirishmalari xisoblanadi. Hosil bo'lish usuliga ko'ra barcha strukturaviy nuqsonlar bir qancha guruxlarga bo'linadi: aralashma nuqsonlar, termik nuqsonlar, radiatsion nuqsonlar, barik nuqsonlar.

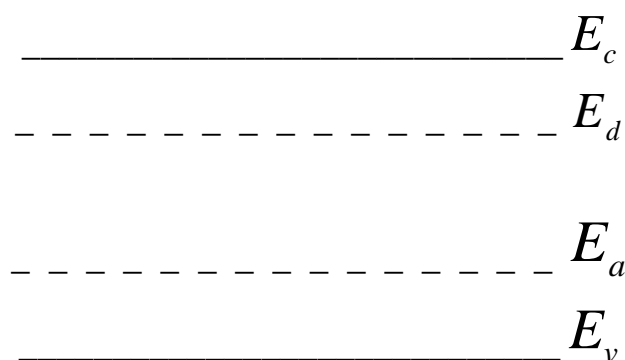
Aralashma nuqsonlari uni o'zlashtirish va diffuziyaviy legirlash, ionli implantatsiyali va neytron traektoriyali legirlash jarayonida kiritiladi.

Termik nuqsonlar yarimo'tkazgichni qizdirish natijasida va turli xil tezliklarda sovitish jarayonlarida kiritiladi.

Radiatsion nuqsonlar kristallni turli elektronlar, gamma kvantlar, neytron bilan nurlantirganda hosil bo'ladi.

Barik nuqsonlar kristallni deformatsiyalaganda hosil bo'ladi.

Kirishmalar maksimal eruvchanlik va maksimal kontsentratsiya bilan xarakterlanadi. Bir xil temperaturada tugunlararo atomni diffuziya koeffitsienti tugundagi atomni diffuziya koeffitsentiga qaraganda bir qancha tartibda kichik bo'ladi. III va V grupp elementlari IV grupp elementlarida o'rin olish qattiq aralashmalarini hosil qiladi. III va V grupp elementlari IV grupp elementlarini ta'qiqlangan zonasida sayoz satxlarni vujudga keltiradi. Agar donor aralashmalarni energetik satxlari ta'qiqlangan zonada o'tkazuvchanlik zonasini tubiga yaqin joylashsa va aktseptor aralashmalarni energetik satxlari valent zonaning shipiga yaqin joylashsa bunday satxlar **sayoz satxlar** deyiladi.



**3.1-rasm**

Donorlarni ionlashish energiyasi  $E_c - E_d$  ga, aktseptor satxning ionlashish energiyasi  $E_a - E_v$ , aralashma atomlarini ionizatsiya energiyalari Xoll doimiysini temperaturaga bog'lanishidan yoki yorug'likning yutilish koeffitsientini spektral bog'lanishdan topilishi mumkin. III va V grupp elementlarini kremniy yoki germaniyga kiritilishi kristalda elektronlar va protonlar kontsentratsiyasini o'zgartirib yuboradi. Yarim o'tkazgichda katta kontsentratsiyada zaryad tashuvchilarni hosil qiladigan va ta'qiqlangan zonada ruxsat etilgan zonalar chegaralariga yaqin joylashgan sayoz satxlar **legirlovchi satxlar** deyiladi. Agar aralashma atomlari davriy sistemada asosiy kristallni guruxidan birdan ko'pga farq qilsa u holda ta'qiqlangan zonada hosil bo'ladigan lokal satxlar **chuqur satxlar** deyiladi. Bu satxlar murakkab satxlar bo'lib, birinchidan bu holda bitta atom uchun bitta yoki bir nechta satxlar yo'zaga keladi. Ikkinchidan energiya satxlari ta'qiqlangan zonada ruxsat etilgan zonalar chegaralaridan ancha uzoqda joylashgan

bo'ladi. Masalan: mis germaniyda uchta aktseptor satx hosil qiladi.  $E_v$  dan 0.04 va 0.33  $\text{eV}$  da joylashgan ikkita satx va  $E_c$  dan 0.25  $\text{eV}$  da joylashgan bitta satx hosil qiladi. Bular shuni ko'rsatadiki, mis atomi o'ziga uchta elektron biriktira olishi mumkin ekan.

Termik nuqsonlarni ta'qiqlangan zonada hosil qiladigan energetik satxlar spektrini ko'ramiz. Yarimo'tkazgichlarda yuqori temperaturalarda hosil bo'ladigan termik nuqsonlar sovo'tish tezligiga bog'liq. Termik nuqsonlar yarim o'tgazgichni ta'qiqlangan zonasiga donor va akseptor xarakteridagi lokal satxlarni kiritadi. Masalan, temir atomlari bilan bog'liq bo'lgan termo nuqsonlar  $E_v + 0,4\text{eV}$  bo'lgan chuqur satxni hosil qiladi.  $E_v + 0,41\text{eV}$  bo'lgan chuqur satx ta'qiqlangan zonaning pastgi kengligida energetik satxni vujudga keltiradi.  $E_v + 0,4\text{eV}$  energetik satx yarim o'tkazgichga termoishlov bergandan so'ng, uni  $10^4 \text{e}/\text{c}$  tezlikda sovutganda hosil bo'ladi.  $10^2 \text{e}/\text{c}$  tezlikda sovo'tish natijasida nostabil termo nuqsonlar yo'qotilishi mumkin ekan va ularning o'rniga boshqa bir  $E_v + 0,32\text{eV}$  li termo donorlar hosil bo'ladi. Taqiqlangan zonani yuqori yarmida quyidagi chuqur satxlar ko'zatigan,  $E_c - 0,20\text{eV}$ ,  $E_c - 0,32\text{eV}$ ,  $E_c - 0,54\text{eV}$ , ularni elektronlarni ushlab kesimlari  $10^{-15} - 6 \cdot 10^{-15} \text{cm}^2$ ,  $6 \cdot 10^{-17} - 10^{-18} \text{cm}^2$ .

Yarim tkazgichlarga kirishmalar kiritish yuli bilan ularning elektr utkazuvchanligi-ni va boshqa hossalarni o'zgartirish mumkin. Buning bir necha usullari ishlab chikilgan.

Yarimo'tkazgich monokristallini qotishmalardan hosil qilish jarayonida qotishmaga istalgan kirishma moddalarni kiritiladi. Bunda monokristall xajmida kirishmalarning tekis taqsimlanishini ta'minlaydigan choralar amalga oshiriladi.

Biz bu erda elektronika sonoatida keng qo'llaniladigan kirishmalar kiritish usullari to'g'risida qisqacha ma'lumot beramiz.

**Diffuziya usuli bilan kirishmalar kiritish usuli.** Bu usulda maxsus idishlarga yarim utkazgich kristalli, u bilan birga kiritiladigan moddaning ma'lum miqdori ham joylanadi. So'ng diffuziya pechida yuqori (kristall erish temperaturasidan past) temperaturagacha qizdiriladi, kirishma modda buglanadi va uning atomlari kristall ichiga diffuziyalanib kira boradi. Bu kirishma atomlar, yuqorida aytilgan sharoitga qarab, yo atomlardan bo'shab qolgan tugunlariga yoki tugunlar orasiga joylashib oladi. Masalan, kremniyga fosforni taxminan 1200<sup>o</sup>S temperaturada diffuziyalanadi, chunki kremniyning erish temperaturasi taxminan 1410<sup>o</sup>S bo'lganligi uchun u o'zining qattiq xolatini saqlaydi, ammo issiqlik xarakati kuchayishidan vakansiyalar ko'payib ketadi, fosfor va kremniy atomlari radiuslar bir-biriga yaqin bo'lganligi uchun fosfor atomlari kremniy kristali tugunlariga joylashib, o'rinbosar kirishma hosil kiladi.

**Ionlar kiritish usuli.** Dastlab kiritiladigan kirishma atomlari ionlashtiriladi, so'ngra bu ionlarni katta kuchlanishli (bir necha kilovolt chamasida) elektr maydonda tezlantiriladi, shunda ular kristall plastinasiga kirib oladigan bo'ladi. Plastina esa xona temperaturasida yoki undan bir oz yuqoriroq temperaturada tutib turiladi. Bu usul, ionlar tokini va nurlash vaqtini nazorat qilish evaziga, kiritilayotgan kirishmani aniq hamda takrorlanuvchi miqdorda kiritish, ionlarning kirish chuqurligini tayinlash va boshqa bir qancha afzalliklarga imkon beradi.

Kirishmaning ionlari yarimo'tkazgich kristall panjarasiga kira borib, o'z energiyasini yuqota boradi, bu y o'qotish ikki ko'rinishda amalga oshadi. Kiritilgan ion kristall panjarasi tugunidagi atomga urilib, uni o'z joyidan tugunlar orasiga kuchirib, Frenkel nuksonini hosil qilishi, ko'chirilgan atom, agar iondan katta energiya olsa, yana boshqa atomlarni o'z tugunidan urib chiqarishi mumkin. Bunday xol yadroviy (elastik) tuqnashishlar xoli deyilib, ionning yo'lida tuzilishi buzilgan soxalar klasterlar (ulchami  $(5-10) \cdot 10^{-7} \text{sm}$ ) vujudga keladi. Ionlar oqimi etarlicha katta bo'lganida klasterlar qo'shilishib, makroskopik amorf soxalar hosil qilishi ham mumkin.

Ikkinchi xolda ion kristall atomlarining elektronlari bilan o'zaro ta'sirlashadi va o'z energiyasini atomlarni ionlash yoki g'alayonlashga sarflaydi. Bu xol elektronlar bilan (noelastik) tuqnashishlar deyiladi.

**Epitaksiya usuli.** «Epitaksiya» atamasi bundan yarim asrdan ham oldin ma'lum yo'nalishda o'stirish jarayonini belgilash uchun kiritilgan (yunoncha: «epi»-ustiga, «taksis»-tartibli o'rnatish demakdir).

«**Taglik-usayotgan kristall fazasi**» tizimida o'zaro ta'sir tabiati bo'yicha epitaksiya jarayonining avtoepitaksiya (gomoepitaksiya), generoepitaksiya, xemoepitaksiya, reotaksiya deb ataladigan turlari bor. Avtoepitaksiya taglik va o'stiriladigan qatlam aynan bir xil moddadan iborat xoldagi jarayondir. Generoepitaksiya taglik va o'stiriladigan qatlam turli moddalardan iborat xolni bildiradi. Bu ikki jarayonda moddalar tasirlashmaydi. Ammo, xemoepitaksiyada yangi kristall fazasi qatlami taglikning unga kelib tushayotgan (dastlabki fazasidan) modda bilan kimyoviy o'zaro ta'siri evaziga hosil bo'ladi. Epitaksiya jarayonida taglikning tuzilishi o'sadigan kristall fazasi tuzilishidan farq qilishi mumkin.

**Gaz-transport (bug fazali) epitaksiya** xolida o'tkaziladigan modda dastlab gaz (bug) xolatida bo'ladi va shu xolatda u taglikka etib boradi.

### 3.2. Elektron elektro'tkazuvchanligi.

Elektro'tkazuvchanlik kuchish hodisalarining biri xxisoblanadi. Kuchish yoki kinetik hodisalar deb, elektr, magnit maydonlar yoki temperatura farqi tufayli erkin zaryad tashuvchilarni xarakati bilan bog'liq bo'lgan hodisalarga aytiladi.

Yarimo'tkazgichda bir xil turdagi erkin zaryad tashuvchilar mavjud bo'lgan xol uchun solishtirma o'tkazuvchanlik:

$$\sigma_n = en\mu_n \quad (3.1)$$

$e$  – elektron zaryadi,  $n$  – erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi,  $\mu_n$  – zaryad tashuvchilarni dreyf xarakatchanligi.

Agar zaryad tashuvchilar elektronlar va kovaklar bo'lsa, yarimo'tkazgichni o'tkazuvchanligi quyidagicha bo'ladi:

$$\sigma_n = en\mu_n + ep\mu_p$$

Xususiy elektro'tkazuvchanlik soxasida elektronlar va kovaklarni elektr o'tkazuvchanligi o'zaro teng va bu xolda:

$$\sigma = e(\mu_n + \mu_p)n_i = e(\mu_n + \mu_p)\sqrt{N_c N_g} e^{-\frac{\Delta E_0}{2kT}} \quad (3.2)$$

$\mu_n, \mu_p, N_c, N_g$  lar temperaturaga kuchsiz bog'langan va shuning uchun (6.2) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\lg \sigma_i = A - \frac{0,43\Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T} \quad (3.3)$$

$\lg \sigma_i = f(1/T)$  bog'lanish grafigida to'g'ri chizikni burchak koeffitsienti  $tg\alpha$  si aniqlansa, yarimo'tkazgichni taqiqlangan zonasi kengligini aniqlasa bo'ladi.

$$tg\alpha = \frac{0,43\Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \quad \text{yoki} \quad \Delta E_0 = 0,4tg\alpha \text{ eV} \quad (3.4)$$

Elektronli yarimo'tkazgichda

$$\sigma_n = e\mu_n \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}$$

$$\lg \sigma_n = B - \frac{0,43\Delta E_d}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T}$$

$$tg\alpha_d = \frac{0,43\Delta E_d}{2k \cdot 10^3} \quad \text{yoki} \quad \Delta E_d = 0,4tg\alpha_d \text{ eV}$$

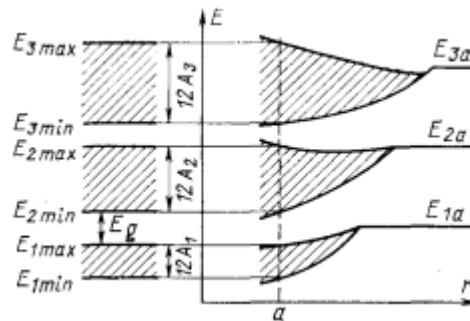
Kovakli yarimo'tkazgichda

$$\sigma_p = e\mu_p \sqrt{\frac{N_g N_a}{2}} e^{-\frac{\Delta E_a}{2kT}}$$

$$\lg \sigma_p = C - \frac{0,43\Delta E_a}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_a = \frac{0,43 \Delta E_a}{2k \cdot 10^3} \text{ yoki } \Delta E_a = 0,4 \operatorname{tg} \alpha_a \text{ eV}$$

3.2-rasmda donorlarni xar xil konsentratsiyalari  $N_d$  da elektronli yarimo'tkazgich uchun va aktseptorni xar xil konsentratsiyalari  $N_a$  da kovakli yarimo'tkazgich uchun  $\lg \sigma_i = f(1/T)$  bog'lanish grafiklari keltirilgan.



3.2-rasm.

### 3.3. Zaryad tashuvchilarning sohilishi. Xarakatchanlik.

**Xarakatchanlikning temperatura va elektrik maydon kuchlanganligi-ga bogliqligi.**

Ideal yarimo'tkazgichda hamma elektronlar bog'langan bo'ladi. Agar bunday yarimo'tkazgichni elektr maydonga joylashtirsak, elektr toki hosil bo'lmaydi. Chunki, bunda erkin zaryad tashuvchilar yo'k. Faraz qilaylik, qandaydir ta'sir, masalan, issiqlik energiyasi ta'sirida valent bog'lar uzilib, elektron erkin bo'lib qolsin. Bog'langan elektronni erkin elektronga aylanish jarayoni **generatsiya** deyiladi. Elektron ketgan joyda ortiqcha musbat zaryad qoladi. Bu vakant joy kovak deyiladi. Butun kristall neytralligicha qoladi, chunki hosil bo'lgan xar bir erkin elektronga bitta kovak to'g'ri keladi.

Elektron kovak bilan birikishi ham mumkin. Erkin elektronni bogo'langan elektronga aylanish jarayoni **rekombinatsiya** deyiladi.

Yarimo'tkazgichda muvozanat sharoitida vaqt birligi ichida ma'lum miqdordagi elektron va kovak juftlari generatsiyalanib tursa, ikkinchi tomondan shuncha juft rekombinatsiyalanib turadi:

$$r_0 = g_0 \quad (3.5)$$

Bu erda,  $r_0$  va  $g_0$  muvozanat xoldagi rekombinatsiya va generatsiya tezliklari.

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (3.6)$$

$\gamma_r$  - **rekombinatsiya doimiysi** deyiladi.

$\gamma_r p_0$  -elektronning rekombinatsiyalanish extimolligi.



$\gamma_r n_0$  - kovakning rekombinatsiyalanish extimolligi.

Zarraning hosil bo'lishi va qarama qarshi zarra bilan uchrashib yuqolishi orasidagi vaqt uning **yashash vaqti** deyiladi. Zaryad tashuvchilarni yashash vaqtlari quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (3.7)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (3.8)$$

kovak uchun

(6.3) ifodadan foydalansak bu ifodalarni quyidagicha yozamiz:

$$\tau_n = \frac{n_0}{r_0} \quad (3.9)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{p_0}{r_0} \quad (3.10)$$

kovak uchun

Agar yarimo'tkazgich tashqi ta'sirga uchrasa muvozanat buziladi. U xolda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar uchun yashash vaqti:

$$\tau = \frac{1}{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p}} \quad (3.11)$$

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi vaqt buyicha quyidagi qonuniyatga ko'ra o'zgaradi:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.12)$$

Bu erda  $\Delta n_0$  -zaryad tashuvchilarni tashqi ta'sir yo'qligidagi konsentratsiyasi.

Kristallda erkin zaryad tashuvchilar xarakat qilganda o'z yo'lining qisqa qismidagina erkin yura oladi, so'ng boshqa atom yoki panjara nuqsoni bilan to'qnashib, o'z tezligini va xarakat y o'nalishini o'zgartiradi. Zaryad tashuvchini to'qnashuv sodir qilmasdan bosib o'tadigan ana shu y o'li erkin yugurish yo'li  $\ell_n$  deyiladi. Tajriba k'rsatadiki,  $\ell_n$  juda kichik bo'lib,  $10^{-5}$  sm atrofida bo'lar ekan. Yarimo'tkazgich elektr maydonga qo'yilganda elektron maydon ta'sirida qo'shimcha  $\Delta \mathcal{G}$  tezlik oladi. U xolda elektronning o'rtacha tezligi:

$$\bar{\mathcal{G}} = \frac{\Delta \mathcal{G}}{2} = \frac{e}{2m_n} \cdot \frac{\ell_n}{\mathcal{G}_0} E = \mu_n E \quad (3.13)$$

$$\mu_n = \frac{e}{2m_n} \cdot \frac{\ell_n}{\mathcal{G}_0} = \frac{\bar{\mathcal{G}}}{E} \quad (3.14)$$

elektronning xarakatchanligi . Elektr maydon kuchlanganligi  $1B/cm$  bo'lganda elektronni olgan tezligi **elektronning xarakatchanligi** deyiladi. Xona temperaturasida elektronlar xarakatchanligi Si da  $1350 \text{ sm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ , InSb da  $9.10^5 \text{ sm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ . (6.11) da  $\frac{l_n}{g_0} = \tau$  ekanligini xisobga olsak,  $\mu_n = \frac{e\tau}{2m_n}$  hosil bo'ladi.

Elektronlarni tezliklar bo'yicha taqsimotini xisobga olsak,

$$\mu_n = \frac{e\tau}{m_n} \quad (3.15)$$

hosil bo'ladi. Bu formulani yarimo'tkazgichdagi bitta yo'nalish uchun foydalansak,

$$(\mu_n)_i = \frac{e}{m_i} \tau$$

$(\mu_n)_i$  -elektronni yo'nalishlardan biri bo'ylab xarakatchanligi (masalan, ellipsoidal izoenergetik sirtini o'klaridan biri bo'ylab),  $m_i$  -effektiv massa tenzorini tegishli komponenti.

Erkin zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi kristall panjaraning hossalariga, unda kirishmalarning bor yoki yo'kligiga va temperaturaga bog'liqdir. Bunga sabab, zaryad tashuvchilarni sochilish jarayonidir. O'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklari kristalldagi aralashmaning neytral atomlari va ionlarida, strukturani nuqtaviy nuqsonlarida, dislokatsiyalarda, panjarani issiqlik tebranishlarida (fononlarda) sochilishi mumkin.

Aralashma ionlarida sochilish zaryadlarni o'zaro ta'siri natijasi sifatida yo'zaga keladi. Sochuvchi ionlar o'zining maydoni bilan elektronlar va kovaklarni og'iradi, bunda zaryad tashuvchi qancha sekin xarakatlansa va aralashma ioni yaqinidan qancha yaqin o'tsa og'irish shuncha kuchli bo'ladi.

Aynimagan yarimo'tkazgichlarda aralashma ionlarida sochilish sodir bo'lganda zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi  $T^{3/2}$  ga proporsional bo'ladi:

$$\mu_{ap} = aT^{3/2} \quad (3.16)$$

Monokristallarda aralashma ionlarida sochilish past temperaturalar soxasida sochilishni asosiy mexanizmi.

Aynimagan yarimo'tkazgichlarda panjarani issiqlik tebranishlarida sochilish sodir bo'lganda zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi  $T^{-3/2}$  ga proporsional bo'ladi:

$$\mu_{uc} = bT^{-3/2} \quad (3.17)$$

Demak, o'rtacha va nisbatan katta temperaturalarda zaryad tashuvchilar xarakatchanligi panjarani issiqlik tebranishlaridagi sochilishlar tufayli kamayadi.

Dislokatsiyalarda sochilish bo'lganda

$$\mu_{uc} = cT^{-1/2} \quad (3.18)$$

Sochilishni turli mexanizmlari bir vaqtda kuzatilsa, sochilishni to'la extimolligi xar bir mexanizmdagi sochilish extimolliklarini yig'indisiga teng. Demak

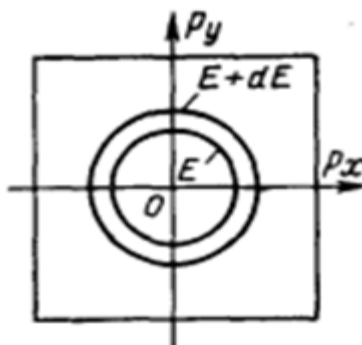
$$\frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau_i}$$

$\tau_i$  – partial relaksatsiya vaqti.

Xarakatchanlik esa quyidagi ifodadan topiladi:

$$\frac{1}{\mu_n} = c_1 T^{-3/2} + c_2 T^{3/2} \quad (3.19)$$

$\mu = \mu(T)$  bog'lanish grafigi quyidagi rasmda keltirilgan. (3.3-rasm)



**3.3-rasm.**

Zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi faqat temperaturaga emas, balki aralashmalar konsentratsiyasiga ham bog'liq. Aralashmalar konsentratsiyasi ortishi bilan zaryad tashuvchilarni sochilishi ham kuchayadi va xarakatchanlik pasayadi.

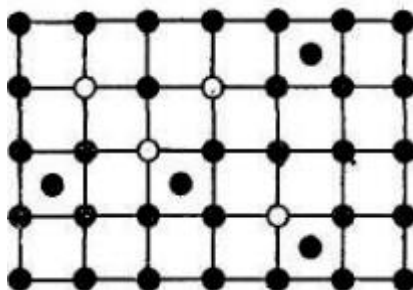
#### **IV-BOB. Amorf dielektriklar elektro'tkazuvchanligining xususiyatlari, sakrovchan o'tkazuvchanligi. Polaronlar.**

##### **4.1.Nuqsonning xosil qilish energiyasini baholash.**

Frenkel nuqsoni kristall panjarani bo'sh tuguni va tugunlararo atomdan tashqil topadi. Tugunlararo fazoda neytral atom emas, balki ion joylashadi. Demak, tugunda qarama-qarshi ishorali zaryadlangan vakansiya bo'ladi. 4.1-rasmda Frenkel nuqsoni mavjud yassi kristall panjara tasvirlangan. 4.2,a-rasmda

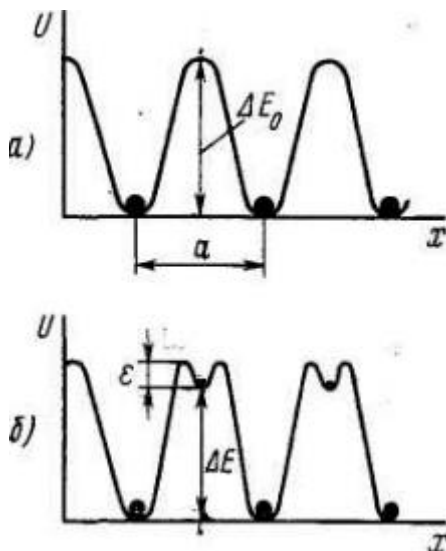
qandaydir yo'nalish bo'ylab atomlarni chiziqli zanjiri uchun potentsial chiziqni ko'rinishi tasvirlangan. Chiziqning minimumlari panjarani tugunlarida joylashgan atomlar (ionlar) ga tegishli. 4.2,b-rasmda tugunlararo atomlar (ionlar)ga tegishli uncha chuqur bo'lmagan minimumlar tasvirlangan. Ionlar tugundan tugunlararo fazoga o'tganda ularni energiyasi  $\Delta E$  ga ortadi. Bu energiya dissotsiatsiya energiyasi yoki **Frenkel nuqsonini** hosil bo'lish energiyasi deyiladi. Potentsial o'rani to'la chuqurliqi rasmda  $\Delta E_0$  orqali belgilangan.

**Shottki nuqsoni** atom (ion)ni dissotsiatsiyasi va jismni sirtiga o'tishi natijasida hosil bo'ladigan bo'sh tugun. Atom kristallarda Shottki nuqsoni bir xil, ionli kristallarda qo'shaloq bo'ladi. Ion kristallarda qo'shaloq Shottki nuqsoni hosil bo'lishida, tugunda musbat va manfiy zaryadli ionlar joylashadi. Shottki nuqsonlari 4.3, a va 4.3,b-rasmlarda tasvirlangan.

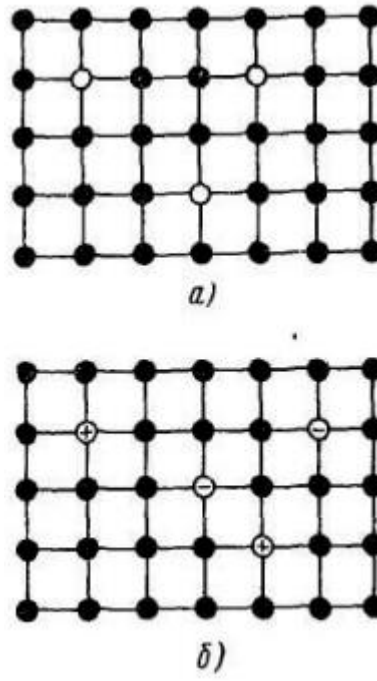


4.1-rasm

Zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi fakat temperaturaga emas, balki aralashmalar konsentratsiyasiga xam boglik. Aralashmalar konsentratsiyasi ortishi bilan zaryad tashuvchilarni sochilishi xam kuchayadi va xarakatchanlik pasayadi. 4.2-rasmda  $T \approx 300$  K da kremniyda aralashmalar konsentratsiyasiga elektronlar va kovaklarni xarakatchanligini boglanishi keltirilgan.



## 4.2-rasm



## 4.3 -rasm

Atom kristallardagi Shottki nuqsonini hosil qilish uchun atomni kristalldan ajratib oladigan to'la energiyani yarmiga teng energiya  $\Delta E_u$ , Shottkini qo'shalok nuqsonini hosil qilish uchun  $\Delta E_p$  energiya talab qilinadi.

Dissotsiatsiyalanadigan ionlar (tugunlar) konsentratsiyasini  $N$  bilan belgilaymiz. Xajm birligida  $n$ -ta ion tugunlararo, boshqalari  $N - n$  tugunlarda joylashsin. Frenkel nuqsonlari tugunlararo ionlar soniga teng bo'ladi.

Dissotsiatsiyalanish extimolligi  $\omega_d$ , ya'ni ionni tugundan tugunlararo fazoga o'tish extimolligi tugunda joylashgan ionlar soniga,  $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$  ga proporsional.

$$\omega_d = \alpha(N - n)e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (4.1)$$

$\alpha$  – proporsionallik koeffitsienti.

Teskari jarayon extimolligi  $\omega_r$ , ya'ni ionni bush tugunga qaytish extimolligi tugunlararo ionlar va bush tugunlar soniga proporsional:

$$\omega_r = \beta n \frac{n}{N} \quad (4.2)$$

Muvozanat sharoitida  $\omega_d = \omega_r$ ,  $n \ll N$  ekanligini xisobga olsak,

$$n = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} N e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (4.3)$$

Lekin, bu ifodada  $\alpha$  va  $\beta$  koeffitsientlar noma'lum. Statistik usulni qo'llab,  $n$  kattalikni ma'lum kattaliklar orqali ifodalaymiz.

$N_1$  - tugunlararo o'rinlar konsentratsiyasi,  $\omega_1$ -tugunlararo o'rinda  $n$  ta ionni joylashtirishi mumkin bo'lgan usullar soni.  $\omega - N$  ta tugunda  $n$  vakant tugunni joylashtirishi mumkin bo'lgan usullar soni.

$n \ll N$  va  $n \ll N_1$  shart bajarilganda

$$n = \sqrt{NN_1} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (4.4)$$

Bu formula Frenkel nuqsoni va tugunlararo ionlar konsentratsiyalarini ifodalaydi.

Atom kristallarda hosil bo'ladigan bir turli Shottki nuqsoni konsentratsiyasini xisoblaylik.  $n_1$  - Shottki nuqsoni konsentratsiyasi,  $\omega_u - n_1$  ta bir xil nuqsonni (vakansiyalar)  $N$  ta tugun bo'ylab joylashtirishi mumkin bo'lgan usullar soni.

$n_1 \ll N$  ta shart bajarilganda Shottkini bir xildagi nuqsonlari konsentratsiyasi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$n_1 = Ne^{-\frac{\Delta E_u}{kT}} \quad (4.5)$$

Qo'shaloq Shottki nuqsoni konsentratsiyasini xisoblaylik.  $N$  - dissotsiatsiyalana oladigan, ma'lum bir ishorali ionlar (tugunlar) konsentratsiyasini,

$N'$  - dissotsiatsiyalana oladigan, boshqa bir ishorali ionlar (tugunlar) yoki sirtga o'ta oladigan ionlar konsentratsiyasini belgilaylik.

$n_1 \ll N, n_1 \ll N'$  shart bajarilganda

$$n_1 = \sqrt{NN'} e^{-\frac{\Delta E_p}{2kT}} \quad (4.6)$$

Formulalardan ko'rinib turibdiki, qo'shaloq Shottki nuqsoni Frenkel nuqsoni konsentratsiyasiga o'xshab xisoblanadi, faqat farqi  $\Delta E, \Delta E_p$  energiya qiymatlarida va  $N, N'$  kattaliklarni qiymatlarida.

Shottki nuqsonini hosil bo'lishi modda zichligini kamaytiradi, chunki u namuna massasini oshirmasdan xajmni ortishiga olib keladi. Frenkel nuqsonini hosil bo'lishi esa modda zichligini sezilarli o'zgarishiga olib kelmaydi.

Bir nuqsonga to'g'ri keladigan nuqsonni hosil bo'lish energiyasini kattaligi 1eV tartibida. Masalan,  $NaCl$  uchun  $\Delta E_p = 2.02$  eV. Aktivlanish energiyasining bu qiymatiga xona temperaturasida  $n_1 \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$  konsentratsiyadagi nuqson to'g'ri keladi.

## 4.2. Ion o'tkazuvchanlik. Ion o'tkazuvchanlikning aktivatsiya energiyasi.

Ionli o'tkazuvchanlik Frenkel va Shottki nuqsonlarini mavjudligi bilan aniqlanadi. Ionli o'tkazuvchanlik quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\sigma = \sum_i q_i n_i \mu_i \quad (4.7)$$

$q_i$ -zaryad,  $n_i$  – kontsentratsiya,  $\mu_i$  -  $i$ -chi zaryad tashuvchini xarakatchanligi. Zaryad tashuvchilarni xarakatchanligini aniqlaymiz. Doimiy tashqi maydon qo'yilganda potentsial chiziqni xarakteri o'zgaradi. Agar maydon bir jinsli bo'lsa, bu maydonda ionni potentsial energiyasi koordinataga chiziqli bog'liq bo'ladi. Bu xolda potentsial relief zonaviy sxemaga o'xshab egiladi. (4.4-rasm) Potentsial chiziqni rasmdagidek egilishi musbat ion (kation) ga mos keladi: maydon yo'nalishida potentsial barer  $q\epsilon a/2$  ga teng miqdorga pasayadi, maydonga qarshi yo'nalishda esa shu miqdorga ortadi. Natijada kationlarni maydon yo'nalishida ko'chishi engillashadi, maydonga qarshi yo'nalishida qiyinlashadi. Manfiy ionlarni potentsial energiyasini o'zgarishi aksincha xarakterda bo'ladi.

Xarakatchanlikni xisoblashda tugunlararo ionlar xarakatini o'rganish masalasini ko'ramiz. Tugunlararo atom uchun potentsial reliefni ko'ramiz. Potentsial relefda o'ra chuqurligi  $\omega$  bo'lsin.  $a$  masofada joylashgan tugunlararo ion elektr maydonda vertikal bo'ylab  $q\epsilon a$  kattalikka siljiydi. Natijada,  $\epsilon = 0$  bo'lgandagi xolatga nisbatan birinchi minimum  $q\epsilon a/2$  kattalikka ko'tariladi, ikkinchi esa shu kattalikka tushadi, ya'ni tugunlararo kationlar uchun potentsial barer maydon yo'nalishida  $q\epsilon a/2$  ga pasayadi, maydonga qarshi yo'nalishda esa shu kattalikka ortadi.

Agar tugunlararo o'rinlarda ionlarni issiqlik tebranishlari chastotasini  $\nu_0$  deb olsak, tashqi elektr maydon mavjud bo'lmaganda issiqlik xarakati natijasida sodir bo'ladigan qo'shni bush tugunlararo o'ringa sakrashlar soni quyidagicha bo'ladi:

$$\nu = \nu_0 e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (4.8)$$

Bu ifodani berilgan ifoda uchun yozsak,

$$\nu' = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (4.9)$$

Mos ravishda kationlarni maydon bo'ylab, sakrashlar chastotasi

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega - q\epsilon a/2}{kT}}$$

(7.10)

Maydonga qarshi sakrashlar soni

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega + q\epsilon a/2}{kT}} \quad (4.11)$$

Bu ifodalarni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$v_1 = \frac{v_0}{6} e^{-\frac{\omega}{kT}} e^{\frac{q\epsilon a}{2kT}} \quad (4.12)$$

$$v_2 = \frac{v_0}{6} e^{\frac{\omega}{kT}} e^{-\frac{q\epsilon a}{2kT}} \quad (4.13)$$

Maydon kuchlanganligi uncha katta emas, ya'ni  $q\epsilon a \ll 2kT$  tengsizlik bajariladi deb xisoblab, eksponentani qatorga yoyamiz va dastlabki ikkita xad bilan cheklanamiz:

$$e^{\pm \frac{q\epsilon a}{2kT}} = 1 \pm \frac{q\epsilon a}{2kT} \quad (4.14)$$

Elektr maydonda dreyf tezligi  $v_1$  va  $v_2$  kattaliklar farqini panjara doimiysiga ko'paytmasiga teng:

$$\mathcal{G}_{dp} = (\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2)a = \frac{qa^2 v_0 \epsilon}{6kT} e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (4.15)$$

Bu erda xarakatchanlik

$$\mu = \frac{qa^2 v_0}{6kT} e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (7.16)$$

Agar elektroo'tkazuvchanlik Frenkel nuqsonlari tufayli yo'zaga kelsa, monokristallda o'tkazuvchanlik

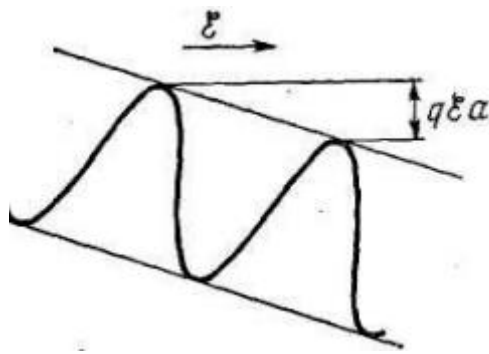
$$\sigma = \frac{q^2 a^2 v_0}{6kT} \sqrt{NN_1} e^{-\frac{\Delta E + \omega}{2kT}} \quad (4.17)$$

Nuqsonlar soni katta bo'lgan polikristall uchun elektroo'tkazuvchanlik:

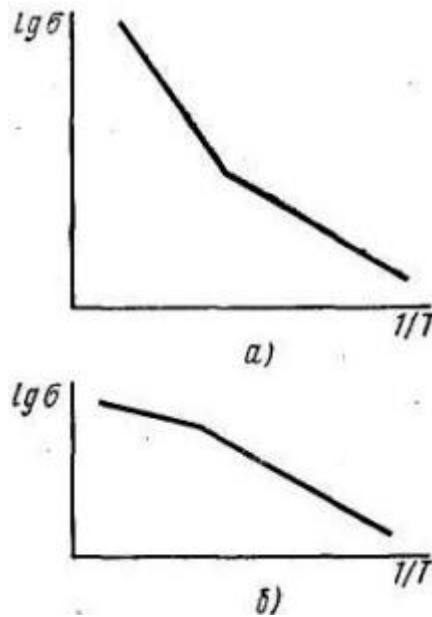
$$\sigma = \frac{q^2 a^2 v_0}{6kT} N e^{-\frac{\Delta E + \omega}{kT}} \quad (4.18)$$

$\lg \sigma = f(1/T)$  bog'lanish chizigi bir qancha sinik chiziqlardan iborat, yuqori temperaturalarda xususiy ionli elektroo'tkazuvchanlik kuzatiladi, bunda zaryadlar ko'chishida panjara ionlari ishtirok etadi. Undan tashkari elektroo'tkazuvchanlik aralashma ionlari vositasida zaryad ko'chirilishi natijasida ham hosil bo'ladi. Panjara ionlari uchun potentsial o'ra aralashma ionlarinikiga nisbatan chuqurroq bo'ladi, shuning uchun xususiy ionli elektroo'tkazuvchanlik yuqori temperaturalarda kuzatiladi. (4.5, a-rasm)





4.4-rasm



4.5 -rasm

Temperaturani ko'tarilishi natijasida potentsial barer balandligini pasayishi natijasida grafikda qarama-qarshi tomonga sinish kuzatiladi. (4.5, b-rasm)

Kristallarda o'tkazuvchanlikni ionli tashqil etuvchisidan tashqari, ko'pincha elektronli tashqil etuvchisi ham kuzatiladi.

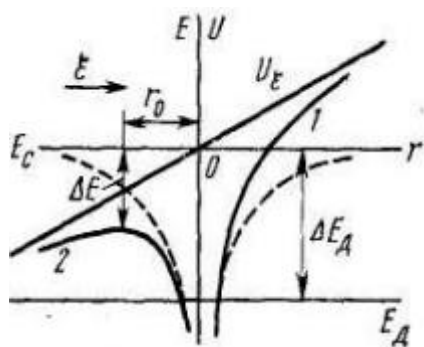
### 4.3. Kuchli elektr maydonlardagi xodisalar.

Kuchli elektr maydonda elektronlar ikki ketma-ket to'kqashishlari orasida maydondan olgan energiyani to'qnashish vaqtida kristall panjarasiga tamomila berib ulgurmasligi mumkin. Bu energiyaning qolgan qismi elektronlar orasida o'zaro taqsimlanib, ularning tartibsiz xarakat energiyasini oshiradi, ya'ni elektronlarning temperaturasi panjara temperaturasidan yuqori bo'lib qoladi. Bu xolda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti funktsiyasi ham elektr maydoniga bog'liq ravishda o'zgargan bo'ladi.

Kuchli elektr maydonning ta'siri yarimo'tkazgichdan o'tayotgan tok va kuchlanish orasidagi chizigiy bog'lanishni buzadi, ya'ni  $j = \sigma \varepsilon$  tok zichligi

ifodasidagi  $\sigma$  elektro'tkazuvchanlik elektr maydoniga bog'liq bo'lib qoladi. Aralashmali yarimo'tkazgich uchun  $\sigma = en\mu_n$  o'tkazuvchanlik ifodasidagi  $\sigma$  ni o'zgarishi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi  $n$  ni va xarakatchanlik  $\mu_n$  ni o'zgarishi natijasida sodir bo'ladi. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini va xarakatchanligini kuchli elektr maydon ta'sirida o'zgarishini ko'rib o'tamiz.

Kuchli elektr maydonda zaryad tashuvchilarni ortiqcha konsentratsiyasini vujudga kelishi natijasida dielektrikni yoki yarimo'tkazgich barer qatlamini teshilishi sodir bo'ladi. O'tkazuvchan zonasiga erkin zaryad tashuvchilarni beruvchi donor-atomni energetik sxemasini ko'ramiz. Donor-atom qo'shnilar bilan ta'sirlashmaydi, ya'ni uni erkin deb xisoblab, bu atomni elektronlari uchun potentsial o'rani 4.6-rasmda kulon maydoniga simmetrik chiziq sifatida punktir chiziq bilan tasvirlash mumkin.



4.6-rasm

Atomda elektronlarni to'la energiyasi  $E_D$  satxlari bilan aniqlanadi, bu satxlarni eng yuqorisi o'tkazuvchanlik zonasiga tubidan  $\Delta E_D$  masofada yotadi. Demak,

$\Delta E_D$  -donorlarni ionlanish energiyasi. Tashqi maydon berilganda donor-atomlarni elektronlari qo'shimcha potentsial energiya oladi.

$$U_\varepsilon = e\varepsilon r \quad (4.19)$$

Tashqi maydon va kulon maydoni mavjudligida yig'indi potentsial o'rani ko'rinishi 1 va 2 chiziqlar bilan tasvirlanadi. Tashqi maydon yo'nalishida elektronlar uchun kulon barer ko'tariladi (1 chiziq), qarama-qarshi yo'nalishda esa pasayadi (2 chiziq). Ikkinchi xolda elektronlar uchun potentsial barer  $\Delta E$  ga kamayadi, barerni  $r$  ga bog'lanish xarakteri o'zgaradi,  $|r| = r_0$  da ekstremum paydo bo'ladi. Bu shuni bildiradiki,  $\Delta E_D$  ionlanish energiyasi  $\Delta E$  kattalikka kamayadi.

Shunday qilib, tashqi maydon bo'lmaganda aralashmali, muvozanatli konsentratsiya quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$n_0 = \sqrt{\frac{N_c N_D}{2}} e^{-\frac{\Delta E_D}{2kT}} = A e^{-\frac{\Delta E_D}{2kT}} \quad (4.20)$$

Maydon qo'yilganda

$$n = Ae^{-\frac{\Delta E_d - \Delta E}{2kT}} = n_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (4.21)$$

Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:  $n > n_0, \Delta E > 0$

$\Delta E$  kattalikni topamiz. 8.1-rasmda (2 chiziq) tasvirlangan potentsial chiziq analitik ravishda quyidagicha ifodalanadi:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} - e\epsilon r \quad (4.22)$$

$\Delta E$  kattalikni anuqlash masalasi bu chiziqni ekstremumini  $r$  ni funktsiyasi sifatida topishga olib keladi. Demak,  $\partial U / \partial r$  hosilani topish va uni nolga tenglash zarur.

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} - e\epsilon = 0 \quad (4.23)$$

Bu erdan (4.23) tenglamani qanoatlantiruvchi  $r_0$  ni topamiz:

$$r_0 = \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \epsilon}} \quad (4.24)$$

(4.22) da  $r$  ni o'rniga (4.24) dan topilgan  $r_0$  ni qo'ysak,  $|U| = \Delta E$  ni topamiz:

$$\Delta E = \frac{2e\sqrt{e\epsilon}}{\sqrt{4\pi\epsilon\epsilon_0}} \quad (4.25)$$

(4.20) ifoda bo'yicha

$$n = n_0 e^{\frac{e\sqrt{e\epsilon}}{\sqrt{4\pi\epsilon\epsilon_0} kT}} = n_0 e^{\alpha\sqrt{\epsilon}} \quad (4.26)$$

Bu erda,  $\alpha = \frac{e}{kT} \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0}}$

(8.8) ifodadan kelib chiqadiki,  $\epsilon$  ortishi bilan  $n$  zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi keskin ortadi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bu bog'lanish maydonni kritik qiymati  $\epsilon_{sp} \approx 10^3 - 10^4 B/cm$  dan boshlab kuzatiladi, kuchsiz maydonlarda esa konsentratsiya deyarli maydonga bog'liq bo'lmaydi. Yuqorida ko'rib chiqilgan nazariya **Frenkel nazariyasidir**.

#### 4.4. Dielektriklar teshilishi. Dielektriklar teshilish mexanizmlari.

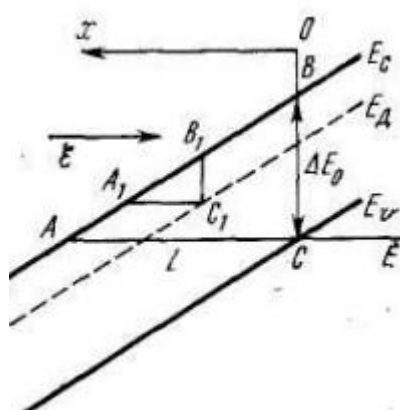
Elektr maydon elektron gazni qizdirishi natijasida, ma'lum bir sharoitda zarbiy ionlanish kuzatiladi. Elektronlarni erkin yugurish yul uzunliklari davrida to'plagan energiyalari moddani ionlashtirish uchun etarli bo'lsa, elektron-kovak juftlari hosil bo'ladi va maydon  $\varepsilon_{meu}$  kiymatiga erishganda konsentratsiya kuchkisimon ortadi. Bu teshilishga olib keladi.

Zarbiy ionlanish yo'zaga keladigan maydon kuchlanganligi quyidagi formuladan topiladi;

$$e \frac{M}{m} \varepsilon_{kp} l = \Delta E_0 \quad (4.27)$$

$M, m$ -o'zaro to'qnashuvchi ion va elektron massalari;  $l$ -erkin yugurish yo'l uzunligi;  $\Delta E$ -taqiqlangan zona kengligi. Kritik maydon qiymati  $10^5$ - $10^6$  VG'sm.

Zonalarni elektr maydonda egilishi zonalararo tunnellanish uchun, shuningdek aralashma satxlaridan yoki aralashma satxlariga tunnellanish uchun potentsial imkoniyat hosil qiladi. Agar maydon chapdan o'ngga yo'nalgan bo'lsa (4.7-rasm), zonalar shunday egiladiki, bunda chap qismi o'ngdan past bo'ladi(elektronni to'la energiyasi AS,  $A_1S_1$  gorizontal chiziqlar bilan tasvirlanadi).



4.7-rasm

A nuqtadan, ya'ni o'tkazuvchanlik zonasi tubidan S nuqtaga, ya'ni valent zona shipiga o'tish, va teskari o'tish uchun elektron VS balandlikdagi va AS kenglikdagi uchburchak barerdan tunnellanishi kerak. Bu xolda to'la energiya E o'zgarmay qoladi. Ko'rsatilgan barerdan tunnellanish extimolligi barerni shaffoflik koeffitsienti bilan xarakterlanadi. Valent zonada elektronlar konsentratsiyasi katta bo'lgani uchun valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga tunnellanish imkoniyati ko'prok. Buning natijasida o'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklari konsentratsiyasi ortadi. Elektr maydon  $\varepsilon_{meu}$  kiymatidan kichik bo'lgan davrlarda generatsiya rekombinatsiya bilan muvozanatda bo'ladi. Bu xolda  $L = AC$  barer kengligi

$$e\mathcal{E}L = \Delta E_0 \quad (4.28)$$

shartdan aniqlanadi. Bu erda,  $\Delta E_0$ -taqiqlangan zona kengligiga teng bo'lgan barer balandligi.

Barerni shaffofligi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$D = e^{-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{h} \int_0^L \sqrt{U(x)-E} dx} \quad (4.29)$$

VS barer balandligi  $\Delta E_0$  ga teng, shuning uchun

$$U_0 - E = \Delta E_0 = e\mathcal{E}L \quad (4.30)$$

Bu erdan,

$$L = \frac{U_0 - E}{e\mathcal{E}} \quad (4.31)$$

(4.29) ifodadagi  $U(x)$  ni quyidagi ko'rinishda tasavvur qilish mumkin:

$$U(x) = U_0 - e\mathcal{E}x \quad (4.32)$$

$$U(x) - E = U_0 - E - e\mathcal{E}x = e\mathcal{E}L - e\mathcal{E}x = e\mathcal{E}(L - x) \quad (4.33)$$

$$\int_0^L \sqrt{U(x) - E} dx = \sqrt{e\mathcal{E}} \int_0^L \sqrt{L - x} dx = \frac{2}{3} \sqrt{e\mathcal{E}} L^{3/2} = \frac{2}{3} \frac{(\Delta E_0)^{3/2}}{e\mathcal{E}} \quad (4.34)$$

Demak, barerni shaffoflik koeffitsienti

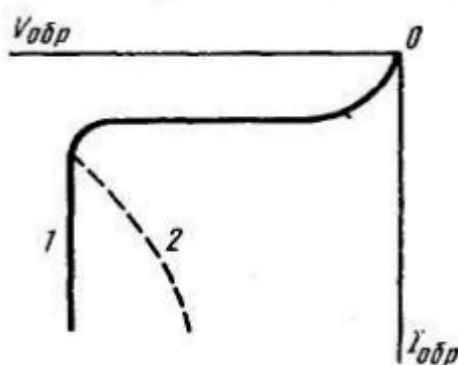
$$D = e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m}(\Delta E_0)^{3/2}}{3eh\mathcal{E}}} \quad (4.35)$$

Formuladan ko'rinib turibdiki, shaffoflik koeffitsienti  $\Delta E_0$  va  $\mathcal{E}$  ga bog'liq ravishda o'zgarar ekan. Xisoblashlar kursatadiki, germaniy, kremniy va boshqa yarimo'tkazgichlarda  $\mathcal{E} \approx 10^7 B/cm$  maydon kiymatlardagina elektronni tunnellanishi sodir bo'lar ekan.  $E_D$  aralashma donor satxidan o'tkazuvchanlik zonasiga yoki valent zonadan  $E_a$  aralashma aktseptor satxiga tunnellanish kuchsizroq maydonlarda, ya'ni  $\mathcal{E} \approx 10^6 B/cm$  maydon qiymatlarda ham amalga oshadi. Yuqorida aytilganlar yuqoriomli yarimo'tkazgichlar uchun urinli, chunki bunday kuchli maydonlarni pastomli yarimo'tkazgichlarda hosil qilish mumkin emas.

Demak, kuchli maydonlarda zaryad tashuvchilarni kontsentratsiyasi ortib ketadi, elektr maydon kuchlanganligi qiymati  $\mathcal{E}_{meu}$  ga etganda elektr teshilish sodir bo'ladi, bunda zarbiy ionlanish yoki tunnellanish xisobiga zaryad tashuvchilarni kuchkisi va o'tkazuvchanlikni keskin ortishi sodir bo'ladi. Bu ko'p miqdorda

Issiqlik ajralib chiqishiga va namunani buzilishiga olib keladi. Yaxshi dielektrlarda elektronlar va kovaklarni muvozanatli konsentratsiyasi tipik yarimo'tkazgichlarnikidan ko'p tartibga kichik. Dielektrlarda solishtirma o'tkazuvchanlik ( $\sigma \leq 10^{-14} \text{Om}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) juda kichik, solishtirma xajmiy qarshilik juda yuqori (masalan  $\rho_v = 10^{14} - 10^{18} \text{Om} \cdot \text{cm}$ ). Teshilish kuchlanishiga erishilganda  $10^{-7} - 10^{-8} \text{c}$  davom etadigan elektr teshilish kuzatiladi va dielektrik buziladi.

Istalgan tipdagi barer katlamga etarlicha yuqori teskari kuchlanish quyilganda zarbiy ionlanish va zaryad tashuvchilarni tunnellanishi natijasida elektr teshilish sodir bo'ladi. Barer qatlamdagi elektr teshilish natijasida kuchlanish o'zgarimagan tokni keskin ortishi sodir bo'ladi (4.8-rasm)



4.8-rasm

Issiqlik teshilishi xodisasini mazmuni shundayki, bunda elektr maydonda material shunday temperaturagacha kizadiki, natijada u eriydi. Issiqlik teshilishida sistemadan issiqlik berilishi unda ajralayotgan issiqlikni kompensatsiyalay olmaydi, natijada zaryad tashuvchilarni termik ionlashishi tufayli tokni ortishi kuzatiladi va issiqlik teshilishi sodir bo'ladi. Barer qatlamlarlar issiqlik teshilishi katta teskari toklar yo'zaga keladigan sharoitda kuzatiladi. 8.3-rasm rasmda issiqlik teshilishida  $p - n$  o'tishni V.A.X sini teskari tarmogi ko'rsatilgan.

Kuchli elektr maydonda zaryad tashuvchilar xarakatchanligini o'zgarishini ko'rib chiqamiz.

Yarimo'tkazgichlarda elektronlar xarakatchanligi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\mu_n = \frac{e}{m_{on}} \langle \tau \rangle \quad (4.36)$$

Bu erda  $\langle \tau \rangle$  - taxminan o'rtacha erkin yugurish vaqtiga teng bo'lgan o'rtacha relaksatsiya vaqti, ya'ni  $\langle \tau \rangle \approx \frac{l}{g}$ , bu erda  $l$  - o'rtacha erkin yugurish yo'l uzunligi;  $g$  - elektron tezligi bo'lib, kuchsiz maydonlarda tezlikni issiqlik tashqil etuvchisi bilan ifodalanadi, ya'ni  $g = g_{uc}$ .

Kuchli elektr maydonlarda dreyf tezligi ortadi va  $\langle \tau \rangle$  ni anuqlashda uni xisobga olmaslik mumkin emas. Natijada, xarakatchanlik maydon kuchlanganligiga bog'liq bulib koladi.

Atom panjarani akustik tarmogini issiqlik tebranishlarida zaryad tashuvchilarni sochilishi sodir bo'lganda xarakatchanlik maydon kuchlanganligidan olingan kvadrat ildizga teskari proporsional:

$$\mu \approx \varepsilon^{-\frac{1}{2}} \quad (4.37)$$

Ionli panjarani optik tebranishlaridagi sochilish xolida xarakatchanlik quyidagicha bo'ladi:

$$\mu \approx \varepsilon^{\frac{1}{2}} \quad (4.38)$$

Yuqoridagilardan quyidagi xulosalarni chiqarish mumkin:

1. Kuchli elektr maydoni ta'sirida yarimo'tkazgichlarda qizigan elektronlar hosil bo'ladi.

1. Kuchli elektr maydonida kirishma atomlarining ionlanish energiyasi kamayadi.

2. O'tkazuvchanlik elektronlari kuchli elektr maydon ta'sirida katta energiya jamgarib valent zonadagi yoki kirishma atomlarining bog'langan elektronlarini zarb bilan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tkazadi.

## **V-BOB. Yarimo'tkazgichlar va dielektrlarda kinetik xodisalar.**

### **5.1. Galvonamagnit hodisalar.**

Elektr maydon, magnit maydon ta'sirida yoki temperaturalar farqi natijasida yo'zaga keladigan erkin zaryad tashuvchilarni xarakati bilan bog'liq bo'lgan xodisalar kinetik xodisalar deyiladi. Bu xodisalarga elektro'tkazuvchanlik, termoelektr, galvanomagnit va termomagnit xodisalar kiradi.

Galvanomagnit xodisalardan biri Xoll effektini ko'ramiz. Galvanomagnit effekt elektr maydon va magnit maydon bir vaqtda ta'sir ko'rsatganda yo'zaga keladigan kinetik xodisadir. Xoll effektida namunani ko'ndalang magnit maydonga joylashtirganda tokga perpendikulyar yo'nalishda e.yu.k hosil bo'ladi.

To'g'ri parallelepiped shaklidagi yarimo'tkazgich namunasini ko'ramiz. Elektr toki chapdan o'ngga oqsin. Agar tok kovaklar tomonidan hosil qilinsa, dreyf tezligi  $\mathcal{G}_{dp}$  ham tok yo'nalishida, agar tok elektronlar tomonidan hosil qilinsa dreyf tezligi  $\mathcal{G}_{dp}$  tokga qarama-qarshi bo'ladi.

Yarimo'tkazgichni induksiya  $B$  tokga perpendikulyar bo'ladigan qilib, tashqi magnit maydonga joylashtiramiz. Tashqi magnit maydon tomonidan ta'sir qiladigan Lorents kuchi quyidagicha:

$$F_n = e[\mathcal{G}_{\parallel p} B] \quad (5.1)$$

Kovaklar uchun formuladagi vektor ko'paytma va lorents kuchi pastga, elektronlar uchun yuqoriga yo'nalgan. Magnit maydon ta'sirida agar tok tashuvchi kovaklar bo'lganda yarimo'tkazgichni pastki tomoni kovaklarga boyiydi, yuqori tomoni kambagallashadi, agar tok tashuvchilar elektronlar bo'lsa yarimo'tkazgichni pastki tomoni elektronlarga boyiydi, yuqori tomoni kambagallashadi. Demak, p-tip yarimo'tkazgichni pastki tomoni musbat, yuqori tomoni manfiy zaryadlanadi va pastdan yuqoriga yo'nalgan xoll maydoni hosil bo'ladi. N-tip yarimo'tkazgichni pastki tomoni manfiy, yuqori tomoni musbat zaryadlanadi va xoll maydoni yuqoridan pastga yo'naladi.(5.1-rasm)

Yarimo'tkazgichni chegaralangan namunasi uchun magnit maydon tomonidan og'dirilgan zaryad tashuvchilarni qarama-qarshi tomonlarda xoll maydoni bilan Lorents kuchi muvozanatlashguncha davom qiladi.

$$F_n = e \varepsilon_x \quad (5.2)$$

yoki  $e \mathcal{G}_{ypm} B = e \varepsilon_x$

Tenglamani xar ikkala tomonini molekular kontsentratsiyasiga ko'paytiramiz:

$$e \mathcal{G}_{ypm} B n = e \varepsilon_x n \quad (5.3)$$

$$e \mathcal{G}_{ypm} n = \frac{I_n}{ab} = j_n \quad (5.4)$$

$a, b$ -namunani chiziqli o'lchamlari.

Shunday qilib, 
$$\varepsilon_{xn} = \frac{1}{en} \frac{I_n B}{ab} = \frac{1}{en} j_n B \quad (5.5)$$

$\varepsilon_{xn} b = V_{xn}$  potentsiallar ayirmasi quyidagicha bo'ladi:

$$V_{xn} = \frac{1}{en} \frac{I_n B}{a} = \frac{1}{en} j_n B b \quad (5.6)$$

Agar aynimagan yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilarni tezliklar bo'yicha taqsimotini xisobga olsak,

$$V_{xn} = \frac{A}{en} \frac{I_n B}{a} = \frac{1}{en} j_n B b \quad (5.7)$$

Bu erda belgilash kiritamiz:

$$R_{xn} = \frac{A}{en} \quad (5.8)$$



$R_{xn}$  -Xoll koeffitsienti,  $A$  - Xoll faktori deyiladi.

Elektronlar panjarani akustik tebranishlarida sochilganda

$$A = \frac{3\pi}{8} = 1,18 \quad (5.9)$$

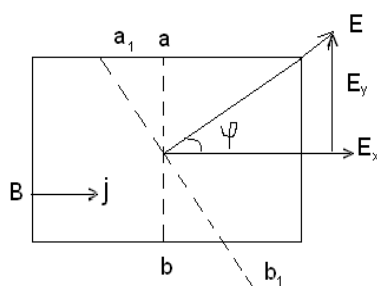
Elektronlar panjarani akustik tebranishlarida sochilganda

$$A = \frac{315\pi}{512} = 1,93 \quad (5.10)$$

(5.8) ni xisobga olsak, (5.7) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$n \text{ tip yarimo'tkazgich uchun } V_{xn} = R_{xn} \frac{I_n B}{a}, \quad R_{xn} < 0 \quad (5.11)$$

$$p \text{ tip yarimo'tkazgich uchun } V_{xp} = R_{xp} \frac{I_p B}{a}, \quad R_{xp} > 0 \quad (5.12)$$



**5.1-rasm**

Xoll effektidan foydalanib, magnet maydon kuchlanganligini (Xoll datchiklar), zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini, materialni tipini, zaryad tashuvchilarni harakatchanligini aniqlash mumkin, shuningdek Xoll effekti yordamida elektr tebranishlar hosil qilish, modulyatsiyalash va demodulyatsiyalash mumkin.

## 5.2. Termo elektrik hodisalar. Issiqlik o'tkazuvchanlik.

Agar kristallda temperatura gradienti hosil qilinsa zaryad tashuvchilarni yo'nalgan harakati vujudga keladi, bu hodisa **termoelektr hodisa** deyiladi. Termoelektr xodisaga Zeebek, Pelte, Tomson effektlari kiradi.

Zeebek effektida ikki xar xil qattiq jismlardan tashqil topgan zanjirda payvandlarni temperaturalar farqi tufayli termo e.yu.k hosil bo'ladi. Termo e.yu.k temperaturalar farqiga va material turiga bog'liq bo'lib,  $\alpha$  koeffitsient bilan xarakterlanadi:

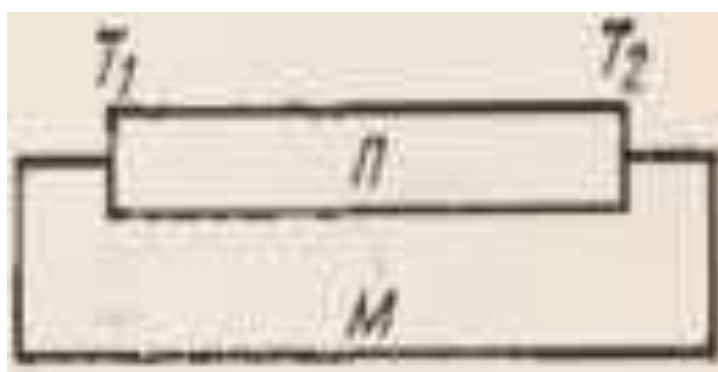
$$\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (5.13)$$

$\alpha$  – solishtirma termo e.yu.k bo'lib, temperaturalar farqi birga teng bo'lgandagi termo e.yu.k ni bildiradi.  $dT$  – payvandlarni temperaturalar farqi,  $d\varepsilon$  - termo e.yu.k

Chekli temperaturalar farqida

$$\varepsilon = \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T) dT \quad (5.14)$$

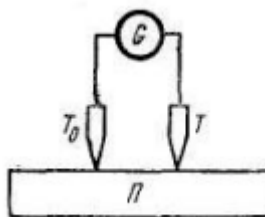
5.2 rasmda yarimo'tkazgich ikkala tomondan metall bilan payvandlangan. Kontaktlar  $T_1$  va  $T_2$  temperaturalariga ega. Zanjirdan kattaligi termo e.yu.k ni kiymati bilan aniqlanadi tok o'tadi.



**5.2 rasm**

$T_2 > T_1$  bo'lganda  $n_{02} \gg n_{01}$  va  $p_{02} \gg p_{01}$ . Demak temperaturalar farqi yaratilganda, yarimo'tkazgichni temperaturasi yuqori uchidan temperaturasi past uchiga qarab, zaryad tashuvchilarni diffuziyasi vujudga keladi. Natijada yarimo'tkazgichda xajmiy zaryad vujudga keladi va bu xajmiy zaryad diffuziya yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan maydon hosil qiladi. Biroz vaqtdan keyin dinamik muvozanat o'rnatiladi. Bu xolda zaryad tashuvchilarni diffuzion toki xajmiy zaryadlar hosil qiladigan ichki maydon vujudga keltiradigan dreyf tok bilan muvozanatlashadi.

Zaryad tashuvchilarni diffuziyasi tufayli sovuq kontakt kovakli o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgich uchun musbat, elektronli o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgich uchun manfiy zaryadlanadi. Bunga asoslanib, termozond yordamida yarimo'tkazgich tipini anuqlash mumkin. (5.3-rasm)



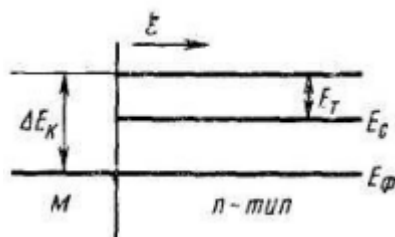
**5.3-rasm.**

Zondlarni biri qizdiriladi, boshqasi esa xona temperaturasida. Agar qizdiriladigan zond musbat elektrod bo'lsa, yarimo'tkazgich n-tip, agar manfiy bo'lsa yarimo'tkazgich p-tip bo'ladi.

Pelte effekti doimiy tok o'tayotgan ikki xil materialni payvandlarini qizdirganda yoki sovitganda sodir bo'ladi.

Pelte issiqligi zaryad tashuvchilarni bir materialdan boshqasiga o'tishi tufayli, ularni energiyasini bir qismi panjaraga berilishi natijasida ajralib chiqadi.

n-tip yarimo'tkazgich –metall kontakti uchun zona diagrammasi 5.4-rasmda tasvirlangan.



5.4-rasm

Rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda elektr maydon ko'yilganda elektronlar o'tkazuvchanlik zonasidan metallga o'tadi. Bunda elektronlar energiyasi  $\Delta E_k$  kattalikka kamayadi.

Bu kattalik  $e$  miqdordagi zaryad miqdori kuchirilganda ajralib chiqadigan issiqlikka teng bo'lib, u **Pelte issiqligi** deb ataladi.

Pelte issiqligi quyidagi formula bilan topiladi:

$$\Delta E_k = Q_{II} = IIjt \quad (5.15)$$

$II$  –Pelte koeffitsienti.

Agar qarama-qarshi yo'nalishda tok o'tkazilsa, ya'ni elektronlarni Fermi satxidan yarimo'tkazgichda o'tkazuvchanlik zonasidagi qandaydir satxga ko'chirilsa elektronlarni  $\Delta E_k$  kattalikka qizdirish kerak. Bunday qizdirish panjara tomonidan energiya berilishi, ya'ni payvandni sovishi xisobiga amalga oshadi.

Tomson effekti temperaturalar gradienti mavjud bo'lgan bir jinsli yarimo'tkazgich bo'ylab doimiy tok o'tganda Joule-Lentz issiqligiga qo'shimcha issiqlikni ajralishi yoki yutilishi. Bu issiqlik yarimo'tkazgich bo'ylab oqib o'tayotgan zaryad miqdoriga va temperaturalar farqiga proporsional:

$$Q_T = It \int_T^{T'} \tau_T dT \quad (5.16)$$

$\tau_T$  -Tomson koeffitsienti.

Berilgan moddani termoelektr xususiyatlarini xarakterlovchi  $\alpha, II, \tau_T$  koeffitsientlar

o'zaro termodinamik munosabatlar orqali bog'langan.

$$\Pi = \alpha T \quad (5.17)$$

$$\tau_{T_1-T_2} = \tau_T = T \frac{d\alpha}{dT} \quad (5.18)$$

Ma'lumki, hamma moddalar issiqlik o'tkazadi. Bu xodisa **issiqlik o'tkazuvchanlik** deyiladi. Agar moddada  $\nabla T$  temperaturalar gradienti mavjud bo'lsa,  $\nabla T$  ga qarama-qarshi yo'nalishda  $W$  energiya oqimi vujudga keladi.

$$W = -\chi \nabla T \quad (5.19)$$

$\chi = \frac{|W|}{\nabla T}$  issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti bo'lib, miqdor jixatdan vaqt birligi ichida uchlarida 1 gradusga teng temperaturalar farqi hosil qilingan namunani birlik kesimidan oqib o'tuvchi energiya miqdoriga teng.

Qattiq jismda issiqlik energiyasi erkin zaryad tashuvchilar va fononlar tomonidan amalga oshiriladi. Zaryad tashuvchilar xarakati tufayli hosil qilinadigan issiqlik o'tkazuvchanlik elektronli yoki kovakli issiqlik o'tkazuvchanlik deyiladi.

Panjaratebranishlari tufayli hosil qilinadigan issiqlik o'tkazuvchanlik panjaraviy (fonon) issiqlik o'tkazuvchanlik deyiladi. Demak, qattiq jismni to'la issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti  $\chi_L$  panjaraviy (fonon) va  $\chi_e$  elektronli issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientlari yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\chi = \chi_L + \chi_e \quad (5.20)$$

Dielektrlarda panjaraviy issiqlik o'tkazuvchanlik asosiy: ularda  $\chi_L \gg \chi_e$

Metallarda panjaraviy issiqlik o'tkazuvchanlikni xissasi oz bo'ladi:  $\chi_L \ll \chi_e$

Panjaraviy (fonon) issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\chi_L = \frac{1}{3} C \vartheta_{\text{moeyu}} l_L \quad (5.21)$$

Bu erda, S-panjara issiqlik o'tkazuvchanligi,  $\vartheta_{\text{moeyu}}$  - fonon tezligi (tovush tezligi)

$$\chi_e = \frac{2k^2 T}{e} n \mu_n = 2 \left(\frac{k}{e}\right)^2 \sigma T \quad (5.22)$$

Demak, erkin zaryad tashuvchilar xarakati tufayli hosil qilingan issiqlik o'tkazuvchanlik moddani temperaturasi va solishtirma o'tkazuvchanlik bilan aniqlanadi.

(5.22) ifodadan

$$\frac{\chi_e}{\sigma} = 2 \left(\frac{k}{e}\right)^2 T \quad (9.23)$$

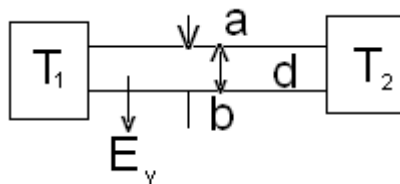
Bu ifoda **Videman-Frants qonunini** ifodalaydi.

Termoelektr xodisalar texnikada keng qullaniladi. Termo e.y.u.k dan issiqlik energiyasini elektr energiyaga aylantirib beruvchi termoelektr generatorlar kurilmalari uchun foydalaniladi. Pelte effektidan turli xil termoelektrik sovituvchi kurilmalarda foydalaniladi.

### 5.3. Termomagnitlik samaralar.

Temperaturalar farqiga ega yarimo'tkazgich tashqi magnit maydonga joylashtirilganda turli xil termomagnit effektlar sodir bo'ladi.

**Nernst-Ettingsgao'zenni** ko'ndalang effektida  $B$  magnit maydon va  $\nabla T$  temperaturalar gradientiga perpendikulyar yo'nalishda elektr maydon  $\varepsilon$  hosil bo'ladi (5.5-rasm).



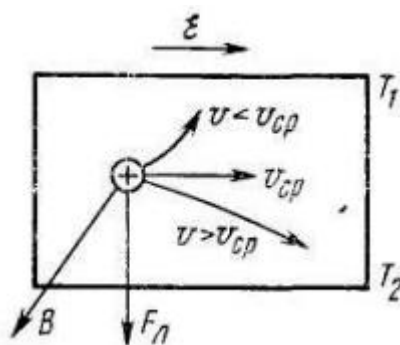
5.5-rasm

Agar temperatura gradienti  $X$  o'qi buylab, magnit induktsiya  $Z$  o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa  $Y$  o'qi yo'nalishida elektr maydon, demak, ko'ndalang  $a$  va  $b$  zondlar orasida  $u$  elektr potentsiallar farqi vujudga keladi.  $\varepsilon_y$  kattalik quyidagicha ifodalanadi:

$$\varepsilon_y = \frac{u}{d} = q_{\perp} B_z \frac{dT}{dx} \quad (5.24)$$

Bu erda,  $q_{\perp}$  – Nernst-Ettingsgao'zen doimiysi.

Nernst-Ettingsgao'zen effektini sodir bo'lishiga, Lorents kuchi ta'sirida zaryad tashuvchi zarralarni o'z xarakat yo'nalishidan ogo'ishidir. Masalan, 5.6-rasmga ko'ra issiq zaryad tashuvchilar Lorents kuchi ta'sirida namunani pastki tomoniga, sovuq zaryad tashuvchilar yuqori tomoniga to'planadi. Panjara bilan to'qnashishi natijasida zaryad tashuvchilar panjara atomlari bilan energiya almashadi: issiq zaryad tashuvchilar energiyasini bir qismini panjaraga beradi va yarimo'tkazgichni kizdiradi, sovuq zaryad tashuvchilar panjaradan energiya olib, yarimo'tkazgichni sovo'tadi. Shunday qilib, yarimo'tkazgich namunasini bir tomoni qiziydi, ikkinchi tomoni soviydi.



5.6-rasm

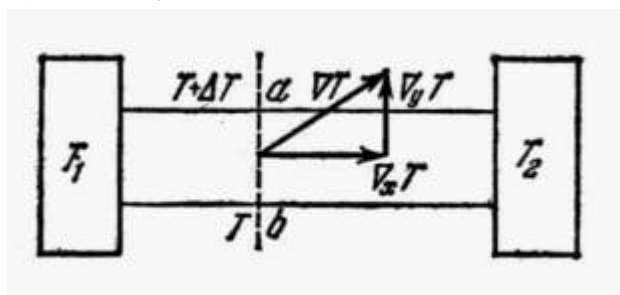
Temperatura gradienti bo'lgan yarimo'tkazgichni magnit maydoni joylashtirilsa, dastlabki issiqlik oqimiga ko'ndalang temperaturalar farqi vujudga keladi. Bu effekt **Rigi-Ledyuk effekti** deyiladi.

Ko'ndalang temperatura gradienti quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = SB_z \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.25)$$

Bu erda,  $S$  – Rigi-Ledyuk doimiysi bo'lib, modda xususiyatlarini xarakterlaydi.

Rigi-Ledyuk effektida diffuziyalanayotgan zaryad tashuvchilar o'zlari bilan birga issiqlik ko'chiradi. Magnit maydon bo'lmaganda issiqlik oqimi namunani issiq tomonidan sovuq tomoniga yo'nalgan bo'ladi. Magnit maydonda diffuziya va issiqlik oqimi Lorents kuchi ta'sirida yo'nalishini o'zgartiradi va  $\nabla_y T$  temperatura gradientini hosil qiladi. (5.7-rasm)



5.7-rasm.

Biz ko'rgan ko'ndalang effektlardan tashqari yarimo'tkazgichlarda bo'ylama effektlar ham sodir bo'ladi. Agar  $X$  o'qi yo'nalishida dastlabki issiqlik oqimi mavjud bo'lsa, ko'ndalang magnit maydonni ulaganda ko'ndalang potentsiallar farqigina emas, balki bo'ylama potentsiallar farqi ham vujudga keladi. Bu effekt **Nernst-Ettingsgao'zenni bo'ylama effekti** deyiladi. Undan tashqari magnit maydon ta'sirida ko'ndalang temperaturalar farqidan tashqari bo'ylama temperaturalar farqi ham hosil bo'ladi. Bu effekt **Rigi-Ledyukni bo'ylama effekti** deyiladi.

Bu effektни ko'ndalang magnit maydonda termo e.y.u.k ni o'zgarishi natijasida sodir bo'ladi deb qarash mumkin. Biz yuqorida ko'rib chiqqan kinetik xodisalarni

o'rganish yarimo'tkazgichlardagi elektron jarayonlar xaqida keng ma'lumot beradi.

#### 5.4. Nomuvozanat va muvozanatli zaryad tashuvchilar.

Qattiq jismlarda, shu jumladan kristallarda elektronlar panjara bilan kuchli o'zaro ta'sirda bo'ladi va shuning uchun elektronlar gazi panjara orasida termodinamik muvozanat qaror topadi. Yarimo'tkazgichning temperaturasi ko'tarilganda atom yoki ionlarning tugunlar atrofidagi tebranma xarakati ham kuchayadi, elektronlarning energiyalar bo'yicha taqsimoti o'zgaradi, termik ionlashish kuchayadi, zonalarda elektronlar va kovaklar miqdori ortadi.

Biror temperaturada termodinamik muvozanat sharoitida yarimo'tkazgichda mavjud bo'lgan erkin zaryad tashuvchilar (elektronlar va kovaklar) **muvozanatli zaryad tashuvchilar** deyiladi. Yarimo'tkazgichda kontakt orqali injeksiyalanish xisobiga, kuchli elektr maydonlar ta'sirida, yuqori energiyali zarralar ta'siri va boshqa sabablar tufayli ortiqcha zaryad tashuvchilar yo'zaga keladi. Bunda elektronlarga taqiqlangan zonani engib o'tishi uchun zarur energiyani tashqi manba beradi va uni asosan elektronlar jamgaradi, biroq kristall panjaraning issiqlik energiyasi (temperaturasi) deyarli o'zgarmay qoladi. Tashqi ta'sirlar tufayli shu shu tariqa panjara va elektronlar orasidagi muvozanat buziladi. Yarimo'tkazgichda tashqi ta'sir tufayli vujudga keladigan zaryad tashuvchilar **nomuvozanatli zaryad tashuvchilar** deyiladi.

Nomuvozanatli zaryad tashuvchilarni jamgargan energiyasi kristall panjara atomlari issiqlik tebranishlari energiyasiga nisbatan anchagina kichik bo'ladi. Tashqi ta'sir to'xtatilgandan keyin panjara va elektronlar orasida issiqlik muvozanati karor topadi, bunda nomuvozanatli zaryad tashuvchilar tashqi manbadan olgan energiyani panjaraga berib, rekombinatsiyalashib ketadi. Panjara va butun kristallning temperaturasi, demak, muvozanatli zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi o'zgarmay qolaveradi. Tashqi ta'sirlar tufayli nomuvozanatli zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi o'zgaradi, ammo muvozanatli konsentratsiya o'zgarmaydi.

Elektronlar va kovaklarning to'la konsentratsiyalari  $(n, p)$  muvozanatli  $(n_0, p_0)$  va ortiqcha  $(\Delta n, \Delta p)$  konsentratsiyalar yig'indisiga teng bo'ladi:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (5.26)$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad (5.27)$$

Muvozanatli va nomuvozanatli zaryad tashuvchilarni energiyalar bo'yicha taqsimotlarini ko'raylik.

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning energiyasi dastlab muvozanatliy zaryad tashuvchilarning  $kT$  tartibidagi o'rtacha energiyasidan ancha katta bo'lishi mumkin. Keyin nomuvozanatliy xoldagi tashuvchilar fononlar va panjaraning turli nuqsonlari bilan to'knashishlari natijasida ularga o'z energiyasining bir qismini beradi va temperaturasi panjara temperaturasi bilan tenglashadi.

Yarimo'tkazgichda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga keltirilishi erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini o'zgartiradi, biroq ularning zonalarda energiyalar bo'yicha taqsimoti va kinetik energiyalarini o'zgartirmaydi.

Ma'lumki, termodinamik muvozanatda elektronlarning  $E$  energiyali xolatni egallaganligi extimolligi Fermi funktsiyasi yordamida aniqlanadi.

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} \quad (5.28)$$

Muvozanatliy elektronlar va kovaklar etarlicha kichik konsentratsiyalarda bo'lsa (aynimagan yarimo'tkazgich),  $-\frac{F}{kT} \gg 1$  bo'ladi va Fermi taqsimoti Maksvell-Boltsman taqsimotiga o'tadi:

O'tkazuvchanlik zonasi elektronlari uchun:

$$f = \exp \frac{F - E}{kT} \quad (5.29)$$

Valent zonasi kovaklari uchun:

$$f = \exp \frac{E - F}{kT} \quad (5.30)$$

Bu xolda muvozanatliy erkin elektronlar va kovaklarning to'la konsentratsiyalari

$$n_0 = N_c \exp(F / kT) \quad (5.31)$$

$$p_0 = N_g \exp[ -(F + E_g) / kT ] \quad (5.32)$$

Bu erda  $N_c$  va  $N_g$  - o'tkazuvsanlik va valent zonadagi xolatlar zichligi,  $E_g$  - taqiqlangan zona kengligi.

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar va muvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari orasidagi farq  $\Delta n$  **ortiqcha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi** deyiladi.

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar uchun quyidagi ifodalarni yozish mumkin:

$$n = n_0 + \Delta n = N_c \exp\left(\frac{F_n}{kT}\right) \quad (5.33)$$



$$p = p_0 + \Delta p = N_v \exp\left(-\frac{F_p + E_g}{kT}\right) \quad (5.34)$$

Bu erda  $F_n$  va  $F_p$  -elektronlar va kovaklar uchun mos ravishda Fermi kvazisatxlari deyiladi. (5.31) (5.32) (5.33) (5.34) ifodalardan

$$F_n - F = kT \ln(n/n_0) \quad (5.35)$$

$$F - F_p = kT \ln(p/p_0) \quad (5.36)$$

Bu ifodalardan xulosa kelib chiqadiki, nomuvozanat xoldagi konsentratsiyalar muvozanat xoldagi konsentratsiyalardan qancha ko'p farq qilsa  $F_n, F_p$  lar  $F$  dan shuncha farq qiladi.

### 5.5. Generatsiya, rekombinatsiya xodisalari.

Ideal yarimo'tkazgichda hamma elektronlar bog'langan bo'ladi. Agar bunday yarimo'tkazgichni elektr maydonga joylashtirsak, elektr toki hosil bo'lmaydi. Chunki, bunda erkin zaryad tashuvchilar yo'q. Faraz qilaylik, qandaydir ta'sir, masalan, issiqlik energiyasi ta'sirida valent bog'lar uzilib, elektron erkin bo'lib qolsin. Bog'langan elektronni erkin elektronga aylanish jarayoni **generatsiya** deyiladi. Elektron ketgan joyda ortiqcha musbat zaryad qoladi. Bu vakant joy kovak deyiladi. Butun kristall neytralligicha qoladi, chunki hosil bo'lgan xar bir erkin elektronga bitta kovak to'g'ri keladi.

Elektron kovak bilan birikishi ham mumkin. Erkin elektronni bog'langan elektronga aylanish jarayoni **rekombinatsiya** deyiladi.

Yarimo'tkazgichda muvozanat sharoitida vaqt birligi ichida ma'lum miqdordagi elektron va kovak juftlari generatsiyalanib tursa, ikkinchi tomondan shuncha juft rekombinatsiyalanib turadi:

$$r_0 = g_0 \quad (5.37)$$

Bu erda,  $r_0$  va  $g_0$  muvozanat xoldagi rekombinatsiya va generatsiya tezliklari.

Generatsiya tezligi-kristallni birlik xajmida, vaqt birligi ichida generatsiyalanayotgan elektron-kovak juftlar soni.

Generatsiya tezliklari quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$g_n = \eta_n q$$

$$g_p = \eta_p q$$

Bu erda,  $\eta_n, \eta_p$  -elektronlar va kovaklar uchun kvant chiqishlar bo'lib, ular yutilgan bitta foton hosil qilgan erkin elektronlar va kovaklar sonini bildiradi.

$q$  – birlik xajmda 1 s vaqtda yutilgan fotonlar soni.

Rekombinatsiya tezligi-kristallni birlik xajmida, vaqt birligi ichida rekombinatsiyalashayotgan elektron-kovak juftlar soni.

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (5.38)$$

$\gamma_r$  - **rekombinatsiya koeffitsienti** deyiladi.

$\gamma_r p_0$  -elektronning rekombinatsiyalanish extimolligi.

$\gamma_r n_0$  - kovakning rekombinatsiyalanish extimolligi.

Generatsiya jarayonida erkin zaryad tashuvchilar juftini vujudga keltirish uchun muayyan  $\Delta E$  energiya sarflanadi. Bu nuqtai nazardan xususiy va kirishmaviy generatsiyalash jarayonlarini farqlash mumkin.

$\Delta E$  generatsiyalash energiyasi kristall panjaradagi kovalent bog'lanishlarni uzishga sarf bo'ladigan va natijada erkin zaryad tashuvchilar jufti(o'tkazuvchanlik zonasida elektron va valent zonada kovak) yo'zaga keladigan jarayon **xususiy generatsiya** deyiladi.

Bu jarayonda yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasi energiyasiga teng yoki undan kattaroq energiya sarflash kerak. Agar generatsiyalash jarayonida tegishli zonada kirishmaviy markaz bilan bog'langan bir ishorali zaryad tashuvchilar paydo bo'lsa, bu jarayon **kirishmaviy generatsiya** deyiladi.

Zaryad tashuvchilar generatsiyasi natijasida juftlar-elektron va kovaklar hosil bo'lsa, bunday generatsiya **bipolyar generatsiya** deyiladi. Bunday holda yoruglik kvantini yutilishi valent bog'lanishni uzilishiga olib keladi va generatsiyalanadigan ortiqcha elektronlar va kovaklar soni o'zaro teng bo'ladi:

$$\Delta n = \Delta p \quad (5.39)$$

Birolyar generatsiya xususiy o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgichlarda sodir bo'ladi.

Aralashmali yarimo'tkazgichlarda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni generatsiya jarayoni xususiy o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgichlardan sezilarli farq qiladi. Masalan, donor aralashmali yarimo'tkazgichlarni olaylik. Berilgan temperaturada hama aralashma atomlari to'la ravishda ionlashgan bo'lmasin. Yarimo'tkazgichni nurlantirish(tashqi ta'sir) natijasida elektronlar donor satxlardan o'tkazuvchanlik zonasiga tashlansin. Zaryad tashuvchilarni bunday uyg'otish jarayoni **monopolyar generatsiya** deyiladi. Bu generatsiya asosiy zaryad tashuvchilarni ortiqcha kontsentratsiyasi hosil bo'lishi bilan xarakterlanadi. Bu holda yarimo'tkazgichni elektrneytralligi buzilmaydi, chunki erkin elektronlarni ortiqcha zaryadi donor aralashmani musbat ionlari zaryadi bilan kompensatsiyalashadi.

Rekombinatsiya jarayoni ham bir necha turlarga bo'linadi:

**a) Zonalararo rekombinatsiya.** Bunday rekombinatsiya erkin elektronni o'tkazuvchanlik zonasidan valent zonasiga o'tishi natijasida sodir bo'ladi va bunda erkin elektron va erkin kovakni yo'qolishi kuzatiladi. Bu jarayonda energiya va kvaziimpulsni saqlanish qonunlari bajariladi.

Agar o'tkazuvchanlik zonasida elektronni energiyasi va kvaziimpulsi  $E', p'$ , rekombinatsiyadan keyin  $E, p$  bo'lsa energiya va kvaziimpulsni saqlanish qonunlari quyidagicha yoziladi:

$$E' = E + \Delta E \quad (5.40)$$

$$p' = p + Q \quad (5.41)$$

Bu erda  $Q$  -elektron tomonidan kristall panjaraga beriladigan kvaziimpuls,  $\Delta E$  – rekombinatsiya natijasida ajraladigan energiya.

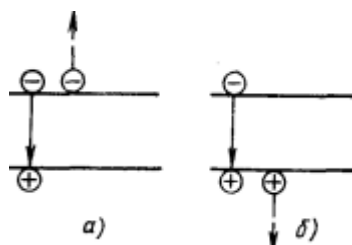
$\Delta E$  energiyani qanday usulda sarflanishiga qarab zonalararo rekombinatsiya quyidagi turlarga bo'linadi:

Agar rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya yorug'lik kvanti ko'rinishida nurlansa, bunday rekombinatsiya **nurlanishli rekombinatsiya** (fotonli rekombinatsiya) deyiladi.

Agar rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya panjaraga berilsa, ya'ni fononlar hosil bo'lishiga sarflansa, bunday rekombinatsiya **nurlanishsiz rekombinatsiya** (fononli rekombinatsiya) deyiladi.

Agar rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya uchinchi erkin elektronga berilsa, bunday rekombinatsiya **zarbiy** yoki **Oje rekombinatsiya** deyiladi. Bu rekombinatsiyada uchta zaryad tashuvchi qatnashadi: rekombinatsiyalanadigan elektron-kovak jufti va bunda ajraladigan energiyani o'ziga oladigan elektron yoki kovak.

Agar bir vaqtni o'zida ikki erkin elektron va bitta kovakni yoki ikkita kovak va bitta erkin elektronni to'qnashishi sodir bo'lsa, ulardan ikkitasi rekombinatsiyalanadi va bunda ajraladigan energiya uchinchi zarrachaga beriladi, natijada bu zarracha o'zini zonasida yuqoriroq energetik zonaga qtadi. Uchinchi zarracha to'qnashish natijasida o'zini energiyasini fononlarga berib, panjara bilan muvozanat xolatga keladi. Bu rekombinatsiya jarayoni zarbiy ionlanishga teskari jarayon bo'lib, erkin zaryad tashuvchini zonada pastrok energetik satxga o'tishi natijasida ajraladigan energiya elektron-kovak juftini hosil bo'lishi kuzatiladi. (5.8-rasm)



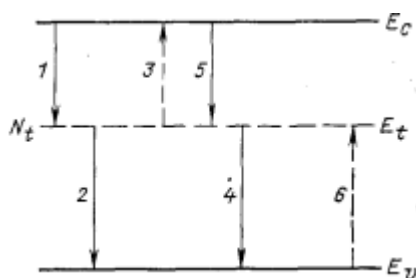
5.8-rasm

**b) Maxalliy satxlararo rekombinatsiya.** Yarimo'tkazgichli kristallda xar doim energetik satxlari taqiqlangan zonada joylashgan nuqsonlar bo'ladi. O'tkazuvchanlik zonasidan elektronni va valent zonadan kovakni tutib olib, ularni rekombinatsiyasini amalga oshiradigan panjara nuqsonlari **rekombinatsiya**

**tutqichlari** deyiladi. 5.9-rasmda donor tipdagi yarimo'tkazgichni taqiqlangan zonasida rekombinatsiya tutqichi hosil qilgan  $E_t$  energetik satx ko'rsatilgan. Bunda neytral tutqich o'tkazuvchanlik zonasidan elektronni ushlab olib, manfiy zaryadga ega bo'ladi (1 o'tish), sungra elektron tutqich satxidan valent zonaga o'tadi, bu esa manfiy zaryadli tutqichni valent zonadan kovakni tutib olinishi kabidir (2 o'tish). Erkin kovaklar kontsentratsiyasi ozayganda keyingi jarayonni sodir bo'lish extimolligi kamayadi va elektronni tutqichdan o'tkazuvchanlik zonasiga teskari o'tishi sodir bo'ladi (3 o'tish).

Agar yarimo'tkazgichda katta miqdorda erkin kovaklar mavjud bo'lsa, ular jadal ravishda tutqichlar tomonidan ushlanadi, ya'ni elektronlar tutqichdan valent zonaga o'tadilar (4 o'tish), sungra elektronni o'tkazuvchanlik zonasidan ushlab olish sodir bo'ladi (5 o'tish).

O'tkazuvchanlik elektronlari kontsentratsiyasi kichik bo'lganda kovakni ozod qilish, ya'ni, kovakni valent zonaga qaytish jarayoni sodir bo'ladi.



**5.9-rasm**

Maxalliy satxlararo rekombinatsiyada ham elektronni pastrok energetik satxga o'tishida ajraladigan energiya  $\Delta E$  ni sarf qilinish usuliga qarab, rekombinatsiya **fotonli** va **fononli** turlarga ajratiladi.

s) **Siriy rekombinatsiya.** Bunday rekombinatsiya yarimo'tkazgichni sirtida va siriy rekombinatsiya tutqichlari orqali nurlanish yoki nurlanishsiz sodir bo'ladi.

### **5.6. Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti va relaksatsiya vaqti xaqlarida tushuncha.**

Zarraning hosil bo'lishi va qarama qarshi zarra bilan uchrashib yo'qolishi orasidagi vaqt uning **yashash vaqti** deyiladi. Zaryad tashuvchilarni yashash vaqtlari quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (5.42)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (5.43)$$

kovak uchun

(2) ifodadan foydalansak bu ifodalarni quyidagicha yozamiz:

$$\tau_n = \frac{n_0}{r_0} \quad (5.44)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{p_0}{r_0} \quad (5.45)$$

kovak uchun

Agar yarimo'tkazgich tashqi ta'sirga uchrasa muvozanat buziladi. U xolda nomuvozanat yaryad tashuvchilar uchun yashash vaqti:

$$\tau = \frac{1}{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p}} \quad (5.46)$$

Bipolyar generatsiya xolida tashqi ta'sir to'xtatilgandan keyin, elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi rekombinatsiya tufayli kamayadi. Bu xolda erkin elektronlar va kovaklar sonini kamayish tezligi rekombinatsiya va issiqlik generatsiya tezliklari farqi bilan aniqlanadi:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = \gamma_r np - g_0 \quad (5.47)$$

(5.37), (5.38), (5.39) ifodalarni xisobga olsak, (5.47) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r (np - n_0 p_0) = \gamma_r (n + p_0 + \Delta n)\Delta n \quad (5.48)$$

$\Delta n \ll n_0 + p_0$  deb xisoblab,

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r (n_0 + p_0)\Delta n = -\gamma_r (n_0 + p_0)(n - n_0) \quad (5.49)$$

Belgilash kiritamiz:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)} \quad (5.50)$$

U xolda (5.49) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{n - n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (5.51)$$

Bu erdan,

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.52)$$

Bu erda,  $\Delta n(0)$ -tashqi ta'sir to'xtatilganida momentdagi ortiqcha konsentratsiya.

Bipolyar generatsiyani kichik darajasida elektronlar va kovaklarni ortiqcha konsentratsiyasi tashqi ta'sir to'xtatilgandan so'ng eksponentsial ravishda kamayadi va  $\tau$

vaqt ichida reombinatsiya natijasida ularni soni  $e$  marta kamayadi. Demak,  $\tau$  ortiqcha elektronlar va kovaklar mavjud bo'lishini o'rtacha vaqti bo'lib, nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarni yashash vaqti xisoblanadi. Nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarni yashash vaqti yarimo'tkazgich materialning tipiga va uni tozalik darajasiga bog'liq ravishda  $10^{-2} - 10^{-8}c$  oraliqda o'zgaradi.

(5.50) ifodani taxlil qilamiz.

Xususiy yarimo'tkazgich uchun  $n_0 = p_0 = n_i$ . U xolda (5.50) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r(n_0 + p_0)} = \frac{1}{2\gamma_r n_i} = \frac{e^{E_g/2kT}}{2\gamma_r(N_c N_v)^{1/2}} \quad (5.53)$$

$n$  tip material uchun ( $n_0 \gg p_0$ )

$$\tau_r^n = 2 \frac{n_i}{n_0} \tau_{ir} = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (5.54)$$

$p$  tip material uchun ( $n_0 \ll p_0$ )

$$\tau_r^p = 2 \frac{n_i}{p_0} \tau_{ir} = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (5.55)$$

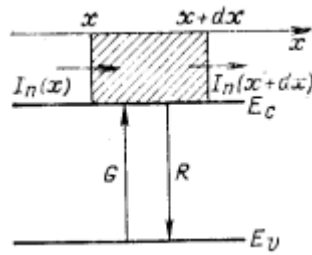
(5.53), (5.54), (5.55) ifodalar shuni ko'rsatadiki, zonalararo nurlanishli rekombinatsiyada, xususiy yarimo'tkazgichda temperatura qanchalik yuqori va taqiqlangan zona kengligi qancha kichik bo'lsa, nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarni yashash vaqti shuncha kichik bo'ladi, aralashmali yarimo'tkazgichda xususiy yarimo'tkazgichdagiga nisbatan nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarni yashash vaqti kichik bo'ladi, legirlash darajasi va temperatura ortishi bilan u kamayadi.

## VI-BOB. Diffuziyaviy va dreyf toklari.

### 6.1. Tokning uzluksizlik tenglamasi.

Yarimo'tkazgichda tashqi ta'sirlar tufayli nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar yo'zaga kelsin. Bu xolda nomuvozanatiy elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi fazoviy koordinatalar va vaqt funksiyasi  $n(x, y, z, t)$ ,  $p(x, y, z, t)$  xisoblanadi va ularni o'zgarish tezligi uzluksizlik tenglamasi bilan ifodalanadi.

Uzluksizlik tenglamasini bir o'lchamli, bir jinsli namuna uchun chiqaramiz, unda elektronlar konsentratsiyasi fakat  $x$  o'qi yo'nalishida o'zgarsin. (6.1-rasm)



**6.1-rasm**

Yarimo'tkazgichda kesimi  $1\text{cm}^2$ , qalinligi  $dx$  bo'lgan qatlam ajratib olamiz. Bu qatlam qalinligi  $dx$  ga teng bo'ladi. Faraz qilaylik,  $t$  vaqt momentida elektronlar konsentratsiyasi  $n(x,t)$ , u holda bu xajmda elektronlar soni  $n(x,t)dx$ .

$t + dt$  vaqt momentida ularni soni  $n(x,t + dt)dx$  va  $dt$  vaqt davomida  $dx$  xajmda elektronlar sonini o'zgarishi:

$$n(x,t + dt)dx - n(x,t)dx = \frac{\partial n}{\partial t} dxdt \quad (6.1)$$

Bu elektronlar sonini o'zgarishi generatsiya, rekombinatsiya, shuningdek, zaryad tashuvchilarni dreyfi va diffuziyasi tufayli sodir bo'ladi. Bu jarayonlarni ko'ramiz:

1. Elektronlar generatsiyasi- yarimo'tkazgich tomonidan yorug'likni yutilishi natijasida sodir bo'lsin va 1 s da  $1\text{cm}^3$  xajmda hosil bo'layotgan elektron-kovak jufti  $g$  ga teng bulsin. U xolda yorug'lik generatsiyasi  $dx$  xajmda  $dt$  vaqt davomida

$$gdxdt \quad (6.2)$$

miqdorda elektronlar hosil qiladi.

2.  $dx$  xajmda zaryad tashuvchilar sonini o'zgarishi rekombinatsiya natijasida ham sodir bo'lishi mumkin. Rekombinatsiyani to'la tezligi  $R_0 + R$  bu erda,  $R_0$  - issiqlik muvozanatida rekombinatsiya tezligi,  $R$  - tashqi ta'sir mavjud bo'lganda rekombinatsiya tezligi.

Rekombinatsiya tufayli  $dx$  xajmda  $dt$  vaqt davomida elektronlar sonini o'zgarishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$Rdxdt = -\left(\frac{dn}{dt}\right)_r dxdt = \frac{n - n_0}{\tau_n} dxdt \quad (6.3)$$

3.  $dx$  xajmda zaryad tashuvchilar miqdorini o'zgarishi diffuziya va dreyf jarayonlari tufayli ham sodir bo'ladi. Agar  $I_n(x,t)$  -  $1\text{cm}^2$  yo'zadan, 1 s da o'tayotgan elektronlar soni,

$dt$  vaqt davomida k o'rilayotgan xajmga qatlam chegarasi  $x$  dan kirayotgan elektronlar miqdori  $I_n(x,t)dx$ ,  $x + dx$  qatlam chegarasidan kirayotgan elektronlar soni  $I_n(x + dx,t)dx$  b'lsin. Natijada,  $dx$  xajmda bu oqimlar farqi tufayli elektronlar sonini o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$I_n(x,t)dt - I_n(x+dx,t)dt = -\frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt \quad (6.4)$$

$dx$  xajmda  $dt$  vaqt davomida elektronlar sonini to'la o'zgarishi:

$$\frac{\partial n}{\partial t} dxdt = gdxdt - \frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt - \frac{n-n_0}{\tau_n} dxdt \quad (6.5)$$

Bu erdan,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - \frac{\partial I_n}{\partial x} - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (6.6)$$

(6.6) tenglama elektronlar uchun **uzluksizlik tenglamasi** deyiladi.

Shunga uxshash, kovaklar uchun uzluksizlik tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{\partial I_p}{\partial x} - \frac{p-p_0}{\tau_p} \quad (6.7)$$

Zaryad tashuvchilarni ishorasini xisobga olgan xolda, tok zichliklarini quyidagicha yozib olamiz:

$$j_n = -eI_n, \quad j_p = eI_p \quad (6.8)$$

Zaryad tashuvchilarni konsentratsiyasi  $(x, y, z)$  koordinatalar funktsiyasi bo'lsa,

uzluksizlik tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (6.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p - \frac{p-p_0}{\tau_p} \quad (6.10)$$

bu erda,  $\operatorname{div} j = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z}$

Statsionar xolatda elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi, ya'ni  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ .

Bir ulchamli xolda, statsionar sharoitda uzluksizlik tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

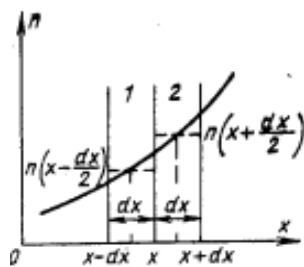
$$-\frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} = g - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (6.11)$$

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} = g - \frac{p-p_0}{\tau_p} \quad (6.12)$$



## 6.2. Diffuziyaviy va dreyf toklari .

Faraz qilaylik, yarimo'tkazgichda x o'qi yo'nalishida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi ortib borsin(6.2-rasm).



6.2-rasm

x nuqta orqali x o'qiga perpendikulyar tekislik o'tkazamiz va bu tekislikdan chap va o'ng tomonda joylashgan, dx qalinlikdagi 1 va 2 qatlamlarda zaryad tashuvchilarni xarakatini ko'ramiz. Xaotik xarakat natijasida zaryad tashuvchilarni bir qismi 1 qatlamdan 2 chisi, boshqa bir qismi 2 qatlamdan 1 chiga keladi. 2 qatlamda zaryad tashuvchilar soni 1 qatlamdagidan katta, u xolda elektronlarni teskari oqimi to'g'ri yo'nalishdagi oqimdan katta.

$n(x - \frac{dx}{2})$  - 1 qatlamdagi elektronlarni o'rtacha konsentratsiyasi

$n(x + \frac{dx}{2})$  - 2 qatlamdagi elektronlarni o'rtacha konsentratsiyasi.

Bu qatlamlarda elektronlar konsentratsiyalari farqi quyidagiga teng:

$$n(x - \frac{dx}{2}) - n(x + \frac{dx}{2}) = -\frac{dn}{dx} dx \quad (6.13)$$

Diffuziya natijasida yo'zaga keladigan x o'qi yo'nalishidagi elektronlar oqimi:

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (6.14)$$

Bu erda,  $D_n$  -elektronlarni diffuziya koeffitsienti.

Shunga o'xshash ravishda, kovaklar oqimi:

$$I_p = -D_p \frac{dp}{dx} \quad (6.15)$$

$D_p$  -kovaklarni diffuziya koeffitsienti.

Formulalardan ko'rinyaptiki, elektronlar va kovaklar oqimii zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi kichik bo'lgan tomonga qarab yo'nalgan.

Zaryad tashuvchilarni diffuziyasi natijasida yo'zaga keladigan diffuziya toklari quyidagilarga teng:

$$j_{n\text{diff}} = eD_n \frac{dn}{dx} \quad (6.16)$$

$$j_{pДиф} = eD_p \frac{dp}{dx} \quad (6.17)$$

$n$  va  $p$  - koordinatalar funktsiyalari xisoblansa, diffuzion toklar:

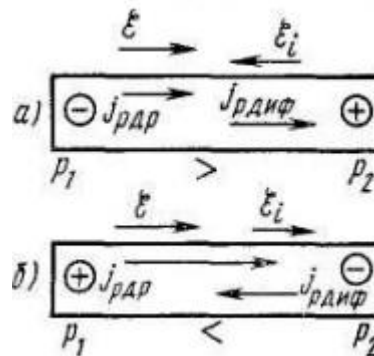
$$j_{nДиф} = eD_n \text{grad}n(r) \quad (6.18)$$

$$j_{pДиф} = eD_p \text{grad}p(r) \quad (6.19)$$

Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi gradienti mavjudligi tufayli yo'zaga keladigan diffuzion tok zaryadlarni fazoviy ajralishiga olib keladi. Natijada, 6.3-rasmda ko'rsatilganidek, namunani chap qism manfiy, o'ng qismi musbat zaryadlanadi va  $\varepsilon_i$  ichki elektr maydon hosil bo'ladi va bu maydon  $\varepsilon_{mau}$  tashqi maydon bilan birga elektronlar va kovaklarni dreyf toklarini hosil qiladi.

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_{mau} \quad (6.20)$$

Agar tashqi maydon bo'lmasa, diffuzion tok va dreyf tok o'zaro muvozanatlashadi va termodinamik muvozanat sharoitida yig'indi tok nolga teng bo'ladi.



### 6.3-rasm

Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichni tashqi doimiy  $\varepsilon_{mau}$  maydonga joylashtiraylik.

Tashqi maydon ta'sirida elektronlar va kovaklar y o'nalgan tezlikka ega bo'ladi, natijada elektronlar va kovaklar toki yo'zaga keladi. Zaryad tashuvchilarni dreyf tok zichliklari Om qonuniga ko'ra quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$j_{ndr} = en\mu_n \varepsilon$$

$$j_{pdr} = ep\mu_p \varepsilon$$

To'la tok diffuzion va dreyf toklar yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$j_n = j_{ndr} + j_{nДиф} = en\mu_n \varepsilon + eD_n \frac{dn}{dx}$$

(11.21)

$$j_p = j_{pdr} + j_{p\Delta u\phi} = en\mu_p\varepsilon - eD_p \frac{dp}{dx} \quad (6.22)$$

Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichni istalgan nuqtasidagi umumiy tok quyidagiga teng bo'ladi:

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon + e(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}) \quad (6.23)$$

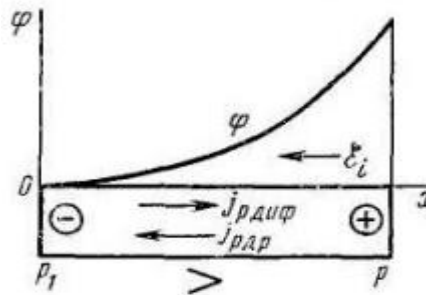
### 6.3. Zaryad tashuvchilarning xarakatchanlik va diffuziya koeffitsienti orasidagi bog'lanish.

Bu bog'lanish Eynshteyn tenglamasi orqali ifodalanadi.  $p$  tip yarimo'tkazgich uchun Eynshteyn tenglamasini chiqaramiz. Bu yarimo'tkazgich zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini bo'ylama gradientiga ega bo'lsin. Agar  $p_1$  kovaklar konsentratsiyasi (chapda)  $p$  kovaklar konsentratsiyasi (o'ngda)dan katta bo'lsa, diffuzion tok chapdan o'ngga yo'nalgan bo'ladi. Diffuzion tokni hosil qilayotgan kovaklarni chapdan o'ngga oqimii diffuziyaviy tokni muvozanatlaydigan dreyf tokni yo'zaga keltiradigan ichki maydon  $\varepsilon_i$  maydon hosil bo'lgunga qadar davom etadi. Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$j_p = -ep\mu_p \frac{\partial\varphi}{\partial x} - eD_p \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (6.24)$$

Bu erda,  $\varphi$  – xajmiy zaryad yaratadigan elektrostatik potensial.

Yarimo'tkazgichni chap uchida  $\varphi$  ni sanoq boshini tanlab olamiz (6.4-rasm).



6.4-rasm

Diffuzion tokda ishtirok etuvchi kovaklar  $e\varphi$  potensial barerga ko'tarilishi kerak.

(6.24) ifodadan

$$\frac{\partial p}{p} = -\frac{\mu_p}{D_p} \partial\varphi \quad (6.25)$$

kelib chiqadi. Bu ifodani integrallasak,

$$p = p_1 e^{-\frac{\mu_p}{D_p} \varphi} \quad (11.26)$$

Boltsman qonuniga ko'ra, issiqlik xarakati tufayli  $e\varphi$  potentsial barerga ko'tarilayotgan zarralar uchun

$$p = p_1 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} \quad (6.27)$$

Bu kontsentratsiya termodinamik muvozanat xolatiga tegishli, chunki Boltsman qonuni muvozanat xolat uchun o'rinli.

(6.26) va (6.27) ifodalarni tenglab, kovaklar uchun Eynshteyn tenglamasini olamiz:

$$\mu_p / D_p = e / kT \quad (6.28)$$

Shunga o'xshash yo'l bilan, elektronlar uchun ham Eynshteyn tenglamasini olamiz:

$$\mu_n / D_n = e / kT \quad (6.29)$$

Tashqi elektr maydon mavjud bo'lmaganda  $\varepsilon = 0$ , (11.12) uzluksizlik tenglamasini echish natijasida  $\Delta p$  ortiqcha kovaklar kontsentratsiyasini topamiz. Buning uchun (6.22) dagi  $j_p$  kovak toklar zichligini ifodasidan foydalanamiz. Natijada quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$\Delta p = \Delta p(0) e^{-x/L_p} \quad (6.30)$$

Bu erda,  $L_p$  - noasosiy zaryad tashuvchilarni, xususan, kovaklarni diffuzion yo'l uzunligi bo'lib, diffuziya jarayonida yashash vaqti davomida kovaklar kuchadigan o'rtacha masofa. U quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (6.31)$$

Bu erda,  $D_p$  - kovaklarni diffuziya koeffitsienti,  $\tau_p$  - kovaklarni yashash vaqti.

Demak, elektr maydon bo'lmaganda kovaklarni ortiqcha kontsentratsiyasi rekombinatsiya natijasida masofaga bog'liq ravishda eksponentsial qonun bo'yicha o'zgaradi.

(6.30), (6.31) ifoda nomuvozanatli elektronlar uchun ham o'rinli.

## VII-BOB. Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichlar va dielektriklardagi potentsial to'siqlar.

### 7.1. Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichlar va dielektriklardagi potentsial to'siqlar.

Ikki xil yarimo'tkazgichni yoki yarimo'tkazgich bilan metallni kontaktida chegara qatlamlarida potentsial barer hosil bo'ladi, bu qatlamlar ichida zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi xajmdagiga nisbatan kuchli o'zgaradi. Kontaktoldi qatlamini xususiyatlari quyilgan tashqi kuchlanishga bog'liq bo'lib, kontaktning nohiziqi volt-ampere xarakteristikasini yo'zaga keltiradi. Kontaktlarning nohiziqi xususiyatlaridan elektr tokini to'g'rilashda, elektr tebranishlarni hosil qilish, kuchaytirish maqsadlarida foydalaniladi.

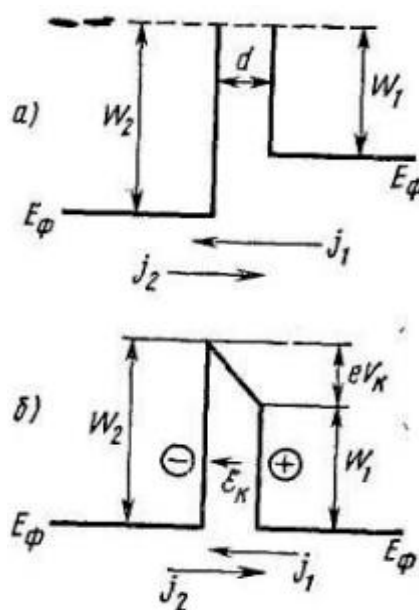
Kontakt qatlamida yo'z beradigan hodisalar ikki modda chegarasi orqali erkin zaryad tashuvchilar almashinishiga bog'liq.

Ma'lumki moddadan elektronni boshqa muhitga, masalan vokuumga chiqib ketishiga potentsial(energiyaviy) to'siq qarshilik ko'rsatadi. Bu to'siqning balandligini elektronning sirt orqali tashqariga chiqib keta olishi uchun zarur bo'lgan energiya aniqlaydi. Bu energiya elektronni moddadan **chiqish ishi** deyiladi.

**Termodinamik chiqish ishi** Fermi satxidan vokuum satxigacha bo'lgan energiyaviy masofa.

**Elektron yaqinlik** o'tkazuvchanlik zonasi tubidan vokuum satxigacha bo'lgan energiyaviy masofa.

Metall-metall kontakti misolida potentsial to'siqni hosil bo'lishini ko'rsatamiz (7.1-rasm).



7.1-rasm.

7.1, a-rasmda  $W_1$ - o'ngdagi metall uchun elektronlarni chiqish ishi,  $W_2$ - chapdagi metall uchun elektronlarni chiqish ishi. Qattiq jismdan elektronlarni chiqish ishi deganda, elektronni Fermi satxidan vokuumga chiqarish uchun sarf qilinadigan energiya. Rasmda vokuumdagi energiya satxi punktir chiziq bilan,  $F$  Fermi satxi uzluksiz gorizontal chiziqlar bilan tasvirlangan. 7.1, a-rasmda metallarni o'zaro elektronlar almashishi mumkin bo'ladigan masofagacha yaqinlashish momenti, 7.1, b-rasmda chapdan o'ngga va aksincha elektronlar oqimi va kontakt potentsiallar farqini yo'zaga kelishi kursatilgan.

Kontakt potentsiallar farqini kattaligini termoelektron emissiya toki zichligi ifodasidan foydalanib topish mumkin.

Agar  $W_2 > W_1$  bo'lsa,  $j_1 > j_2$  bo'ladi va elektronlar ungdan chapga ko'chiriladi. Natijada, birinchi metall sirti musbat, ikkinchisi manfiy zaryadlanadi. Metallar oralig'ida elektr maydon va unga tegishli potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Ximiyaviy potentsiallar (Fermi satxi) tenglashganda muvozanat o'rnatiladi. Bu xolda, toklar tenglashadi, ya'ni  $j_1 = j_2$ . Bu tenglik shuni bildiradiki, o'ngdan chapga xarakatlanayotgan elektronlar uchun potentsial barer, ya'ni  $W_1 + eV_k$  chapdan o'ngga xarakatlanayotgan elektronlar uchun potentsial barer, ya'ni  $W_2$  ga teng bo'lishi lozim:

$$W_1 + eV_k = W_2 \quad (7.1)$$

Muvozanat o'rnatilgandan keyin kontakt potentsiallar farqi yo'zaga keladi:

$$V_k = (W_2 - W_1) / e \quad (7.2)$$

Shunday qilib, birinchi metallni sirtini elektronlarga kambag'allashtirib, ikkinchi metall sirtini elektronlarga boyitib, etarlicha katta kontakt potentsiallar farqini yaratish mumkin ekan.

## 7.2. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarda kontakt hodisalar.

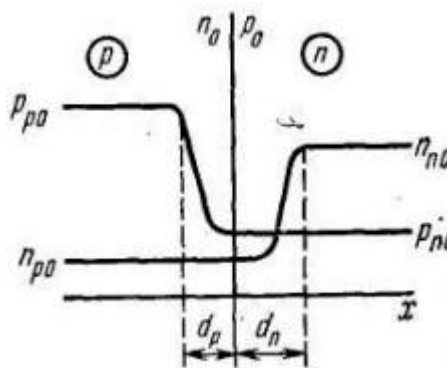
Elektronli va kovakli yarimo'tkazgich kontaktida sodir bo'ladigan hodisalarni ko'ramiz. Germaniy, kremniy yoki boshqa yarimo'tkazgich monokristalliga aralashmalarni kiritish orqali, ularni shunday taqsimotini o'rnatish mumkinki, bunda kristallni bir qismi  $n$ -tip yarimo'tkazgich, ikkinchi qismi  $p$ -tip yarimo'tkazgich bo'lsin. Bunda turli tipdagi yarimo'tkazgichlarni bir-biriga tegib turgan yupqa soxalarida  $n$  tipdan  $p$ -tipga o'tish kuzatiladi. Elektr o'tkazuvchanligi qarama-qarshi tipli materiallar orasidagi bunday o'tish  $p-n$  o'tish deyiladi. O'tish soxasi asosiy zaryad tashuvchilarga kambag'allashgan bo'ladi va berkituvchi qatlam xisoblanadi.

Aralashmalarni taqsimlanish xarakteriga bog'liq ravishda keskin va silliq  $p-n$  o'tishlar farq qilinadi. Keskin  $p-n$  o'tishda aktseptor va donorlar

konsentratsiyasi  $p$  va  $n$  soxalarni ajralish chegarasida sakrab o'zgaradi, silliq  $p-n$  o'tishda ularni konsentratsiyasi masofani chiziqli funktsiyasi xisoblanadi.

Keskin  $p-n$  o'tish kristallga aralashmalarni eritib kiritish orqali, silliq  $p-n$  o'tish diffuziya bilan kiritish orqali hosil qilinadi.

7.2-rasmda keskin  $p-n$  o'tishni o'zida va uni xar ikkala tomonida asosiy va noasosiy zaryad tashuvchilarni konsentratsiyalarini o'zgarishi tasvirlangan.



7.2-rasm.

Keskin  $p-n$  o'tishni ko'raylik va yarimo'tkazgichni kovakli soxasi elektronli soxasiga nisbatan kuchli legirlangan bo'lsin.  $p_p$ -kovakli soxani asosiy zaryad tashuvchisi kovaklarning konsentratsiyasi,  $n_p$ -kovakli soxani asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchisi elektronlarning konsentratsiyasi,  $n_n$ -elektronli soxani asosiy zaryad tashuvchisi elektronlarning konsentratsiyasi,  $p_n$ -elektronli soxani asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchisi kovaklar konsentratsiyasi.

$p-n$  o'tish nazariyasida yarimo'tkazgichda  $p-n$  o'tishdan tashqarida muvozanat yaryad tashuvchilar konsentratsiyasi aralashmalar konsentratsiyasiga teng deb, ya'ni aralashma atomlari to'la ionlashgan deb qaraladi:

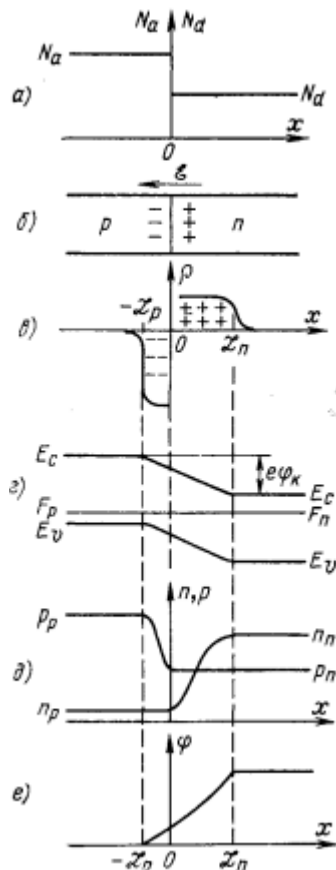
$$n_n = N_d, \quad p_p = N_a \quad (7.3)$$

Termodinamik muvozanat xolida, aynish bo'lmaganda:

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2 \quad (7.4)$$

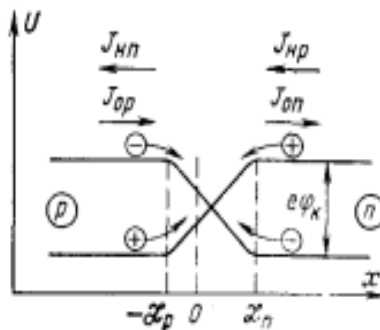
Turli tipdagi elektro'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgichlar orasida kontakt hosil qilinganda elektronlar va kovaklar konsentratsiyalarini katta gradienti hosil qilinadi. Natijada  $n$  soxadan  $p$  soxaga elektronlarni va  $p$  soxadan  $n$  soxaga kovaklarni diffuziyasi boshlanadi. Diffuzion oqimlarni yo'zaga kelishi zaryadlarni ajralishiga, natijada,  $p-n$  o'tishga tegib turgan  $n$  soxa tomonda musbat xajmiy zaryad,  $p$  soxa qismida manfiy xajmiy zaryad paydo bo'ladi. (7.3,b,v-rasm) Bu xajmiy zaryadlar kontakt soxasida  $n$  soxadan  $p$  soxaga yo'nalgan va zaryad tashuvchilarni xarakatiga qarshilik qiladigan kuchli elektr maydon hosil qiladi. Natijada butun yarimo'tkazgich uchun Fermi satxlari tenglashadigan xolat, ya'ni

muvozanat xolat o'rnatiladi, elektr maydon bo'lgan o'tish soxasida esa energiya zonalari egiladi. Zonalarni egilishi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini qayta taqsimlanishini sodir qiladi(7.3,d-rasm) va  $p-n$  o'tish soxasida elektrostatik potentsial o'zgarishini vujudga keltiradi(7.3,e-rasm). 7.3-rasmda elektron va kovakli yarimo'tkazgich kontaktida aralashmalar taqsimoti, zaryadlar ajralishi va elektr maydonni hosil bo'lishi, xajmiy zaryadni taqsimlanishi, zonaviy tuzilishi, elektronlar va kovaklar taqsimlanishi, elektrostatik potentsial o'zgarishi keltirilgan.



7.3-rasm.

7.4-rasmdan k o'riyaptiki, asosiy zaryad tashuvchilar kontakt orqali o'tganda  $e\phi_k$  balandlikdagi potentsial barerni engishi kerak.



7.4-rasm.

Noasosiy zaryad tashuvchilarni o'tishi  $p-n$  o'tishni elektr maydoni ta'sirida amalga oshadi. Termodinamik muvozanat sharoitida asosiy zaryad tashuvchilarni



$j_{0p}$  va  $j_{0n}$  diffuziyaviy toklari noasosiy zaryad tashuvchilarni  $j_p$  va  $J_n$  dreyf toklari bilan tenglashadi va yig'indi tok nolga teng bo'ladi.

Faraz qilaylik,  $W_n$  elektronlarni elektronli yarimo'tkazgichdan chiqish ishi,  $W_p$ -elektronlarni kovakli yarimo'tkazgichdan chiqish ishi. U xolda termodinamik muvozanat sharoitida  $p-n$  o'tishda potentsial tuzilish kattaligi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$e\varphi_k = W_p - W_n = (\chi - E_c + F_p) - (\chi - E_c + F_n) = F_p - F_n \quad (7.5)$$

Donor va aktseptor aralashmalar t o'liqk ionlashgan bo'lsa,

$$e\varphi_k = E_g - kT \ln \frac{N_g}{N_a} - kT \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (7.6)$$

$n_i^2 = N_c N_g e^{-E_g/kT}$  xisobga olamiz va

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} \quad (7.7)$$

yoki

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = e^{-e\varphi_k/kT} \quad (7.8)$$

Demak, yarimo'tkazgichni  $p$  va  $n$  soxalari qanchalik kuchli legirlangan bo'lsa,  $p-n$  o'tishda kontakt potentsiallar farqi shuncha katta bo'ladi.

$p$  soxa  $n$  soxaga nisbatan kuchli legirlangan bo'lsa,  $p_p \gg n_n$  va natijada past omli kovakli soxani xajmiy zaryad qatlamini qalinligi  $L_p$  elektronli soxani xajmiy zaryad qatlamini qalinligi  $L_n$  dan kichik bo'ladi (7.3, v-rasm), butun xajmiy zaryad soxasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$L_0 = L_n + L_p \quad (7.9)$$

$-L_p \leq x < 0$  intervalda xajmiy zaryad manfiy bo'lib, aktseptor aralashma ionlari konsentratsiyasi bilan aniqlanadi:

$$\rho = -eN_a^- = -ep_p \quad (7.10)$$

va bu soxa uchun Puassoni tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{ep_p}{\epsilon\epsilon_0} \quad (7.11)$$

Bu xolda chegaraviy shartlar:

$$\varphi(-L_p) = 0; \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=-L_p} = 0 \quad (7.12)$$

$$\varphi(L_n) = \varphi_k; \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=L_n} = 0 \quad (7.13)$$

Bu shartlarga quyidagi ko'rinishdagi  $\varphi$  bo'ysunadi

$-L_p \leq x < 0$  da

$$\varphi_p = \frac{ep_p}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_p + x)^2 \quad (7.14)$$

$0 < x < L_n$  da

$$\varphi_n = \varphi_k - \frac{en_n}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x)^2 \quad (7.15)$$

$x = 0$  da potentsial (7.3, e-rasm) va uni hosilasi uzluksiz, shuning uchun,

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0) \quad (7.16)$$

$$\left. \frac{d\varphi_p}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\varphi_n}{dx} \right|_{x=0} \quad (7.17)$$

(7.17) shartni (7.14) va (7.15) ifodalarga qo'ullaymiz, natijada

$$n_n L_n = p_p L_p \quad (7.18)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Demak, yarimo'tkazgichni  $p - n$  o'tishga tegib turgan xar ikkala soxasida xajmiy zaryadlar teng. Bu elektroneytrallikni saqlanish sharti xisoblanadi.

(7.18) tenglamadan quyidagi munosabatlarni olamiz:

$$\frac{L_n}{L_0} = \frac{p_p}{n_n + p_p}; \quad \frac{L_p}{L_0} = \frac{n_n}{n_n + p_p} \quad (7.19)$$

Bu munosabatlardan foydalanib, (12.16) ifoda asosida

$$\varphi_k = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0}(n_n L_n^2 + p_p L_p^2) = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} L_0 \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \quad (7.20)$$

Bundan,  $p - n$  o'tishni xajmiy zaryad qatlamini to'la qalinligi uchun ifoda olamiz:

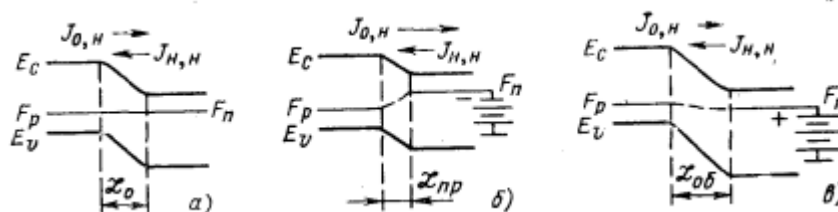
$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \varphi_k \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \quad (7.21)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, yarimo'tkazgichni legirlanish darajasi qancha yuqori bo'lsa, xajmiy zaryad soxasini qalinligi shuncha kichik bo'ladi. Agar soxalardan biri boshqasiga nisbatan kuchli legirlangan bo'lsa, elektrostatik potentsial tushivini katta qismi yuqoriomli soxaga to'g'ri keladi. (7.3, e-rasm)

Elektron-kovak o'tish yuqori solishtirma o'tkazuvchanlikka ega soxalar orasida joylashgan, past solishtirma o'tkazuvchanlikka ega qatlam xisoblanadi, shuning uchun bu tuzilmani kondensator sifatida tasavvur qilish mumkin va uni sigimi quyidagicha bo'ladi:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon}{L_0} = \sqrt{\frac{e\varepsilon\varepsilon_0}{2\varphi_k} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}} \quad (7.22)$$

To'g'ri yo'nalishda tashqi  $V$  kuchlanish berilgan, ya'ni elektronli yarimo'tkazgichga manfiy, kovakli yarimo'tkazgichga musbat potentsial berilgan  $p-n$  o'tishni ko'raylik (7.5,b-rasm).



7.5-rasm.

O'tishni xajmiy zaryad soxasini qarshiligi katta bo'lgani uchun kuchlanish tushuvi asosan bu qatlamda sodir bo'ladi. Buning natijasida potentsial barer balandligi muvozanat xoldagiga nisbatan  $eV$  ga pasayadi, shu bilan birga berkituvchi qatlam qalinligi ham o'zgaradi (7.5,a-rasm).

Berkituvchi qatlam qalinligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - V)}{e} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \quad (7.23)$$

Potentsial barerni pasayishi asosiy zaryad tashuvchilar oqimiini ortishiga olib keladi, katta miqdorda  $n$  soxadan  $p$  soxaga elektronlar,  $p$  soxadan  $n$  soxaga kovaklar o'tadi, o'tish orqali noasosiy zaryad tashuvchilar oqimii deyarli o'zgarmaydi. Buning natijasida tashqi zanjirda asosiy va noasosiy zaryad tashuvchilar toklarini farqiga teng,  $p$  soxadan  $n$  soxaga yo'nalgan tok oqadi (7.5,b-rasm), ya'ni

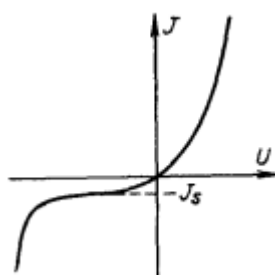
$$j = j_{ac} - j_{noac} \quad (7.24)$$

$n$  soxada hosil bo'lgan ortiqcha noasosiy zaryad tashuvchilar  $-\Delta p$  kovaklar kontakt yaqinida musbat xajmiy zaryad hosil qiladi. Lekin, relaksatsiya vaqti bilan aniqlanadiigan juda qisqa vaqtdan keyin bu zaryad  $n$  soxada asosiy zaryad tashuvchilar-elektronlarni xajmiy zaryadi bilan kompensatsiyalashadi, bu elektronlar esa  $\Delta n$  miqdoricha ortiqcha  $\Delta p$  kovaklar hosil qilgan elektr maydon ta'sirida  $n$  soxa chuqurligidan tortiladi,  $n$  soxaga elektronlar tashqi zanjirdan kiradi.

Shunday qilib, elektronli yarimo'tkazgichni hama soxalarida elektroneytrallik kuzatiladi, lekin, kontaktoldi soxasida elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi muvozanat xoldagiga nisbatan  $\Delta n = \Delta p$  miqdorga ortadi.  $p-n$  o'tishga to'g'ri kuchlanish berish natijasida yarimo'tkazgichga noasosiy zaryad tashuvchilarni kelishi **injektsiya** xodisasi deyiladi.  $p-n$  o'tishga beriladigan to'g'ri kuchlanishni ortishi bilan injektsiyalanadigan noasosiy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi ortadi, bu esa kontakt oqkali to'g'ri yo'nalishda tokni kuchli o'sishiga olib keladi.

Agar tashqi kuchlanish teskari yo'nalishda, ya'ni elektronli yarimo'tkazgichga musbat, kovakli yarimo'tkazgichga manfiy potentsial berilsa, potentsial tusiqlik ko'tariladi va berkituvchi qatlam qalinligi ortadi. Tashqi teskari kuchlanish qancha kuchli bo'lsa, shuncha oz miqdorda asosiy zaryad tashuvchi potentsial tusiqlikni engib o'ta oladi.

Natijada, kontaktoldi soxasida asosiy zaryad tashuvchilar miqdori muvozanat xolatdagiga nisbatan kamayadi, shu bilan birga elektroneytrallik buzilmasligi uchun noasosiy zaryad tashuvchilar miqdori ham kamayadi. Bu hodisa zaryad tashuvchilarni ekstraktsiyasi deyiladi. Demak,  $p-n$  o'tishga teskari kuchlanish berilganda asosiy zaryad tashuvchilar toki muvozanat xolatdagiga nisbatan kichik bo'ladi, noasosiy zaryad tashuvchilar toki o'zgarmaydi. Shuning uchun  $p-n$  o'tish orqali yig'indi tok  $n$  soxadan  $p$  soxaga yo'nalgan va teskari kuchlanish ortishi bilan uncha katta bo'lmagan miqdorga ortib, keyin to'yinish toki deb ataladigan tok qiymatiga intiladi. Demak  $p-n$  o'tish noxizikli volt-amper xarakteristikaga ega. (7.6-rasm)



7.6-rasm.

## VIII-BOB. Segneto va pezoelektriklar, elektretlar.

### 8.1. Segneto va pezoelektriklar, elektretlar.

Cegnetoelektriklar dielektriklarni bir turi bo'lib, ularda qutblanganlik maydon kuchlanganligiga nochiziqli bog'liq bo'ladi, buning sababi, ularda elektr domenlarni mavjudligidir. Elektr domenlar- o'z-o'zidan (spontan) qutblanishli, kuchli elektr maydon soxalari ( $10^{-2} - 10^{-4} \text{ cM}$  tartibida).

Segnetoelektriklar segnet to'zi  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  nomidan olingan. Segnetoelektrik hossalari birinchi marta segnet tuzi kristallarida ko'zatilgan. Segnet tuzi xususiyatlari akademik I.V. Kurchatov va P.P. Kobeko ishlarida batafsil o'rganilgan.  $\text{BaTiO}_3$  bariy metatitanat eng ko'p tarkalqan segnetoelektrik xisoblanadi. Bu moddada segnetoelektrik xususiyat borligi 1944 yilda akademik B.M. Vul tomonidan aniklanqan. Yukoridagi moddalardan tashqari 290 ta birikma va 1500 ga yaqin material-qattiq qotishmada segnetik a antisegnetoelektrik xususiyat borligi aniklangan.

Antisegnetoelektriklarda spontan qutblanish ikkita yoki undan ko'p reshetkalarda yo'zaga keladi, xar bir domen ichida elektr momentlarni o'zaro kompensatsiyasi kuzatiladi, natijada natijaviy spontan qutblanish nolga teng bo'ladi.

Segnetoelektrik hossalari paydo bo'lishi uchun kristall tuzilishida inertsiya markazi bo'lmasligi va xech bo'lmaganda bitta noekvivalent yo'nalish bo'lishligi zarur. Segnetoelektriklarni ba'zan, ferroelektrlar deyiladi. Buning sababi shuki, ferromagnitlardagi domenlar kabi segnetoelektriklarda ham domenlarning katta spontan (o'z-o'zidan) qutblangan soxalarning (tashqi elektr maydon bo'lmaganida ham elektr dipollarni tartiblangan katta elektr momentlari bo'lgan soxalarning) bo'lishligidir. Segnetoelektriklar uchun maxsus Kyuri nuqtalari deb ataladigan  $T_k$  temperaturalar mavjud. Bu nuqtadan yuqori temperaturalarda segnetoelektrik xolat (domenlar) buziladi, chunki bu xolda issiqlik tebranishlari amplitudasi elektr dipollarni tartibli joylashishiga yul bermaydigan darajada ortib ketadi. Past temperaturada segnetoelektrik bo'lgan qattiq jism Kyuri nuqtasi  $T_k$  dan yuqori temperaturada paraelektrik xolatga o'tadi.

$\text{BaTiO}_3$  ning spontan (o'z - o'zidan) qutblanishi kelib chiqishini qaraylik. Bu birikmaning kristall panjarasi  $T_k$  q 393K dan yuqorida kubsimon shaklda bo'ladi,  $T_k$  dan past temperaturalarda elementar yacheykada o'zgarishlar yo'z beradi: u bir o'q (s o'q) yo'nalishi bo'ylab 1 % qadar cho'zyladi, bu yo'nalishga tik o'qlar bo'ylab taxminan 0.5% qadar qisiladi. Bariy va titanning barcha kationlari panjarasi kislorod anionlari panjarachasiga nisbatan s o'q bo'ylab yuqoriga yoki pastga siljiydi, bu esa kristall energiyasini pasaytiradi. Shu ikki panjarachalarning o'zaro

siljishi taxminan  $0.1 \text{ \AA}$  ga teng bo'lib, katta xajmiy qutblanish vujudga kelishli uchun etarlidir.

Tetraronal segnetoelektrik  $\text{VaTiO}_3$  krisgallda panjarachalar nisbiy siljishi yo'nalishga bog'liq ravishda, yo «yuqoriga» yoki «pastga» siljiydi. Titan (yoki bariy) xar bir ioni kristall panjarasida energiyasi eng kichik bo'ladigan ikki vaziyatga ega, ularni energetik tuzilish bir-biridai ajratib turadi.  $T_k$  dan yuqori temperaturalarda bu tuzilish yo'q bo'ladi, ammo qattiq jism juda katta dielektrik doimiyra ega bo'ladi. Masalan,  $\text{VaTiO}_3$  dan tayyorlangan keramikada  $\epsilon$  to 6000 gacha etadi.  $T_k$  temperaturadan pastda segnetoelektriklar statik qutblanishi ilmiy maqsadlarda ishlatiladi. Qutblangan segnetoelektrikli kondensator mikrofon talabgorlari ko'p.  $\text{VaTiO}_3$  va boshqalar lazer nurini optik (quvup) ichak ichida ham, tashqarisida ham modullash va og'dirish uchun qo'llaniladi.

Katta segnetoelektrik monokristall turli yo'nalishda qutblanishli domenlar (dipol momentlar bir xil yo'nalgan soxalar) to'plamidan iborat bo'lganligi sababli butun o'zi spontan qutblangan bo'lishligi majburiy emas. Mazkur domen qarama-qarshi qutblanishli domenlar bilan o'ralgan xol ko'p uchraydi. Bu xolda  $180^\circ$  li domen devorlari xaqida ganiriladi. Tashqi  $E$  elektr maydon qo'yilganda domen devorlari ko'chish imkoniga ega bo'ladi. Bunda  $R_s$  qutblanish yo'nalishi  $E$  maydon bilan mos tushgan yoki deyarli mos tushgan domenlar o'sadi,  $R_s$  qutblanishi qarama-qarshi yo'nalgan domenlar qisqara boradi. Segnetoelektriklarning domenlardan tuzilishi muayyan darajada ferromagnetiklarnikiga o'xshab ketadi, ammo ular orasida muhim farq bor: magnit domenlar orasidagi devorlar qalinligi  $750 \text{ \AA}$ , segnetoelektrik domenlar orasidagi devorlar qalinligi bir yoki ikki atomlararo masofaga teng va energiyasi katta zichlikka ega.

Ko'pchilik segnetoelektrik materiallarda mikroskopik domenlar tuzilishi ancha murakkab bo'ladi. Shunday qilib, segnetoelektrik materiallarda  $T_k$  Kyuri nuqtasidan past temperaturalarda induktsiyalangan dipollarning tartibli joylashishi vujudga keladi, bu esa kristall energiyasini kamaytiradi. Antisegnetoelektrik qattiq jismlarda ham  $T_k$  dan pastda induktsiyalangan dipollar tartiblanadi, bu moddalar sinfi xajmiy spontan qutblanishga ega emas, chunki xar bir dipol qo'shni dipollarga antiparallel yo'nalgan.

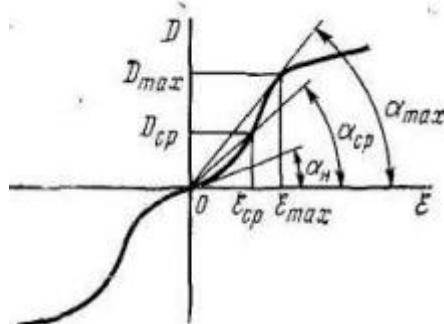
Doimiy temperaturada elektrostatik induksiya vektori  $D$  va tashqi maydon kuchlanganligi  $E$  orasidagi bog'lanish segnetoelektriklar uchun noxiziqli (8.1-rasm), ya'ni dielektrik singdiruvchanlik  $\epsilon$  maydon kuchlanganligining funktsiyasi xisoblanadi:

$$D = \epsilon \epsilon_0 E \quad (8.1)$$

Lekin bu erda  $\epsilon$  doimiy kattalik emas. Xususan,  $\epsilon_0$  boshlangich,  $\epsilon_{yp}$  o'rtacha

va  $\varepsilon_{\max}$  maksimal dielektrik singdiruvchanlikni aniqlash mumkin.

$$\varepsilon_{\delta} = \left(\frac{D}{\varepsilon_0 E}\right)_{E \rightarrow 0}, \quad \varepsilon_{\delta} = \frac{D_{yp}}{\varepsilon_0 E_{yp}}, \quad \varepsilon_{\delta} = \frac{D_{\max}}{\varepsilon_0 E_{\max}} \quad (8.2)$$



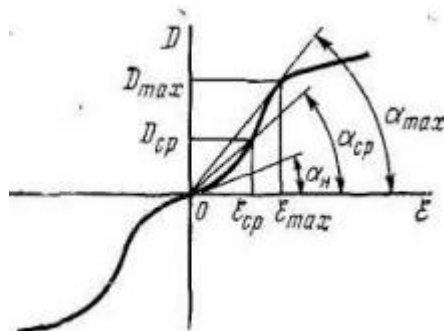
8.1-rasm

Segnetoelektriklarni asosiy xarakterli xususiyati kuchsiz maydonlarda dielektrik singdiruvchanlikni katta ekanligi.

Segnetoelektriklar uchun  $\varepsilon_{\delta}$ ,  $\varepsilon_{\max}$  qiy matlardan tashqari, shuningdek, differentsial nisbiy dielektrik singdiruvchanlik ham aniqlanadi:

$$\varepsilon_{\text{dub}} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial D}{\partial E} \quad (8.3)$$

8.2-rasmda  $D = f(E)$  bog'lanish grafiqi, ya'ni gisterezis sirtmogi keltirilgan.  $D_r$  -koldiq induksiya,  $E_c$  -koertsitiv maydon deyiladi.



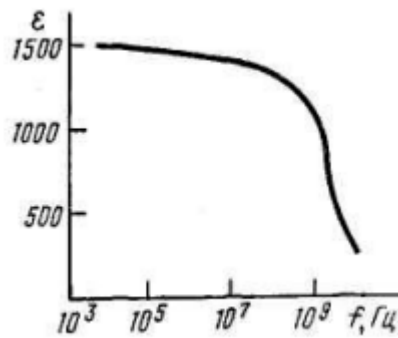
8.2-rasm

$\varepsilon = f(T)$  bog'lanish qutbsiz dielektriklarda Kyuriy-Veys qonuni bilan ifodalanadi:

$$\varepsilon = \frac{C}{T - T_k} \quad (8.4)$$

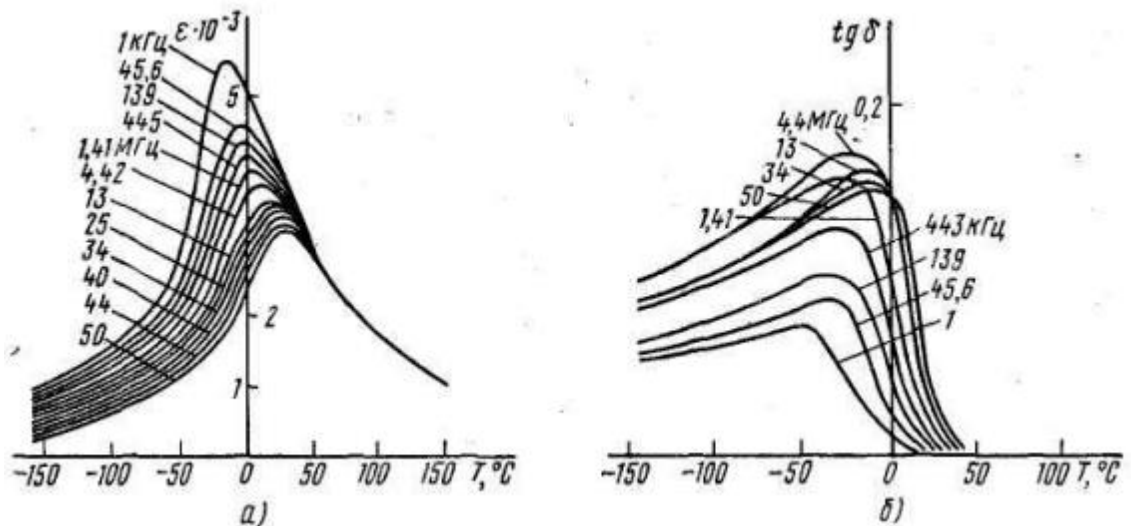
Ko'pincha  $C = 10^5$  grad.  $T_k$  -Kyuri temperaturasi.

Segnetoelektriklarda chastota ortishi bilan  $\varepsilon$  kamayadi. O'zgarmas temperaturada bariy metatitanat uchun  $\varepsilon = f(\nu)$  bog'lanish 8.3-rasmda tasvirlangan.



8.3-rasm

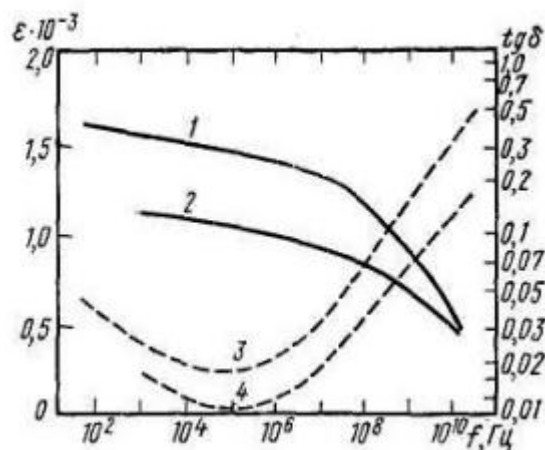
8.4,a-rasmda  $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3}O_3)$  segnetoelektrik uchun xar xil chastotalarda  $\varepsilon = f(T)$  bog'lanish keltirilgan. Bu bog'lanishdan ko'rinyaptiki, chastota ortishi bilan  $\varepsilon$  ni maksimumi yuqori temperaturalar tomoniga siljiydi va uning qiymati kamayadi.



8.4-rasm

8.4,b-rasmda  $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3}O_3)$  segnetoelektrik uchun dielektrik yuqotishni burchak tangensi tasvirlangan. Odatda, segnetoelektriklarda Kyuri nuqtasidan past temperaturalarda  $tg\delta$  ni maksimumi kuzatiladi.

$\varepsilon = f(\nu)$  va  $\varepsilon = f(T)$  bog'lanishlar birgalikda 8.5-rasmda tasvirlangan.



8.5-rasm



Rasmdan ko'rinadiki,  $\varepsilon$  ni sezilarli kamayishi va  $tg\delta$  ni ortishi  $10^8 - 10^{10}$  Gts chastotalar soxasida kuzatiladi. Bu domen chegaralari xarakatining inertsiyasi bilan bog'liq.

Temperatura ortishi bilan segnetoelektrik elektrukazuvchanligi xisobiga dielektrik yuqotish ortadi.

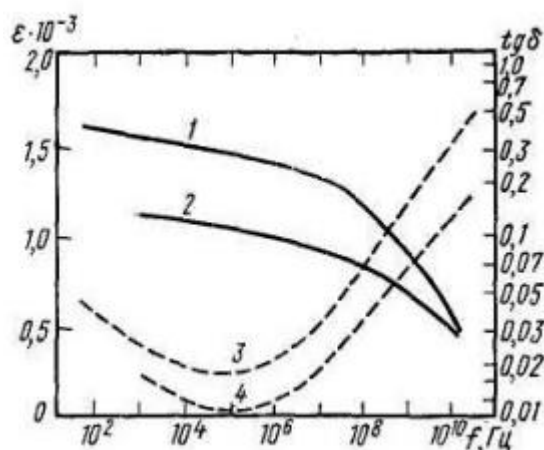
Elektro'tkazuvchanlik segnetoelektriklarni domenli tuzilishiga ta'sir ko'rsatadi. Agar segnetoelektrikda chegaraviy dipollarni sirt zaryadi erkin zaryadlar bilan kompensatsiyalashsa, bu xolda bir domenli kristall hosil bo'lishi uchun zarur sharoit yaratiladi. Tashqi elektr maydon qo'yilganda domenlar xarakatining dinamikasi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi, ya'ni segnetoelektriklar o'tkazuvchanligi bilan bog'langan.

Segnetoelektrik zanjirida oquvchi to'la tok bir qancha tashkil etuvchilardan iborat:

1. dielektrik namunasini geometrik sigimini zaryadlanishidan hosil bo'ladigan  $R$  zanjir qarshiligidagi tok;
2.  $j = At^{-n}$  Kyuri qonuniga ko'ra kamayadigan, dielektrik qutblanishni turli ko'rinishlari rivojlanishidan hosil bo'ladigan tok;
3. vaqt o'tishi bilan kamayadigan (**skvoznoy**) to'g'rigicha o'tkazuvchanlik toki;
4. vaqtga bog'liq bo'lmagan to'g'rigicha o'tkazuvchanlik toki.

Segnetoelektriklarda o'tkazuvchanlikni ulchash uchun omik kontaktlar qo'llaniladi.

$\delta = f(1/T)$  bog'lanish 8.6-rasmda tasvirlangan.



8.6-rasm

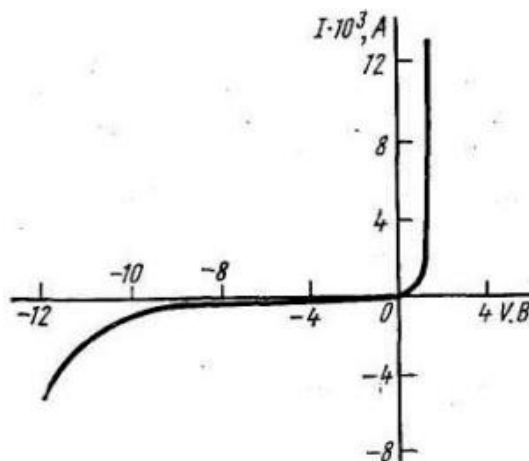
Ba'zan bu bog'lanishda bug'langan joylar bo'ladi, bu aktivlanish energiyasi o'zgarishi bilan bog'liq. Vaqt o'tishi bilan segnetoelektrik eskirishi va uni o'tkazuvchanligi ortishi mumkin.

Keramik bariy titanat temperaturasi xona temperaturasidan 1500 K gacha o'zgarganda elektro'tkazuvchanlik  $10^{-15}$  dan  $10^{-1} Om^{-1}cm^{-1}$  gacha o'zgaradi.

Bariy titanatda elektro'tkazuvchanlik elektronli xarakterga ega.

Segnetoelektrlarda ham to'g'rilovchi kontakt hosil qilib, diod olish mumkin.

8.7-rasmda bariy titanatni keramika namunalaridan yasalgan diodni v.a.x. ko'rsatilgan. Bunda to'g'rilovchi effekt bariy titanatni kumush bilan kontaktida yo'z beradi.



8.7-rasm

Keramik segnetoelektrlarda barer qatlamlarni faqat metall bilan kontakt soxasidagina emas, balki keramika ichidagi donachalar chegaralarida ham kuzatish mumkin. Ko'p sondagi eksperimentlar ko'rsatadiki, segnetoelektrik sirtlarida xususiyatlari monokristall ichkarisidagi qatlamlar xususiyatlaridan farq qiladigan bir necha qatlamlar mavjudligini ko'rsatadi. Kentsig taklifi bo'yicha, ko'rsatilgan qatlamlarni  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ionlar konsentratsiyasiga ega va  $10^5 - 10^6 \text{ B/cm}$  maydon hosil qiluvchi Shottki qatlamlari deb qarash mumkin.

Kristallga mexanik kuchlanish berganda qutblanish xodisasi **pezoelektrik effekt** deyiladi. Tegishli kristallar **pezoelektriklar** deyiladi. Bu kristallarda **teskari pezoelektrik effekt**- elektr maydon ta'sirida kristall xajmini o'zgarishi ham sodir bo'lishi mumkin. Pezoelektrik effekt simmetriya markazi bo'lmagan kristallarda kuzatiladi. Qutblanish kattaligi mexanik kuchlanishga chiziqli bog'langan. Teskari pezoelektrik effektida kristall o'lchamining o'zgarishi elektr maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional.

Siqilish yoki cho'zilish kuchlanishlari tenzorlar bilan ifodalanadi va qutblanishni mexanik kuchlanishga bog'lanishi ham tenzorlar ko'rinishida tasvirlanadi:

$$P_i = d_{ijk} \sigma_{jk} \quad (8.5)$$

Bu erda,  $P_i$ -i o'q bo'yicha qutblanish vektori komponentasi;  $\sigma_{jk}$ -mexanik kuchlanish tenzori;  $d_{ijk}$ - pezoelektrik modullar tenzori.  $x_1$  o'q bo'yicha quyidagiga ega bo'lamiz:

$$P_1 = d_{111} \sigma_{11} + d_{112} \sigma_{12} + d_{113} \sigma_{13} + d_{121} \sigma_{21} + d_{122} \sigma_{22} + d_{123} \sigma_{23} + d_{131} \sigma_{31} + d_{132} \sigma_{32} + d_{133} \sigma_{33} \quad (8.6)$$

Shunga o'xshash ifodani  $i = 2, i = 3$  lar uchun ham yozish mumkin.

Shunday kilib,  $P_1, P_2, P_3$  larni mexanik kuchlanishga bog'lanishi uchinchi rangli tenzor hosil qiluvchi, 27ta  $d_{ijk}$  koefitsientlardan tashqil topgan (8.5) tipdagi uchta tenglama bilan aniqlanadi.

$\beta$  kvarts ko'rinishdagi  $SiO_2$  ni past temperaturali modifikatsiyasi birinchi pezoelektrlardan xisoblanadi.  $\beta$  kvartsni pezoelektrik xususiyatini P va J. Kyurilar 1880 yilda aniklaganlar. Pezokvarts rezonatorlar konturni xususiy tebranish chastotasiga yaqin chastotali signallarni o'tkazuvchi elektr filtri sifatida ishlatiladi. Pezoelektrik effekt turmalin, litiy sulfat kristallarida ham kuzatiladi. Pezokeramik elementlarni kichik gabaritligi radioelektron apparaturani mikrominiatyurizatsiyalash masalasini echishga imkon beradi, ular mikrofonlarda, tovushushlagichlarda, seysmokatulkilgichlarda, boshqaruvchi relelarda, giroskoplarda qo'llaniladi.

Ko'pgina dielektrlarda u yoki bu usul bilan shunday qutblanganlik xolatini hosil qilish mumkinki, natijada bu dielektrlarni elektr maydon manbalari sifatida foydalanish mumkin. Bunday dielektrlar **elektretlar** deyiladi.

Agar yuqori temperaturada dielektrikni tashqi elektr maydonda qutblantirsak va elektr maydonni olmasdan namunani xona temperaturasigacha sovitsak, unda qutblanganlik xolatini «muzlatish» mumkin. «Muzlatilgan» qutblanish termoelektretlarda bo'ladi.

Elektretirlash qutblovchi elektrodlar va qutblanuvchi namunalarda joylashtirilgan termostatlarda amalga oshiriladi. Kuchlanganligi 5-10  $kB/cm$  bo'lgan qutblovchi elektr maydonni ma'lum vaqt davomida 200-300  $^{\circ}C$  temperaturada ushlab turiladi.

## 8.2. Klauzus-Mosotti tenglamasi va Born formulasi.

Klauzus-Mosotti tenglamasi dielektrikni dielektrik singdiruvchanligi va uni moleklasini qutblanganligi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi.

Dielektrikni xajm birligini elektr momenti SI sistemasida quyidagicha ifodalanadi:

$$P = \varepsilon_0 n \alpha E_n \quad (8.7)$$

Bu erda, n-qutblanishda ishtirok etuvchi molekulalar konsentratsiyasi,  $\alpha$  -xar bir molekulani qutblanganligi,  $E_n$  bita maydonga ta'sir qiluvchi maydon kuchlanganligi.

$$E_n = \frac{\varepsilon + 2}{3} E \quad (8.8)$$

Bu erda  $\varepsilon$  – dielektrik singdiruvchanlik,  $E$  - o'rtacha maydon.

SI sistemasida qutblanganlik  $m^3$ , xajm birligining elektr momenti  $\frac{Kn}{M^2}$  birliklarda ifodalanadi.

Umumiy xolda qutblanganlik elektron qutblanganlik, dipol qutblanganlik va boshqa qutblanganliklar yig'indisiga teng:

$$\alpha = \alpha_s + \alpha_d + \dots \quad (8.9)$$

O'tkazuvchanliksiz qutbsiz dielektriklar uchun  $\alpha = \alpha_s$ , qutbli dielektriklar uchun

$$\alpha = \alpha_s + \alpha_d .$$

(8.7) ifodani (8.6) ifodaga qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$P = \varepsilon_0 n \alpha \frac{\varepsilon + 2}{3} E \quad (8.10)$$

Ikkinchi tomondan

$$P = \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E \quad (8.10)$$

Bu tenglamalarni tenglab, Klauzus-Mosotti tenglamasini hosil qilamiz:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n \alpha}{3} \quad (8.11)$$

Turli xil molekularlar aralashmasi uchun bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \sum_i \frac{n_i \alpha_i}{3} \quad (8.12)$$

### 8.3. Dielektrik singdiruvchanlikning temperaturaviy koeffitsienti.

Klauzus-Mosotti tenglamasidan foydalanib, dielektrik singdiruvchanligani temperaturaviy koeffitsientini aniqlash mumkin:

$$TK\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (8.13)$$

(8.11) ifoda bo'yicha

$$\frac{d}{dT} \left( \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right) = \frac{\alpha}{3} \frac{dn}{dT} \quad (8.14)$$

Bu erdan

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{\alpha}{3} \frac{dn}{dT} \quad (8.15)$$

Bu tenglikni o'ng tomonini  $n$  ga ko'paytirib va bo'lib, hamda (8.11) ifodadan foydalanib, quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \quad (8.16)$$

Bu erdan,

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3\varepsilon} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (8.17)$$

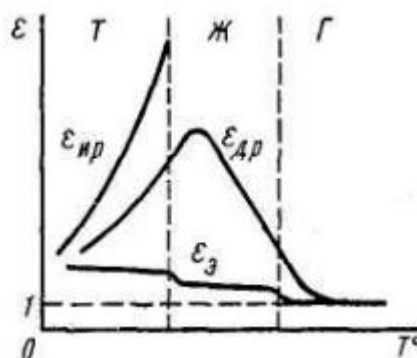
Xajmiy kengayish koeffitsienti kattaligini kiritib,

$$\beta = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (8.18)$$

quyidagini olamiz:

$$TK\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = -\beta \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3\varepsilon} \quad (8.19)$$

Bu kattalik gazlar uchun  $10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ . Suyuq va qattiq dielektriklar( benzol, benzin, kerosin, polietilen, ftoroplast va boshqalar)uchun dielektrik singdiruvchanlikni temperaturaviy koeffitsienti  $10^{-3} \text{ grad}^{-1}$ . (8.19) formuladagi manfiy ishora temperatura ortishi bilan dielektrik singdiruvchanlikni kamayishini ko'rsatadi. 8.8-rasmda qutblanishni turli ko'rinishlarida  $\varepsilon = f(T)$  bog'lanish ko'rsatilgan.



8.8-rasm

Ion-relaksatsion qutblanishda dielektrik singdiruvchanlik kattaligi  $\varepsilon_{up}$  temperatura ortishi bilan ortadi. Dipol relaksatsion qutblanishda  $\varepsilon_{dp}$  kattalikni maksimumi kuzatiladi. Faqat elektron qutblanishdagina  $\varepsilon_{dp}$  kattalik temperatura ortishi bilan monoton kamayadi.

#### 8.4. O'zgaruvchan elektr maydonda dielektriklar qutblanishi.

Elektr maydon ta'sir qilganda dielektrikda sochiladigan quvvat dielektrik yuqotishlar deyiladi. O'zgaruvchan maydonda dielektrik yuqotishlar o'zgarmas maydondagiga nisbatan yuqori bo'ladi.

Sinusoidal maydondagi bir jinsli dielektrikdagi dielektrik yuqotishlarni hisoblaymiz. To'la tok zichligi **skvoznoy** tok zichligi va siljish tok zichliklari yig'indisidan iborat.

$$j_{CKB} = \sigma \mathcal{E} = \sigma \mathcal{E}_m \sin \omega t = \frac{\sigma V_m}{d} \sin \omega t; \quad (8.20)$$

$$j_{CM} = \frac{dD}{dt} = \frac{d(\varepsilon_0 \mathcal{E} + P)}{dt}; \quad (8.21)$$

$$j = j_{CKB} + j_{CM},$$

(8.22)

Bu erda  $\sigma$  – doimiy maydondagi solishtirma elektro'tkazuvchanlik;  $d$  – dielektrik qalinligi;  $V_m = \varepsilon_m d$  – tashqi kuchlanish amplitudasi.

**Skvoznoy o'tkazuvchanlikni** dielektrik yuqotishlari chastotaga bog'liq emas va tok kuchi va kuchlanish amplitudalari bilan aniqlanadii.

(8.21) ifoda bo'yicha quyidagiga ega bo'lamiz:

$$j_{c\kappa} = \varepsilon_0 \omega \frac{V_m}{d} \cos \omega t + \varepsilon_0 (\varepsilon_\infty - 1) \omega \frac{V_m}{d} \cos \omega t + \varepsilon_0 (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{V_m}{d} \frac{(\omega \cos \omega t + \omega^2 \tau \sin \omega t)}{1 + (\omega \tau)^2}, \quad (8.23)$$

To'la tok zichligi

$$j = j_{am} \sin \omega t + j_{rm} \cos \omega t, \quad (8.24)$$

Bu erdagi aktiv va reaktiv tok zichliklarini amplitudaviy qiymatlari:

$$j_{am} = \sigma \frac{V_m}{d} + \varepsilon_0 (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{\omega^2 \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \cdot \frac{V_m}{d};$$

$$j_{rm} = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega \frac{V_m}{d} + \varepsilon_0 (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{\omega}{1 + (\omega \tau)^2} \cdot \frac{V_m}{d}. \quad (8.25)$$

Bu erda maydon bilan bir fazadagi tok komponentasi aktiv, faza b 'yicha  $\pi/2$  ga siljigan komponenta reaktiv tok deyiladi. Yuqori chastotalarda  $j_{am}$  doimiy bo'ladi, ya'ni chastotaga bog'liq bo'lmaydi:

$$j_{am} = \sigma \frac{V_m}{d} + \varepsilon_0 (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{\omega^2 \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \cdot \frac{V_m}{d};$$

$$j_{rm} = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega \frac{V_m}{d} + \varepsilon_0 (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{\omega}{1 + (\omega \tau)^2} \cdot \frac{V_m}{d}. \quad (8.26)$$

Berilgan tok va kuchlanishda dielektrik yuqotish quyidagicha bo'ladi:

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T jSV dt, \quad (8.27)$$

$T$  - tashqi kuchlanish davri,  $S$  - kesim yo'zasi. Bu ifodaga (17.5) ni quysak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$W = \frac{I_{am} V_m}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t dt + \frac{I_{rm} V_m}{T} \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t dt. \quad (8.28)$$

(8.28) ni ung tomonidagi ifodani ikkinchi xadi nolga teng, u xolda,

$$W = \frac{I_{am} V_m}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t dt + \frac{I_{rm} V_m}{T} \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t dt. \quad (8.29)$$

$$\sin \omega t \cos \omega t = \frac{1}{2} \sin 2\omega t.$$

(8.26) ni o'ng tomonidagi ifodani birinchi xadi

$$\int_0^T \sin^2 \omega t \, dt = \int_0^T \frac{1 - \cos 2\omega t}{2} \, dt = \frac{T}{2}, \quad (8.30)$$

Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$W = \frac{J_{am} V_m}{2} = \sigma S \frac{V_m^2}{2d} + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{S\omega^2\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{V_m^2}{2d}. \quad (8.31)$$

Kuchlanishni ta'sir etuvchi qiymatidan foydalanamiz:

$$V = V_m / \sqrt{2} \quad (8.32)$$

U xolda (8.31) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$W = \sigma S \frac{V^2}{d} + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{S\omega^2\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \cdot \frac{V^2}{d} \quad (8.33)$$

(8.33) ifodani uning tomonini birinchi xadi **skvoznoy o'tkazuvchanlikni** dielektrik yuqotishlarini ifodalaydi.

$$W_{CKB} = \sigma S \frac{V^2}{d} = \frac{V^2}{R} \quad (8.34)$$

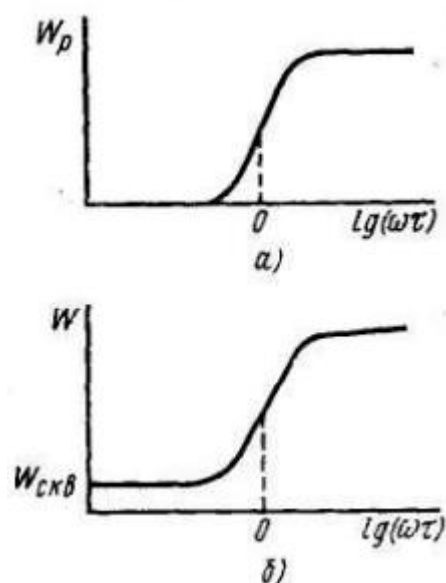
Bu erda,

$$R = \frac{d}{\sigma S} = \rho_V \frac{d}{S} \quad (8.35)$$

doimiy maydonda dielektrikni qarshiligi. (8.33) ifodani o'ng tomonini ikkinchi xadi relaksatsion yuqotishlarni ifodalaydi:

$$W_p = \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{S\omega^2\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \cdot \frac{V^2}{d} \quad (8.36)$$

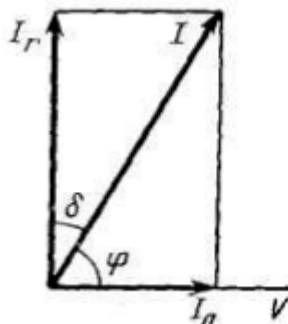
Relaksatsion va to'la yo'qotishlarni chastotaga **bog'lanish** 8.9-rasmda tasvirlangan.



8.9-rasm

**8.5. Dielektrik yo'qotishlar burchagining tangensi.**

Dielektrik yo'qotishlarni xarakterlovchi eng muhim parametrlardan biri dielektrik yo'qotishni tangens burchagidir. Kondensator uchun toklarni vektor diagrammasini ko'ramiz (8.10-rasm).



8.10-rasm

Ma'lumki, o'zgaruvchan tok uchun aktiv quvvat( ya'ni, dielektriklardagi dielektrik yo'qotishlar)

$$W = VI \cos \varphi = VI_a = VI_r \operatorname{tg} \delta \quad (8.37)$$

Bu erda, \$V\$ va \$I\$ - kuchlanish va tokni ta'sir etuvchi qiymatlari. Tokni aktiv ta'sir etuvchi qiymatini reaktiv ta'sir etuvchi qiymatiga nisbati dielektrik yo'qotishlarni burchak tangensini ifodalaydi.

$$\operatorname{tg} \delta = I_a / I_r = I_{am} / I_{rm} = j_{am} / j_{rm} \quad (8.38)$$

Bu ifodaga aktiv va reaktiv toklarni amplitudaviy qiymatlarini kuysak,

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{\omega^2 \tau}{1 + (\omega \tau)^2}}{\epsilon_0 \epsilon_\infty \omega + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{\omega}{1 + (\omega \tau)^2}} \quad (8.39)$$

\$\omega \to 0\$ da

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_c \omega} \rightarrow \infty, \quad (8.40)$$

Kichik elektro'tkazuvchanlikda

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}}{\epsilon_\infty + \frac{\epsilon_c - \epsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2}} \quad (8.41)$$

\$\omega \tau \gg 1\$, ya'ni etarlicha yuqori chastotalarda \$tg \delta\$ uchun Debay formulasini

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega \tau}{\epsilon_c + \epsilon_\infty (\omega \tau)^2}$$

hosil qilamiz:

(8.42)

Bu kattalikni ekstremum qiymatlarini topamiz:

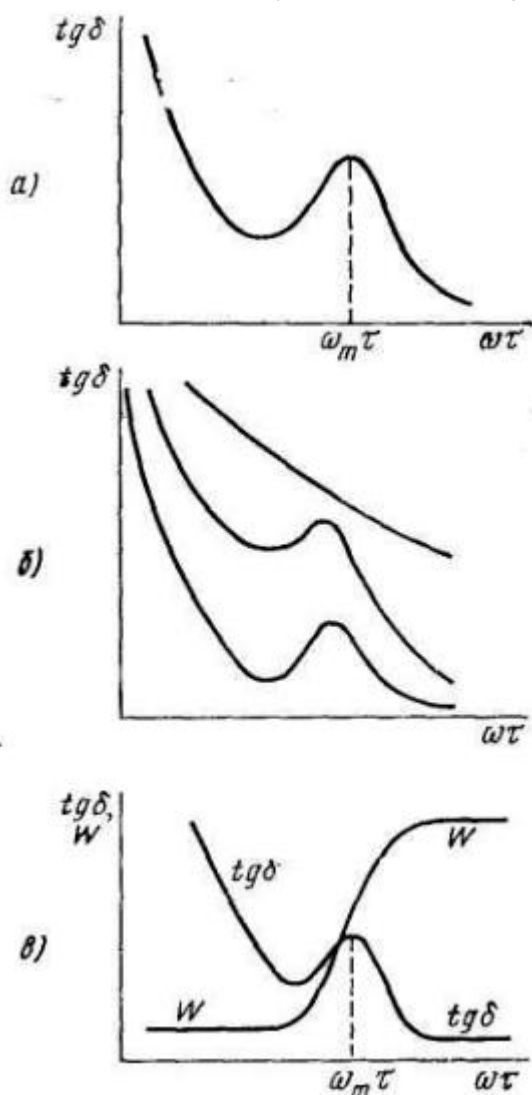


$$\frac{d \operatorname{tg} \delta}{d \omega \tau} = \frac{(\epsilon_c - \epsilon_\infty) [\epsilon_c + \epsilon_\infty (\omega \tau)^2] - 2 \epsilon_\infty (\omega \tau)^2 (\epsilon_c - \epsilon_\infty)}{[\epsilon_c + \epsilon_\infty (\omega \tau)^2]^2} = 0. \quad (8.43)$$

$\operatorname{tg} \delta$  quyidagi shartda ekstremal qiymatga erishadi:

$$(\operatorname{tg} \delta)_m = \frac{\epsilon_c - \epsilon_\infty}{2 \epsilon_c} \sqrt{\frac{\epsilon_c}{\epsilon_\infty}}. \quad (8.44)$$

$\operatorname{tg} \delta = f(\omega \tau)$  funktsiya Grafigi quyidagi rasmlarda



tasvirlangan

**8.11-rasm**

Elektron qutblanuvchanlikka ega dielektrlarda (polietilen, polistral, ftoropast va bosh) dielektrik yo'qotishlar juda kam  $\operatorname{tg} \delta \sim (10^{-5} \div 10^{-4})$ . Relaksatsion qutblanishli dielektrlarda  $\operatorname{tg} \delta$  T va  $\omega$  o'zgarishi bilan sezilarli o'zgaradi. (8.11-rasm)

**8.6. Dielektrik singdiruvchanligining kompleks ko'rinishi. Koul-Koul diagrammalari yordamida relaksatsiya vaqtini aniqlash.**

Moddani dielektrik singdiruvchanligi odatda Kulon qonuni bo'yicha aniqlanadi:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}. \quad (8.45)$$

Nisbiy dielektrik singdiruvchanlik  $\epsilon$ -ikkita nuqtaviy zaryadni o'zaro ta'sir kuchi vokuumni muxit to'ldirganda necha marta kamayishini ko'rsatuvchi sonidir.

$\epsilon$ kattalikdan yassi kondensatorni to'ldiruvchi dielektrikdagi elektrostatik induksiyaning aniqlashda foydalaniladi:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (8.46)$$

Bu xolda  $\epsilon$  vokuumli kondensatorni dielektrik bilan to'ldirganda kondensator sigimi necha marta ortishini ko'rsatadi.

$$\epsilon = C/C_0. \quad (8.47)$$

Dielektrik singdiruvchanlikni kompleks kattalik deb xisoblaymiz:

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''. \quad (8.48)$$

To'la tok zichligini kompleks ko'rinishda yozamiz:

$$\dot{j} = j_a + i j_r. \quad (8.49)$$

Bu kattalikni kondensator qoplamalarini birlik yo'zasiga to'g'ri keluvchi zaryad miqdoridan olingan hosila orqali ham ifodalash mumkin:

$$\dot{j} = d\dot{Q}/dt. \quad (8.50)$$

Bu erda,

$$Q = \dot{\epsilon} C_0 \dot{V} = \dot{\epsilon} C_0 V_m e^{i\omega t}; \quad (8.51)$$

$C_0 = \epsilon_0 / d$ -birlik yo'zali qoplamali vokuumli kondensatorni sigimi;  $\dot{V} = V_m e^{i\omega t}$  - kompleks shakldagi kuchlanish. (8.14) formulaga  $Q$  ni ifodasini keltirib qo'ysak va (8.12) ni xisobga olsak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\dot{j} = \epsilon'' \omega C_0 \dot{V} + i\epsilon' \omega C_0 \dot{V}. \quad (8.52)$$

Bu ifodani (8.13) ifoda bilan solishtirsak,

$$\begin{aligned} j_a &= \epsilon'' \omega C_0 \dot{V} = \epsilon'' \omega C_0 V_m e^{i\omega t}; \\ j_r &= \epsilon' \omega C_0 \dot{V} = \epsilon' \omega C_0 V_m e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (8.53)$$

Dielektrik yo'qotishlarni burchak tangensi uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\operatorname{tg} \delta = j_{am} / j_{rm} = \epsilon'' / \epsilon'. \quad (8.54)$$

yoki

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \operatorname{tg} \delta. \quad (8.55)$$

Bu erda  $\varepsilon''$  yo'qotishlar bilan aniqlanadi,  $\varepsilon'$  esa odatdagi  $\varepsilon$  ni fizik ma'nosini beradi.

(8.54) ifodalarni (8.55) ifodalar bilan solishtirsak, quyidagi Debay formulasini olamiz:

$$\begin{aligned} \varepsilon'' &= \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}; \\ \varepsilon' &= \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2}. \end{aligned} \quad (8.56)$$

Kichik  $\sigma$  lar va  $\omega \tau \gg 1$  da

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty (\omega \tau)^2} \quad (8.57)$$

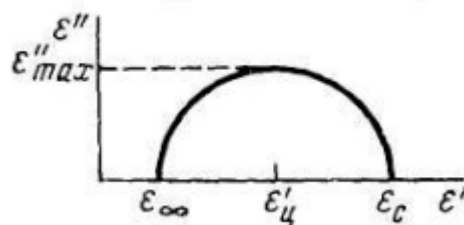
Past o'tkazuvchanlikda (ya'ni faqat relaksatsion qismni qarasak)

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \quad (8.58)$$

(8.57) va (8.58) ifodalar bo'yicha  $\omega_m \tau = 1$  tenglik bajariladigan  $\varepsilon'$  va  $\varepsilon''$  larni qiymatlarini topish mumkin.

$$\begin{aligned} \varepsilon''_m &= \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{2}; \\ \varepsilon'_m &= \frac{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty}{2}. \end{aligned} \quad (8.59)$$

$\varepsilon'' = f(\varepsilon')$  bog'lanish Koul-Koul diagrammasi yordamida tasvirlanadi. (15.3-rasm)



8.12-rasm

$\omega_m \tau = 0$  da  $\varepsilon' = \varepsilon_c$  va  $\varepsilon'' = 0$ ,  $\omega_m \tau = \infty$  da esa  $\varepsilon' = \varepsilon_\infty$  va  $\varepsilon'' = 0$  larga ega bulamiz.

**AMALIY MASHG'ULOTLAR**  
**YARIMO'TKAZGICHLARLARDAGI**  
**KINETIK HODISALAR**

**I-QISM**

1. Yarimo'tkazgichdagi drift oqimi.
2. To'liq amaldagi qonun.
3. Muvozanatsiz zaryad tashuvchilar. Zaryad tashuvchilarning hosil bo'lishi va rekombinatsiyasi.

**MASALALAR YECHISH UCHUN ASOSIY FORMULA**

**1. Dreyf oqimining zichligi:**

- elektronlar

$$j_{nE} = qn\mu_n E,$$

- teshiklar

$$j_{pE} = qp\mu_p E,$$

bu erda  $E$  - elektr maydon kuchining kattaligi.

**2. Yarimo'tkazgich uchun umumiy joriy qonun:**

- n-turi

$$j_n = j_{nE} + j_{nD} = q \left( n\mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right),$$

- p-turi

$$j_p = j_{pE} + j_{pD} = q \left( p\mu_p E - D_p \frac{dp}{dx} \right).$$

**3. Zaryad tashuvchilarning rekombinatsiya tezligi :**

- elektronlar

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n},$$

- teshiklar

$$R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p},$$

bu yerda  $\Delta n$  va  $\Delta p$  elektronlar va teshiklarning muvozanatsiz (ortiqcha) konsentratsiyasi;  $\tau_n$  va  $\tau_p$  - yarimo'tkazgichdagi muvozanatsiz zaryad tashuvchilarning ishlash muddati.

**4. Muvozanatsiz zaryad tashuvchilar (elektronlar) konsentratsiyasining vaqtga qarab o'zgarishi:**

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right),$$

bu erda  $\Delta n_0$ - vaqtning boshlang'ich momentida yarimo'tkazgichdagi muvozanatsiz elektron konsentratsiyasi.

5. Yarimo'tkazgichdagi ortiqcha elektronlar konsentratsiyasining taqsimlanishi:

$$\Delta n(x) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{D_n \tau_n}}\right).$$

Elektronlar va teshiklar uchun diffuziya u'zunligi mos ravishda:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}.$$

### Yechim

Qancha zaryad tashuvchi bo'lishi kerakligini bilish uchun o'ziga xoslikni ikki baravar oshirish uchun yorug'lik oqmi tomonidan qo'shiladi namunaning o'tkazuvchanligi, biz birinchi navbatda zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasini topamiz. O'tkazuvchanlikni aniqlash uchun ifodadan foydalanish va ni nisbati  $n_i^2 qnp$ , siz tenglamani yozishingiz mumkin:

$$\sigma = 1/\rho = q(n\mu_n + p\mu_p) = q[n\mu_n - n_i^2/(n\mu_p)]. \quad (4.1)$$

Xona haroratida germaniy uchun

$$n_i^2 = 6,25 \cdot 10^{38} \text{ M}^{-3};$$

$$\mu_n = 0,39 \text{ M}^2/(\text{B}\cdot\text{c}) \text{ va } \mu_p = 0,19 \text{ M}^2/(\text{B}\cdot\text{c}).$$

Ma'lum miqdorlarni (4.1) ga almashtirib, olamiz

$$\sigma = 1/\rho = 1/0,2 = 1,6 \cdot 10^{-19} (0,39 \cdot n + 6,25 \cdot 10^{38} \cdot 0,19/n),$$

$$\text{Yoki } 1/0,2 = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,39n + 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,25 \cdot 10^{38} \cdot 0,19/n. \quad (4.2)$$

O'zgartirish (4.2) ni olamiz

$$1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,39n^2 - 5n + 6,25 \cdot 10^{38} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,19 = 0.$$

Bu tenglamani n uchun yechib, konsentratsiyani topamiz n-tipli yarimo'tkazgich namunasidagi elektronlar:

$$n = \frac{5 + [5^2 - (4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,39 \cdot 6,25 \cdot 10^{38} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,19)]^{1/2}}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,39} = 7,6 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-3}.$$

Teshik konsentratsiyasi

$$p = n_i^2/n = 6,25 \cdot 10^{38} / (7,6 \cdot 10^{19}) = 8,2 \cdot 10^{18} \text{ M}^{-3}.$$

Namunadagi yorug'lik ta'sirida teng son hosil bo'ladi elektronlar va teshiklar, shuning uchun (4.1) elektronlar va teshiklarning ortishi kerak bir xil bo'lsin, ya'ni  $\Delta n = \Delta p$ .

Shuning uchun, yoritilgan namunaning o'ziga xos o'tkazuvchanligi

$$\sigma = 2.5 = q(\Delta n + 7.6 \cdot 10^{19})\mu_n + q(\Delta p + 8.2 \cdot 10^{18})\mu_p, \quad (4.3)$$

Yoki

$$10 = 1.6 \cdot 10^{-19} \Delta n \cdot 0.39 + 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 7.6 \cdot 10^{19} \cdot 0.39 + 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 0.19 \Delta n + 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 0.19 \cdot 8.2 \cdot 10^{18},$$

bundan  $\Delta n$  q  $5,4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

Bu yerda  $\Delta n$  - uzluksiz holatda hosil bo'lgan elektronlarning qiymati engil qo'zg'alish. Namuna hajmida  $1 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-6} = 10^{-8} \text{ m}^3$  ortiqcha elektronlar,  $5,4 \cdot 10^{11}$  ga teng va teshiklarning aynan bir xil ortiqcha. Bular bilan muammoning holatiga ko'ra ortiqcha zaryad tashuvchilar yo'qoladi tezlik  $5,4 \cdot 10^{11} / \tau = 5,4 \cdot 10^{11} \cdot 10^4 = 5,4 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ . Shuning uchun, kerakli dinamikani saqlab qolish uchun muvozanat, boshiga foton menga bir soniya bering. Chunki, masalaning shartiga ko'ra, to'lqin o'zunligida  $\lambda$  q 0,546 mkm. 1 lm yorug'lik oqimi 0,0016 Vt ga teng, keyin siz aniqlashingiz mumkin yorug'lik oqimi:

$$\Phi = \frac{5,4 \cdot 10^{15} h\nu}{0,0016} = \frac{5,4 \cdot 10^{15} hc}{0,0016\lambda} = \frac{5,4 \cdot 10^{15} \cdot 6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{0,0016 \cdot 0,546 \cdot 10^{-6}} = 1,2 \text{ mW}$$

3-Masala . Yarimo'tkazgich kristalida yorug'lik ta'sirida bir xil taqsimlangan ortiqcha konsentratsiya hosil bo'ladi zaryad tashuvchilar  $\Delta n$ . Ozchilik tashuvchilarning muvozanat konsentratsiyasi zaryad va dastlabki pasayish tezligi konsentratsiyasi Aniqlang: a) voyaga etmaganning umri zaryad tashuvchilar; b) manba o'chirilgandan keyin  $\Delta n$  2 msnur qiymati.

Yechim

a) Ortiqcha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining bog'liqligivaqt ifoda bilan tavsiflanadi

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (4.4)$$

bu erda  $\Delta n_0$  - hozirgi vaqtda zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasi yorug'lik manbasini o'chirish;  $\tau$  - tashuvchining ishlash muddati. (4.4) ni t ga qarab farqlaymiz:

$$\frac{d\Delta n(t)}{dt} = -\frac{\Delta n(0)}{\tau_n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right), \quad (4.5)$$

bu yerda  $\tau_n$  - p-tipli yarimo'tkazgichdagi elektronlarning ishlash muddati.

Konsentratsiyaning dastlabki pasayish tezligi (4.5) dan aniqlanadi, agar t q 0 ni qo'ysak, ya'ni.

$$\left. \frac{d\Delta n(t)}{dt} \right|_{t=0} = -\frac{\Delta n(0)}{\tau_n} = 2,8 \cdot 10^{24} \text{ c}^{-1}.$$

Ozchilik tashuvchilarning muvozanat konsentratsiyasidan beri zaryad, masalaning shartiga ko'ra  $\Delta n$  ( $t = 2 \cdot 10^{-3} \text{ c}$ ) vaqtni topamiz, kichik zaryad tashuvchilarning ishlash muddati:

$$\tau_n = \frac{\Delta n(0)}{\left. \frac{d\Delta n}{dt} \right|_{t=0}} = 2,5 \cdot 10^{20} / (2,8 \cdot 10^{24}) \text{ c}^{-1} = 89 \text{ nkc}.$$

b) 2 ms dan keyin zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasi yorug'lik manbasini o'chirish  $\Delta n$  ( $t = 2 \cdot 10^{-3}$  s) formula bo'yicha hisoblanadi (4.4):

c)

$$\nabla n = 5 \cdot 10^{20} \exp(-5 \cdot 10^{-3} / (80 \cdot 10^{-9})) = 5 \cdot 10^{20} \exp(-55 \cdot 10^6) = 4 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3}$$

## MUSTAQIL ECHISH UCHUN MASALALAR

1. Elektronlar va teshiklarning o'rtacha siljish tezligini aniqlang  $T = 300$  K da germaniy, agar tashqi bo'lsaintensivligi  $E = 10, 100$  va  $1000$  V / sm bo'lgan elektr maydoni.

Javob: elektronlarning o'rtacha tezligi  $390, 39 \cdot 10^2$  va  $39 \cdot 10^3$  m/s; teshik tezligi  $190, 19 \cdot 10^2$  va  $19 \cdot 10^3$  m/s.

2. Ichkariga kirayotgan elektronning siljish tezligini aniqlang va solishtiring mahalliy germaniyda  $10$  kV/m quvvatga ega elektr maydoni, s o'sha maydonda  $10$  mm masofada harakatlanayotganda uning tezligi vakuum.

Javob:  $3,9 \cdot 10^3$  va  $5,93 \cdot 10^6$  m/s.

3.  $T = 300$  K da o'lchamlari  $10 \times 10 \times 10$  mm<sup>3</sup> bo'lgan kremniy namunasi tarkibida aralashmalar sifatida konsentratsiyasi  $N_a = 10^{19}$  atom/m<sup>3</sup> bo'lgan galyum mavjud va konsentratsiyasi  $N_d = 1,5 \cdot 10^{19}$  atom/m<sup>3</sup> bo'lgan mishyak. Qarshilikni aniqlang ikki qarama-qarshi tomonlar o'rtasida bar, konsentratsiyasi bo'lsa ikki zaryad tashuvchilar  $n_i = 1,5 \cdot 10^{16}$  m<sup>-3</sup>, elektron harakatchanligi  $\mu_n = 0,12$  m<sup>2</sup>/(B·c) va teshik harakatchanligi  $\mu_p = 0,05$  m<sup>2</sup>/(B·c).

Javob:  $1,04$  kOm.

4. Germaniy namunasi  $10^{20}$  donorni o'z ichiga oladi  $1$  m<sup>3</sup> da atomlar va  $1$  m<sup>3</sup> da  $7 \cdot 10^{19}$  qabul qiluvchi atomlar. Xona haroratida mahalliy germaniyning namuna qarshiligining harorati  $0,6$  Ohm·m ga teng. Agar k bo'lsa, umumiy siljish oqimining zichligini aniqlang. Namuna  $200$  V/m elektr maydoniga ta'sir qiladi. Elektron harakatchanligi  $\mu_n = 0,38$  m<sup>2</sup>/(B·c), teshik harakatchanligi  $\mu_p = 0,18$  m<sup>2</sup>/(B·c). Javob:  $524$  A/m<sup>2</sup>.

5. Oqib turgan drift oqimining qiymatini aniqlang uzunligi  $5$  sm va kesimi  $0,5 \times 0,5$  sm<sup>2</sup> bo'lgan kremniy tayoq, uchlariga  $6$  V potentsiallar farqi qo'llaniladi. Kremniy n-tipi o'tkazuvchanlik. Undagi o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi ga teng  $10^{22}$  m<sup>-3</sup>, o'z tashuvchilari konsentratsiyasi  $2,05 \cdot 10^{16}$  m<sup>-3</sup>. Harorat  $T = 300$  K. Elektronlar va teshiklarning diffuziya koeffitsientlari bu haroratda ular mos ravishda  $0,31 \cdot 10^{-2}$  va  $0,065 \cdot 10^{-2}$  m<sup>2</sup>/c.

Javob:  $0,576$ .

6. Kristal orqali zichligi  $10 \text{ mA/sm}^2$  bo'lgan drift oqimi o'tadi.  $5 \text{ Ohm}\cdot\text{sm}$  qarshilikka ega p-tipli kremniy. O'rtachani toping teshiklar va elektronlarning drift tezligi.

Javob: 25 va  $70 \text{ sm/s}$ .

7. Xona haroratida ( $T = 300 \text{ K}$ ) elektronning drift oqimining teshik tokiga nisbatini aniqlang: a) mahalliy germaniy; b) shaxsiy kremniy; c)  $r = 5 \text{ Ohm}\cdot\text{sm}$  qarshilikka ega n-tipli germaniy; d) qarshiligi  $r = 5 \text{ Ohm}\cdot\text{sm}$  bo'lgan n-tipli kremniy; e) qarshiligi  $r = 5 \text{ Ohm}\cdot\text{sm}$  bo'lgan p-tipli germaniy.

Javob: a) 2,05; b) 2,8; c) 337; d)  $2,23\cdot 10^9$ ; e)  $2,96\cdot 10^{-3}$ .

8. Xona haroratida ( $T = 300 \text{ K}$ ) kremniy monokristalidagi mk elektron va mp teshiklarining harakatchanliklari mos ravishda  $1400$  va  $500 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  ni tashkil qiladi. Ushbu haroratda elektronlar va teshiklarning diffuziya koeffitsientlarini aniqlang. Javob: 36,1 va  $12,9 \text{ sm}^2/\text{s}$ . 9. N-tipli germaniy namunasida xona haroratida ( $T = 300 \text{ K}$ ) donor nopoklik konsentratsiyasi  $N_d = 10^{17} \text{ sm}^{-3}$  ga teng. Agar elektronlarning ishlash muddati  $t_n = 50 \text{ mks}$  bo'lsa, pn qiymatini va  $L_n$  elektronlarning diffuziya uzunligini aniqlang.

Javob:  $p_n = 6,25\cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ ;  $L_n = 7,1\cdot 10^{-2} \text{ sm}$

10. Agar germaniyda elektronlarning diffuziya uzunligi  $L_n = 0,15 \text{ sm}$  va diffuziya koeffitsienti  $D_n = 93 \text{ sm}^2/\text{s}$  bo'lsa,  $T = 300 \text{ K}$  da  $t_n$  yashash muddati va elektron harakatchanligini  $m_n$  aniqlang.

Javob:  $\tau_n = 242 \text{ mks}$ ;  $m_n = 3600 \text{ sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ .

11. Agar teshiklar uchun diffuziya uzunligi  $L_p = 0,07 \text{ sm}$ , akseptor nopokligi konsentratsiyasi  $N_a = 1\cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$  bo'lsa, xona haroratida p-tipli kremniydagi teshiklarning ishlash muddati  $t_p$  va harakatchanligini aniqlang.

Javob: 400 mks;  $462 \text{ sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ .

12. Xona haroratida germaniyda diffuziya uzunligi  $L_n$  va elektron diffuziya koeffitsienti  $D_n$  ni aniqlang, agar elektronning ishlash muddati  $t_n = 500 \text{ mks}$  va elektronning harakatchanligi  $m_n = 3600 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  bo'lsa.

Javob:  $L_n = 21\cdot 10^{-2} \text{ sm}$ ;  $D_n = 93 \text{ sm}^2/\text{s}$ .

13. Agar elektron diffuziya koeffitsienti  $D_n = 31 \text{ sm}^2/\text{s}$  bo'lsa,  $T = 300 \text{ K}$  haroratda kremniydagi elektron harakatchanligini aniqlang. Javob:  $\mu_n = 1200 \text{ sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ .

14.  $T = 300 \text{ K}$  da qarshiligi  $r = 3 \text{ Ohm} \cdot \text{sm}$  bo'lgan n-tipli kremniy namunasida ozchilik zaryad tashuvchilarning ishlash muddati  $t_p = 5 \text{ mks}$ . Teshiklarning ortiqcha konsentratsiyasi  $p = 10^{13} \text{ sm}^{-3}$  namunaning tekisliklaridan biriga kiritiladi va vaqt o'tishi bilan doimiy ravishda saqlanadi. Ushbu yarimo'tkazgich tekisligiga bevosita yaqin joyda diffuziya oqimining zichligini toping. Undan qanday masofada teshiklar konsentratsiyasi  $10^{12} \text{ sm}^{-3}$  ga teng



bo'ladi ? Faraz qilaylik, namunaning uzunligi zaryad tashuvchilarning diffuziya uzunligidan ancha katta.

Javob:  $2,6 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ ;  $1,7 \cdot 10^{-2} \text{ sm}$ .

15. Mahalliy kremniy kristalidagi elektr maydon kuchi  $E = 500 \text{ V/m}$ , elektron harakatchanligi  $\mu_n$  va teshiklar  $\mu_p$  mos ravishda  $0,14$  va  $0,05 \text{ m}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$  ga teng. Ichki tashuvchilarning konsentratsiyasi  $n_i = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ . Aniqlang: a) elektronlarning  $v_n$  va teshiklarning  $v_p$  drift tezligi ; b) kremniyning solishtirma qarshiligi  $\rho_i$ ; c) umumiy drift oqimi  $I$ , agar tasavvurlar maydoni  $S = 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ . bo'lsa .

Javob: a)  $v_n = 70 \text{ m/c}$ ;  $v_p = 25 \text{ m/c}$ ; b)  $\rho_i = 2,2 \cdot 10^3 \text{ OM} \cdot \text{m}$ ; c)  $I = 0,684 \text{ mikron}$  .

16. Agar ozchilik tashuvchining umrit  $n$  bo'lsa, p-tipli germaniydagi elektronlar va n-tipli germaniydagi teshiklar uchun diffuziya uzunliklarini hisoblang  $\tau_n = \tau_p = 10^{-4} \text{ c}$ , p-tipli germaniy uchun diffuziya koeffitsientlari  $D_n = 99 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{c}$  va germaniy n-tipi uchun  $D_p = 47 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{c}$ .

Javob:  $0,99$  va  $0,69 \text{ mm}$ .

## KONTAK HODISALARI NAZARIY SAVOLLAR

1. Muvozanatdagi metall-yarim o'tkazgich kontakti.
2. Metall-yarim o'tkazgich kontaktining volt-amper xarakteristikasi.
3. Muvozanatdagi P - n-tushish.

### MASALALAR YECHISH UCHUN ASOSIY FORMULA

1. Metall - yarim o'tkazgich kontaktining kontakt potentsial farqi:

2.

$$\varphi_k = \varphi_M - \varphi_n,$$

bu yerda  $q\varphi_n$ - yarim o'tkazgichdan elektronlarning termodinamik ish funksiyasi,  $q\varphi_M$  - metalldan elektronlarning termodinamik ish funksiyasi (5.1-rasm, a).

2. Potensial (balandlik ) Shottki to'sig'i :

$$\varphi_s = \varphi_M - \chi,$$

bu yerda  $q\chi$  - elektronga yaqinlik, eV.

3. Yarimo'tkazgichdagi fazoviy zaryad mintaqasining (SCR) kengligi (5.1-rasm, b ) :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0(\varphi_k - V)}{qN}},$$

bu yerda  $\varepsilon_s$  – yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi;  $\varepsilon_0$  – elektr doimiysi;  $V$  - kontaktga qo'llaniladigan egilish kuchlanishining qiymati;  $N$  - yarimo'tkazgichdagi nopoklik konsentratsiyasi.

4. Yarimo'tkazgich SCRdagi elektr maydon kuchi:

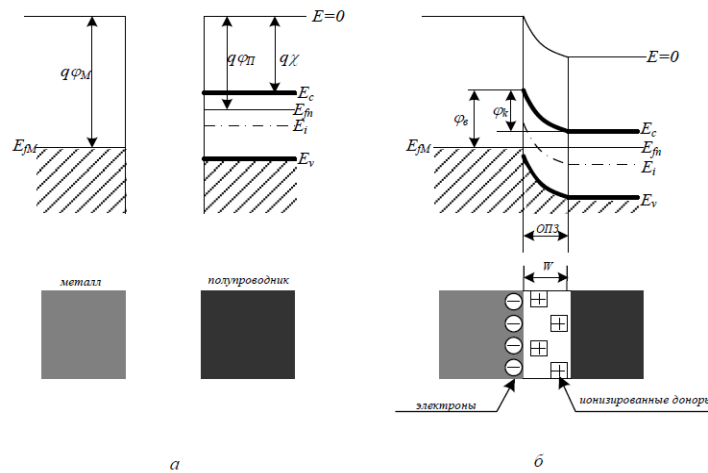
$$E(x) = \frac{qN}{\varepsilon_s\varepsilon_0}(W - x) = \frac{2(\varphi_k - V)}{W}.$$

5. Metall - yarim o'tkazgich kontakti uchun CVC tenglamasi (termion emissiya-diffuziya nazariyasi):

$$j = \frac{qN_c v_R}{1 + \frac{v_R}{v_D}} e^{\frac{-\varphi_s}{\varphi_T}} \left[ e^{\frac{V}{\varphi_T}} - 1 \right],$$

bu yerda  $v_R = \frac{A^* T^2}{qN_c}$  metall-yarim o'tkazgich konstruktsiyasi orasidagi interfeysdagi zaryad tashuvchilar tezligining diffuziya komponenti (  $A^*$  samarali

Richardson doimiysi, 3-ilova);  $U_D \approx \mu E_0$  SCRdagi zaryad tashuvchilarning siljish tezligi;  $E_0$ - yarimo'tkazgichdagi elektr maydon kuchining maksimal qiymati ( $V = 0$  da).



**Rasm. 5.1.** Metall va yarim o'tkazgichning energiya diagrammalari: *a* - ularni aloqa qilishdan oldin; *b* - kontaktli metall - muvozanat holatida yarim o'tkazgich

Agar  $U_D \gg U_R$ , bo'lsa, termion emissiya nazariyasi (Bethe nazariyasi) o'rinli bo'ladi va oqim zichligi ifodasi ko'rinishga aylanadi.

$$j = A^* T^2 e^{\frac{-\varphi_0}{\varphi_T}} \left[ e^{\frac{V}{\varphi_T}} - 1 \right].$$

$U_D \ll U_R$ , bo'lganda, diffuziya jarayoni hal qiluvchi (Shottki nazariyasi) va oqim zichligi formulasi bilan hisoblanadi.

$$j = q N_c \mu E e^{\frac{-\varphi_0}{\varphi_T}} \left[ e^{\frac{V}{\varphi_T}} - 1 \right].$$

### 6. Kontakt potentsiallar farqi p –ntushish:

$$\varphi_k = \varphi_p - \varphi_n = \varphi_T \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2},$$

bu erda  $q\varphi_p$  - p-tipli yarimo'tkazgichdan elektronlarning termodinamik ish funksiyasi;  $q\varphi_n$  n-tipli o'tkazuvchanlik yarimo'tkazgichdan elektronlarning termodinamik ish funksiyasi (5.2-rasm, a);  $N_a, N_d$  mos ravishda qabul qiluvchilar va donorlarning konsentratsiyasi.

### 7. p–no'tishdagi $E_{max}$ elektr maydon kuchining maksimal qiymati :

$$E_{max} = \frac{q N_a W_p}{\epsilon_s \epsilon_0} = \frac{q N_d W_n}{\epsilon_s \epsilon_0},$$

Bu erda  $W_p$  va  $W_n$  - p-n-birikmasining p- va n-hududlaridagi kamaygan hududlarning qalinligi, munosabatlar bilan belgilanadi.

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\phi_k}{qN_a^2\left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right)}}; \quad W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\phi_k}{qN_d^2\left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right)}}$$

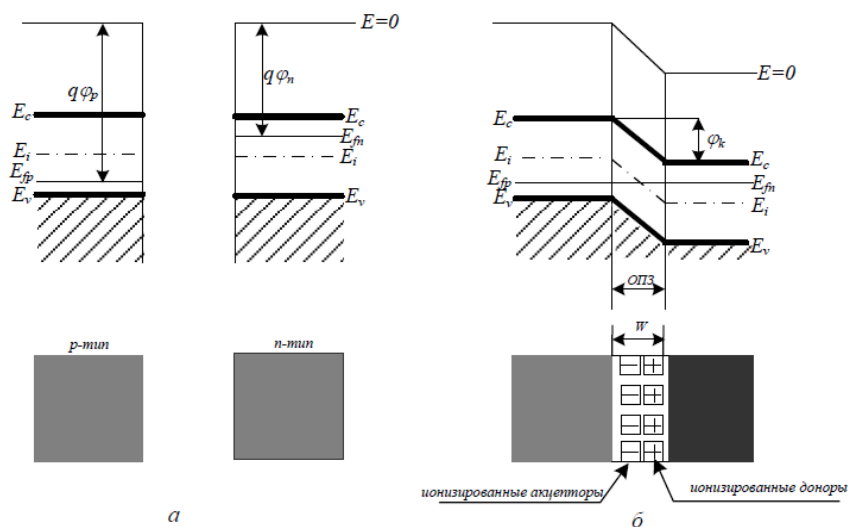
8. Uchun kosmik zaryad qatlaming qalinligi,  $W = W_p + W_n$  ga teng:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\phi_k}{q}\left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}\right)}$$

9. Silliqlik p-n-o'tish uchun kosmik zaryad qatlaming qalinligi:

$$W = \left[\frac{12\varepsilon_s\varepsilon_0(\phi_k - V)}{qa}\right]^{1/3},$$

bu erda  $a$  - ifloslik konsentratsiyasi gradienti.



Rasm. 5.2. p- va n-tipli yarimo'tkazgichlarning energiya diagrammasi:

a) - ularni aloqa qilishdan oldin; b) p-n muvozanat holatidagi o'tish

10. To'yingan oqim zichligi (teskari oqim) p – n o'tish:

$$j_o = q\left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n}\right),$$

bu erda  $n_{p0}$  va  $p_{n0}$  ozchilik zaryad tashuvchilarning muvozanat konsentratsiyasi.

## MASALALARNI YECHISH NAMUNALARI

**1-masala.** Shottki to'sig'ini hosil qilish uchun n-tipli kremniy namunasida oltin kontakt hosil bo'ladi. Metall-yarim o'tkazgich kontaktidagi kuchlanishning pasayishi  $\varphi_k = 0,5 \text{ V}$   $q, q\varphi_m$  metalldan elektronlarning ish funktsiyasi 4,75 eV ga teng. Kremniydagi dopant konsentratsiyasi qancha. Kremniydagi kosmik zaryad mintaqasidagi elektr maydon kuchining maksimal qiymatining qiymatini hisoblang.

### Yechim

Chunki

$$\varphi_k = \varphi_M - \varphi_n = 0,5 \text{ эВ},$$

olamiz

$$\varphi_n = \varphi_M - \varphi_k = 4,75 - 0,5 = 4,25 \text{ эВ}.$$

Rasmdan foydalanish. 5.1, siz yozishingiz mumkin:

$$q\varphi_n - q\chi = (E_c - E_{fn}),$$

qayerdan kelib chiqadi

$$\begin{aligned} E_c - E_{fn} &= 4,25 - 4 = 0,2 \text{ эВ}; \\ E_{fn} - E_i &= (E_c - E_i) - (E_c - E_{fn}). \end{aligned}$$

Shunday qilib,

$$E_{fn} - E_i = 0,562 - 0,2 = 0,362 \text{ эВ}.$$

Endi tenglamadan foydalaning

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{fn}}{kT}\right),$$

yarimo'tkazgichdagi ifloslik konsentratsiyasini hisoblashimiz mumkin:

$$n = N_d = n_i \exp(0,362/0,0258) = 1,5 \cdot 10^{10} \exp(0,362/0,0258) = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

4-bandda keltirilgan tenglamadan kelib chiqadiki, SCRdagi elektr maydon kuchi maksimal ( $E_{max}$ )  $x = 0$  da. Avval SCR kengligini  $V = 0$  da hisoblaylik:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 \varphi_k}{qN_d}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,7 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,5}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,8 \cdot 10^{16}}} = 190 \cdot 10^{-7} \text{ см},$$

va keyin elektr maydon kuchi:

$$E_{max} = \frac{2\phi_k}{W} = \frac{2 \cdot 0,5}{190 \cdot 10^{-7}} = 5,27 \cdot 10^4 \text{ B/cm.}$$

**2-masala.**  $N_a$  nopokligining p-tipli mintaqada va  $N_d$  nopokligining n-tipidagi mintaqada doimiy konsentratsiyasi bilan p-n-o'tish berilgan .  $N_a = 10^{17} \text{ sm}^{-3}$  va  $N_d = 0,1 N_a$  bo'lishi sharti bilan, n-turi mintaqadagi umumiy teskari kuchlanishning  $K_n$  (foizda) nisbatini hisoblang;  $N_d = 0,001 N_a$ .

### Yechim

$E_{max}$  da maksimal elektr maydon kuchini belgilasak , u holda p-tipli mintaqadagi kuchlanish pasayishi  $V_p$  ga teng bo'ladi.

$$V_p = E_{max} W_p / 2,$$

va n-tipli mintaqadagi kuchlanishning pasayishi  $V_n$  teng

$$V_n = E_{max} W_n / 2.$$

Ushbu tenglamalardan biz  $V_p/V_n = W_p/W_n$  ga egamiz . Umumiy teskari kuchlanish  $V_{o6} = V_p + V_n$  , shuning uchun,

$$K_n = [V_n / (V_n + V_p)] 100 = (1 + V_p/V_n)^{-1} 100 = (1 + W_p/W_n)^{-1} 100.$$

7-bandda keltirilgan tenglamalardan foydalanib, biz olamiz

$$K_n = (1 + N_d / N_a) 100.$$

Ko'rib chiqilayotgan ikkita holat uchun mos keladigan foizlar ( $K_n$  qiymatlari) :

$$K_n = 91\% \text{ для } N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3};$$

$$K_n = 99,9\% \text{ для } N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Shunday qilib, o'tkir p-n o'tish joyining har ikki tomonidagi nopoklik konsentratsiyasi kattalik tartibida farq qiladigan bo'lsa, umumiy teskari kuchlanishning 90% dan ortig'i zaif doplangan hududga to'g'ri keladi .

**3-Masala.**  $N_d = 10^3 N_a$  bo'lgan qotishma germaniy p-n birikmasida har  $10^8$  germaniy atomi uchun qabul qiluvchi nopoklikning bir atomi mavjud.  $T = 300 \text{ K}$

haroratda kontakt potentsiallari farqini aniqlang. Germaniy atomlarining zichligini  $N = 4,4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  deb oling.

### Yechim

Akseptor atomlarining konsentratsiyasini aniqlaymiz:

$$N_a = N/10^8 = 4,4 \cdot 10^{22}/10^8 = 4,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

( $N = 4,4 \cdot 10^{22} \text{ sm}^{-3}$  germaniy atomlarining zichligi).

Donor atomlarining konsentratsiyasi  $N_d = 10^3 N_a = 4,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Kontakt potentsial farqi

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} = 0,026 \ln \frac{4,4 \cdot 10^{17} \cdot 4,4 \cdot 10^{14}}{(2,5 \cdot 10^{13})^2} = 0,326 \approx 0,33 \text{ B.}$$

**4-masala.** Germaniy p-n o'tishda p-mintaqaning o'tkazuvchanligi  $\sigma_p = 10^4 \text{ Cm/M}$  va n-mintaqaning o'ziga xos o'tkazuvchanligi  $\sigma_n = 10^2 \text{ Cm/M}$ . Elektronlarning harakatchanligi  $\mu_n$  va teshiklari  $\mu_p$  germaniyda mos ravishda 0,39 va 0,19

$\text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ .  $T = 300 \text{ K}$  da germaniyda ichki tashuvchilarning konsentratsiyasi  $n_i = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-3}$ .  $T = 300 \text{ K}$  da kontakt potentsial farqini (potentsial to'siq balandligi) hisoblang.

### Yechim

p-tipli material uchun  $\sigma_p = q \rho_p \mu_p$ . Demak, p-mintaqada teshiklarning konsentratsiyasi

$$p_p = \sigma_p / (q \mu_p) = 10^4 / (0,19 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}) = 3,29 \cdot 10^{23} \text{ M}^{-3}.$$

Xuddi shunday n-tipli material uchun

$$n_n = \sigma_n / (q \mu_n) = 10^2 / (0,39 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}) = 1,6 \cdot 10^{21} \text{ M}^{-3}.$$

n-mintaqada teshik konsentratsiyasi

$$p_n = n_i^2 / n_n = (2,5 \cdot 10^{19})^2 / (1,6 \cdot 10^{21}) = 3,91 \cdot 10^{17} \text{ M}^{-3}.$$

Keyin kontakt potentsial farqi

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{p_p}{p_n} \right) = \frac{1,38 \cdot 10^{-21} \cdot 300}{1,6 \cdot 10^{-19}} \ln \left( \frac{3,29 \cdot 10^{23}}{3,91 \cdot 10^{17}} \right) = 0,35 \text{ B.}$$

**5-masala.** 4-masaladagi ma'lumotlar va masalaning hisoblash natijalaridan foydalanib, teskari to'yinganlik oqimining zichligini, shuningdek, elektronlar

uchun diffuziya uzunliklari bo'lsa, teskari to'yinganlik oqimining teshik komponentining elektronga nisbatini toping. va teshiklar  $L_n = L_p = 1 \cdot 10^{-3}$ .

### Yechim

To'yingan teskari tok oqimi zichligi

$$j_o = q \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right).$$

Oldingi misoldan

$$p_n = 3,91 \cdot 10^{17} \text{ M}^{-3}; n_p = n_i^2/p_p = 1,9 \cdot 10^{15} \text{ M}^{-3}.$$

Ma'lumki

$$D_p = (kT/q)\mu_p \text{ va } D_n = (kT/q)\mu_n.$$

Demak,

$$\text{A/M}^2. j_o = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \left[ \frac{(3,91 \cdot 10^{17} \cdot 0,19 + 1,9 \cdot 10^{15} \cdot 0,39)}{1 \cdot 10^{-3}} \right] = 0,31 \text{ A/M}^2.$$

Teskari to'yinganlik tok oqimining teshik komponentining elektron komponentga nisbati

$$\begin{aligned} I_{op}/I_{on} &= \mu_p p_n L_n / (\mu_n p_p L_p) = \\ &= 0,19 \cdot 3,91 \cdot 10^{17} / (0,39 \cdot 1,9 \cdot 10^{15}) = 100. \end{aligned}$$

### MUSTAQIL ECHISH UCHUN MASALALAR

1. Donor kirishmali konsentratsiyasi  $N = 5 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$  bo'lgan n-tipli kremniy asosidagi metall yarimo'tkazgichli kontakt uchun, agar metall sifatida quyidagilar qo'llanilsa, kontakt potentsiallari farqini hisoblang: a) Ta ( $\varphi_M = 4,5 \text{ E} \cdot \text{V}$ ); b) Pt ( $\varphi_M = 5,3 \text{ E} \cdot \text{V}$ )  $T = 300 \text{ K}$ .

Javob: a) 0,34 V; b) 1,1 V.

2. Kremniyda qabul qiluvchi nopoklik konsentratsiyasi bilan Al-Si kontakti uchun  $N_a = 2 \cdot 10^{15}$   $T = 305 \text{ K}$  haroratda kontakt orqali oqim o'tganda elektron tezligining diffuziya  $V_R$  va drift  $V_D$  komponentlarining qiymatini baholash uchun. CVC ni hisoblash uchun ifoda tanlashni asoslang. Al dan elektronlarning ish funksiyasi  $\varphi_M = 4,1 \text{ EV}$ .

Javob:  $V_R = 4,4 \cdot 10^4 \text{ m/s}$ ;  $V_D = 1,1 \cdot 10^4 \text{ m/s}$ .

3. 2-masalani yechish natijalaridan foydalanib, - 5V dan + 5V gacha bo'lgan oraliqda hisoblang va agar uning maydoni  $S = 1 \cdot 10^{-6}$  bo'lsa, Al-Si kontaktining CVC grafisini tuzing.

5. Agar  $N_a = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  va  $N_d = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 300 \text{ K}$  da kontakt potentsiallari farqini  $\varphi_k$  kremniy - p - n-o'tishini aniqlang.

Javob: 0,359 V.



6. Bir xil aralashma konsentratsiyasiga ega bo'lgan kremniy p-n birikmasi uchun masalani yeching (3-misol).  $N$  va  $n_i$  qiymatlari 3ilovada keltirilgan.

Javob: 0,745 V.

7. Germaniyaning p-mintaqasining qarshiligi p - n-birikma  $\rho_p = 2 \text{ Om} \cdot \text{sm}$  va n-mintaqaning qarshiligi  $\rho_n = 1 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ .  $T = 300 \text{ K}$  da kontakt potentsiallari farqini hisoblang.

Javob: 0,22 V.

8. P- va n-mintaqalarning o'ziga xos qarshiliklarining bir xil qiymatlari bilan silikon diod uchun oldingi masalani yeching.

Javob: 0,673 V.

9. Keskin p - n o'tish joyi bo'lgan kremniy diod uchun  $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , a  $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . yarim logarifmik shkala bo'yicha zaryad tashuvchisi konsentratsiyasining tutashuvdagi taqsimotini chizing. Ordinatlarining raqamli qiymatlarini aniqlang, n- va p-mintaqalarini, shuningdek zaryad tashuvchilari tugaydigan hududni ko'rsating. Ushbu shartlar uchun birlashmadagi fazoviy zaryad zichligi va potentsial taqsimotini ham chizing.

10. Keskin p-n birikmasi va bir xil nopoklik konsentratsiyasiga ega germaniy diod uchun oldingi masalada bo'lgani kabi bir xil konstruksiyalarni bajaring.

11. Kremniy p - n-o'tish joyida p-hududining qarshiligi  $\rho_p = 10^{-4} \text{ Om} \cdot \text{m}$ , va n-mintaqaning qarshiligi  $\rho_n = 10^{-4} \text{ Om} \cdot \text{m}$ . Teshik harakatchanligi  $\mu_n = 10^{-2} \text{ Om} \cdot \text{m}$ , kontakt potentsiallari farqini  $\varphi_k$  hisoblang va elektronlar  $\mu_p$  mos ravishda 0,05 va 0,13  $\text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ , ichki konsentratsiya esa  $n_i = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$   $T = 300 \text{ K}$ .

Javob: 0,8 V.

12. Germaniy diodining P - n-birikmasi  $S = 10^{-6} \text{ m}^2$ . tasavvurlar maydoniga ega . P- va n-hududlarining kengligi 0,1 mm. Qarshilik p-mintaqasi  $\rho_p = 4,2 \cdot 10^{-4}$  va p-hududida ozchilik zaryad tashuvchilarning ishlash muddati  $\tau_n = 75 \text{ MKC}$ , va n-mintaqaning qarshiligi  $\rho_n = 2,08 \cdot 10^{-2} \text{ Om} \cdot \text{m}$  va ishlash muddati  $\tau_p = 150 \text{ MKC}$ .

$\mu_n = 0,30 \text{ m}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$ , diodning teskari to'yinganlik oqimini teshik harakatchanligi  $\mu_p = 0,15 \text{ m}^2/(\text{B} \cdot \text{c})$ . ichki zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi  $n_i = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T = 300 \text{ K}$

Javob: 0,51 mikron .

13. P- n-tugmani konsentratsiyali mahalliy germaniydan qilingan  $n_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_a = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  konsentratsiyasi bilan qabul qiluvchi nopoklik bilan qo'shilgan  $N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . konsentratsiyasi bo'lgan donor nopokligi. Ozchilik elektronlari va teshiklari uchun diffuziya koeffitsientlari mos ravishda

100 va 50 sm<sup>2</sup>/s, diffuziya uzunligi  $L_n = L_p = 0,8$  sm. Aniqlang: a) kontakt potentsial farqi  $\varphi_k$ ; b)  $T = 300$  K da teskari to'yingan oqim zichligi  $j_0$ .

Javob: a) 0,44 V; b)  $4 \cdot 10^7$  A/cm<sup>2</sup>.

**14.** Germaniy p - n-o'tish joyida mintaqalarning solishtirma qarshiliklari teng:  $\rho_p = 4,2 \cdot 10^{-4}$  Om·m va  $\rho_n = 2,08 \cdot 10^{-2}$  Om·m. Elektron harakatchanligi  $\mu_n = 0,3$  m<sup>2</sup>/(B·c) va teshiklar  $\mu_p = 0,15$  m<sup>2</sup>/(B·c), o'z zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi  $n_i = 2,5 \cdot 10^{19}$  m<sup>-3</sup> ga teng. Kichik tashuvchining ishlash muddati  $\tau_n = 75$  nKs va  $\tau_p = 150$  nKs. p - n-o'tish joyining tasavvurlar maydoni  $S = 10^{-6}$  m<sup>2</sup> ( $T = 300$  K).

Aniqlang: a) kontakt potentsial farqi  $\varphi_k$ ; b) teskari to'yinganlik oqimi; c) teshiklar tomonidan hosil qilingan oqimning ulushi.

Javob: a) 0,3 V; b) 0,51 mA; c) 98%.

## KONTAKT HODISALARI NAZARIY SAVOLLAR

1. p - n-o'tishning volt-amper xarakteristikasi.
2. Differensial qarshilik va sig'im p - n-o'tish.

### MASALALAR YECHISH UCHUN ASOSIY FORMULALAR

1. VAX tenglama:

$$j = q \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = j_0 \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right).$$

bu erda  $j$  - p-n-o'tish joyidan o'tadigan oqimning zichligi, unga  $V$  tashqi aralashtirish kuchlanishi qo'llanilganda .

2. Keskin p - n-o'tishning o'ziga xos to'siq sig'imining qiymati:

$$C_{\sigma} = \frac{\sqrt{2qN_s \epsilon_s \epsilon_0}}{2\sqrt{\varphi_k - V}} = \frac{K}{\sqrt{\varphi_k - V}},$$

Bu erda  $N_s$ - yuqori qarshilik mintaqasidagi nopoklik konsentratsiyasi p - n-o'tish

3. P- n-o'tishning o'ziga xos to'siq sig'imining qiymati:

$$C_{\sigma} = \left[ \frac{qa(\epsilon_s \epsilon_0)^2}{12(\varphi_k - V)} \right]^{1/3}.$$

4. Differensial empedans p - n o'tish:

$$r = \frac{dV}{dI} = \varphi_T / (I_0 + I),$$

$I \gg I_0$  sharti ostida

$$r = \varphi_T / I,$$

bu erda  $I$  va  $I_0$  mos ravishda p-n o'tishning oldinga va teskari aralashuvidagi oqimning kattalıkları.

5. Keskin assimetrik p - n-o'tishning uzilish kuchlanishi:

$$V_{np} = \frac{E_{max}W}{2} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 E_{max}^2}{2qN_a}$$

6. Chizikli silliq p - n-o'tishning uzilish kuchlanishi:

$$V_{np} = \frac{2E_{max}W}{3} = 4E_{max}^{3/2} \left( \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{q} \right)^{1/2} a^{-1/2}$$

### MASALALARNI YECHISH NAMUNALARI

**1-masala** . 4-masala (5-dars) ma'lumotlari va natijalaridan foydalanib, to'g'ridan-to'g'ri oqim zichligi  $j = 10^5 \text{ A} / \text{m}^2$  bo'lgan kuchlanishni toping.

#### Yechim

$10^5 \text{ A} / \text{m}^2$  zichlikdagi oqimni olish uchun p - n - o'tish joyiga qo'llanilishi kerak bo'lgan kuchlanishni ifodadan topamiz.

$$J = j_0 [\exp(qV/(kT)) - 1].$$

By erda

$$\exp(qV/(kT)) - 1 = 10^5 / 0,31 = 3,2 \cdot 10^5,$$

$$qV/(kT) = 12,7,$$

By erda

$$V = \frac{12,7 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 0,328 \approx 0,33 \text{ B.}$$

**2-masala** . Kremniy p-n-o'tish quyidagi ma'lumotlarga ega: p-n-o'tish kengligi  $W = 10^{-3} \text{ sm}$ , akseptor aralashmalari konsentratsiyasi  $N_a = 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ , donor aralashmalari konsentratsiyasi  $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ , maydonio'tish kesimi  $S = 10^{-4} \text{ sm}^2$ , hududlarning uzunligi  $l_n = 10^{-4} \text{ sm}$ ,  $l_p = 10^{-3} \text{ sm}$ , ozchilik tashuvchilarning diffuziya koeffitsientlari  $D_p = 8 \text{ sm}^2 / \text{s}$ ,  $D_n = 25 \text{ sm}^2 / \text{s}$ , ichki zaryad konsentratsiyasi tashuvchilar  $n_i = 1, 5 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}$ . Aniqlang: a) teskari to'yinganlik oqimi  $I_0$ ; b) 0,65 V to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishda p- va n-mintaqalar hajmlari bo'ylab to'g'ridan-to'g'ri oqim va kuchlanishning pasayishi.

#### Yechim

a)

$N_a$

$\gg N_a$  ekan, u holda ifodadan teskari to'yinganlik toki aniqlanadi

$$I_0 = \frac{q S n_i^2 D_n}{W N_a} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-4} (1,5)^2 \cdot 10^{20} \cdot 25}{10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{16}} = 4,5 \cdot 10^{-15} A.$$

b) 0,65V to'g'ridan-to'g'ri kuchlanish uchun oqim

$$I \approx I_0 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = 4,5 \cdot 10^{-15} \exp(0,65 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} / (1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300)) = 4 \cdot 10^{-4} A.$$

P- va n-mintaqalar hajmlarining qarshiligi formula bilan aniqlanadi

$$R = \rho l / S.$$

Qarshilikni quyidagi formulalar yordamida hisoblash mumkin:

- n-mintaqa uchun

$$n \gg p \text{ \textit{H}} \rho_n = 1 / (q \mu_n n) = 3 \cdot 10^{-1} \text{ OM} \cdot \text{cm},$$

shuning uchun n-mintaqa qarshiligi

$$R = \frac{3 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-4}}{10^{-4}} = 3 \cdot 10^{-1} \text{ OM};$$

- p-mintaqa uchun

$$p \gg n \text{ \textit{H}} \rho_p = 1 / (q \mu_p p) = 2 \cdot 10^{-3} \text{ OM} \cdot \text{cm},$$

shuning uchun p-mintaqa qarshiligi

$$R = \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3}}{10^{-4}} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ OM}.$$

$4 \cdot 10^{-4} A$  ga teng bo'lgan oqimda n- va p-hududlarining hajmlari qarshiligidagi kuchlanish mos ravishda  $1,2 \cdot 10^{-4}$  va  $8 \cdot 10^{-6} V$  ga tushadi.

**3-masala.** Teskari to'yinganlik tok oqimi  $I_0 = 25 mA$  bo'lgan germaniy yarimo'tkazgichli diod 0,1 V va  $T = 300 K$  to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishda ishlaydi. Aniqlang: a) diodning to'g'ridan-to'g'ri  $R_0$  tokiga qarshiligini; b) differentsial qarshilik  $r$ .

### Yechim

Formuladan foydalanib, to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishdagi diod oqimini toping ( $V=0,1 V$ ).

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{kT} - 1\right) = 25 \cdot 10^{-6} (\exp(1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,1 / (1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300)) - 1) = 1,17 \text{ m}.$$

Keyin diodaning to'g'ridan-to'g'ri oqimga qarshiligi

$$R_0 = V / I = 0,1 / (1,17 \cdot 10^{-3}) = 85 \text{ OM}.$$

Differensial qarshilikni hisoblang:

$$r^{-1} = \frac{dI}{dU} = I_0 \left( \frac{q}{kT} \right) \exp(qV/kT) = 25 \cdot 10^{-6} (38,6) \cdot 48 = 46 \cdot 10^{-3} \text{ CM},$$

Qayerda

$$r = 1/(46 \cdot 10^{-3}) = 21,6 \text{ OM}.$$

Yoki taxminan,  $I \gg I_0$  ekanligini hisobga olsak ,

$$r^{-1} = \frac{dI}{dU} = \frac{q}{kT} (I + I_0) \approx \frac{q}{kT} I,$$

Qayerda

$$r \approx \frac{kT}{qI} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,17 \cdot 10^{-3}} = 22 \text{ OM}.$$

**4-masala.** Diyotning to'siqni sig'imi 2 V teskari kuchlanishda 200 pF ni tashkil qiladi. Kontakt potentsial farqi  $\varphi_k = 0,82$  V bo'lsa, sig'imni 50 pF ga kamaytirish uchun qanday teskari kuchlanish talab qilinadi .

#### Yechim

2-bandda ko'rsatilganidek, diodning to'siq sig'imining qiymati quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$C = K / \sqrt{V + \varphi_k} .$$

$V = 2$  V da sig'im  $C = 200$  pF, keyin

$$K = 200 \cdot 10^{-12} (2 + 0,82)^{1/2} = 3,35 \cdot 10^{-10} \text{ пФ} \cdot \text{В}^{1/2}.$$

$C = 50$  pF bo'lgan teskari kuchlanishni topamiz :

$$50 \cdot 10^{-12} = \frac{3,35 \cdot 10^{-10}}{(V + 0,82)^{1/2}},$$

buning uchun  $V = 44,1$  V.

#### MUSTAQIL ECHISH UCHUN MASALALAR

1. Kremniy planar p - n-birikmasi p-mintaqaning  $\sigma_p = 103$  S/m va n-mintaqaning  $\sigma_n = 20$  S/m o'ziga xos o'tkazuvchanligiga ega. Ozchilikdagi zaryad tashuvchilarning ishlash muddati p- va n-mintaqalarida mos ravishda 5 va 1 ms ni tashkil qiladi. Aniqlang: a) teshik komponentining p - n-o'tishdagi tokning elektron komponentiga nisbati ; b) to'yinganlik teskari oqim zichligi va p - n o'tish joyidan 0,3 V to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishda oqadigan oqim zichligi. Harorat  $T = 300$  K, o'z zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi  $n_i = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , elektron harakatchanligi  $\mu_n = 0,12 \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ , teshik harakatchanligi  $\mu_p = 0,05 \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ .

Javob: a)  $I_p/I_n = 28,8$ ; b)  $1,05 \text{ mA/m}^2, 0,081 \text{ A/m}^2$ .

2. To'yinganlik teskari oqim zichligi uchun tenglama asosida

$$j_o = q \left( \frac{D_p P_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right),$$

p-n o'tishning teskari to'yinganlik oqimi zichligini formula bo'yicha topish mumkinligini ko'rsating

$$j_o = \frac{kT}{q} \frac{b\sigma_i^2}{(1+b)^2} \left( \frac{1}{\sigma_n L_p} + \frac{1}{\sigma_p L_n} \right),$$

bu erda  $b = \mu_n / \mu_p$ .

**3.** Oldingi masalani yechish natijasidan foydalanib, germaniy qotishma p-n o'tish temperaturasi  $T = 300$  K bo'lsa, uning ko'ndalang kesimi maydoni  $S = 4$   $mm^2$ ,  $\sigma_n = 0,1$  sm/sm,  $\sigma_p = 1$  Sm/sm,  $L_n = L_p = 0,15$  sm bo'lsa, teskari to'yinganlik tokini toping.

Javob: 9 mk.

**4.** Katta teskari kuchlanish va  $T = 300$  K bo'lgan ideal p-n-o'tishda oqayotgan tok  $2 \cdot 10^{-7}$  ga teng. To'g'ridan-to'g'ri 0,1 V kuchlanishda oqayotgan tokni toping.

Javob: 10 mikron.

**5.** 1 mA diod oqimida p-n o'tish joyidagi to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishni hisoblang, agar  $T = 300$  K da teskari to'yinganlik oqimi  $I_0$  bo'lsa: a) 1 mA; b) 1 nA.

Javob: a) 0,23 V; b) 0,58 V.

**6.** Germaniy qotishma p-n o'tish joyi teskari to'yinganlik oqimi  $I_0 = 1$  mA, bir xil o'lchamdagi kremniy esa  $I_0 = 10^{-8}$  oqimga ega. Har bir diod orqali 100 mA oqim o'tadigan bo'lsa,  $T = 293$  K da ulanish joylarida to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishlarni hisoblang va taqqoslang.

Javob: 288 mV va 407 mV.

**7.** Ideal yarimo'tkazgichli diodning tok kuchlanish xarakteristikasini  $T = 300$  K da hisoblang va tuzing, agar diodning teskari to'yinganlik oqimi  $I_0 = 10$  mA bo'lsa, diod p- va n-mintaqalarning ohmik qarshiligiga ega deb faraz qiling. , 25 Ohm ga teng. Hisoblash 0 dan -10 V gacha (1 V orqali) va 0 dan 0,2 V gacha (orqali) kuchlanish oralig'ida amalga oshirilishi kerak. 0,05 V).

**8.** Diodning teskari to'yinganlik oqimi  $I_0 = 10$  mA, diodga qo'llaniladigan kuchlanish 0,5 V. Diodning oqim kuchlanish xarakteristikasi uchun soddalashtirilgan tenglamadan foydalanib,  $T = 300$  K da to'g'ridan-to'g'ri oqimning teskari oqimga nisbatini toping.

Javob:  $21,8 \cdot 10^7$ .

**9.** Akseptor nopokligi  $N_a$  konsentratsiyasini aniqlang p-mintaqada va donor nopokligi konsentratsiyasi  $N_d$  germaniy diodining n-hududlari, agar  $T = 300$  K da hududlarning o'ziga xos o'tkazuvchanliklari teng ekanligi ma'lum bo'lsa:  $\sigma_n = 1$  Sm/sm;  $\sigma_p = 100$  Sm/sm.

Javob:  $N_a = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ ;  $N_d = 1,6 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ .

**10.** Ideal p - n o'tish joyida 0,1 V to'g'ridan-to'g'ri kuchlanish  $T = 300 \text{ K}$  da ma'lum bir zaryad tashuvchisi oqimini keltirib chiqaradi. Oqimni ikki baravar oshirish uchun qanday oldinga kuchlanish kerak?

Javob: 0,118 V.

**11.**  $T = 300 \text{ K}$  da ideal p - n-o'tish uchun quyidagilarni aniqlang: a) teskari to'yingan oqim  $I_0$ ga teng to'g'ridan-to'g'ri oqimni olish uchun ulanishga qanday kuchlanish qo'llanilishi kerak ; b) teskari to'yinganlik oqimi  $I_0$ dan 100 barobar ko'p oqimni olish uchun to'g'ridan-to'g'ri kuchlanish kerak .

Javob: a) 0,018 V; b) 0,12 V.

**12.**  $T = 300 \text{ K}$  da , ideal germaniy diodining teskari to'yinganlik oqimi  $I_0 = 30$  mikron Diodning 0,2 V ga teng to'g'ridan-to'g'ri va teskari kuchlanishdagi differentsial qarshiligini toping.

Javob:  $r_{np} = 0,4 \text{ OM}$ ,  $r_{o\delta p} = 890 \text{ OM}$ .

**13.** Ideal kremniy p-n birikmasi  $T = 125 \text{ }^\circ \text{C}$  da teskari to'yinganlik oqimi  $I_0 = 30 \text{ mA}$  . 0,2 V ga teng to'g'ridan-to'g'ri va teskari kuchlanishlarda diodaning differentsial qarshiligini aniqlang.

Javob:  $r_{np} = 3,5 \text{ OM}$ ,  $r_{o\delta p} = 380 \text{ OM}$ .

**14.** P-n-o'tish ko'ndalang kesimi maydoni  $S = 1 \text{ mm}^2$  bo'lgan va zaryad tashuvchilardan kamaygan hududning kengligi  $2 \cdot 10^{-4} \text{ sm}$  ga teng bo'lgan germaniy yarimo'tkazgichli diodning to'siq sig'imini hisoblang.

Javob: 71 pF.

**15.** Agar p-mintaqa qarshiligi *bo'lsa* , germaniy p - n-birikmasining to'siq sig'imini toping  $\rho_p = 3,5 \text{ Om} \cdot \text{sm}$  , kontakt potentsial farqi  $\varphi_k = 0,35 \text{ V}$ , qo'llaniladigan teskari kuchlanish  $V = 5 \text{ V}$  va p - n-bog'lanishning  $S = 1 \text{ mm}^2$  tasavvurlar maydoni .

Javob: 44,7 pF.

**16.** Silikon p - n birikmasi  $0,015 \text{ Om} \cdot \text{m}$  qarshilikka ega n-tipli kremniy substratga bor diffuziyasi natijasida hosil bo'ladi . Substrat yuzasida bor konsentratsiyasi  $5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-2}$ ni tashkil qiladi. Ma'lumki, sirdan 1,5 mkm chuqurlikda bor konsentratsiyasi *e ga kamayadi* . Ko'ndalang kesim maydoni p - n-o'tish  $S = 1 \text{ mm}^2$ , teskari kuchlanish  $V = 10 \text{ V}$ . Aniqlang: a) kenglik p - n-o'tish; b) p - n-o'tishdagi elektr maydonining maksimal quvvati; c) to'siq sig'imi p - n-o'tish; d) uzilish kuchlanishi, u elektr maydon kuchida sodir bo'ladi, deb *faraz*  $= 5 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ .

Javob: a) 1,6 mA; b)  $9,65 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ ; c) 311 pF; d) 120

V.

17. Kremniyli qotishma p-n o'tkazgichning ko'ndalang kesimi maydoni  $S = 1 \text{ mm}^2$ , to'siq sig'imi  $C = 300 \text{ pF}$  ga teskari kuchlanish  $V = 10 \text{ V}$  bo'lsa, toping: a) teskari kuchlanish  $20 \text{ V}$  ga teng bo'lsa sig'imning o'zgarishini toping; b) teskari kuchlanish  $10 \text{ V}$  bo'lgan zaryad tashuvchilardan tushgan qatlamdagi maksimal elektr maydon kuchi.

Javob: a)  $78 \text{ pF}$ ; b)  $4,2 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ .

18. Yarimo'tkazgichli diodning teskari to'yinganlik oqimi  $I_0 = 1 \text{ mA}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .  $150 \text{ mV}$  to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishda diodning to'g'ridan-to'g'ri oqimga qarshiligini aniqlang.

Javob:  $450 \text{ Ohm}$ .

19. Yarimo'tkazgichli diod  $0,3 \text{ V}$  to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishda  $0,8 \text{ A}$  to'g'ridan-to'g'ri oqimga va  $T = 35^\circ \text{ C}$  atrof-muhit haroratiga ega. Aniqlang: a) teskari to'yingan oqim; b)  $0,2 \text{ V}$  to'g'ridan-to'g'ri kuchlanishdagi diodning differensial qarshiligi; c)  $1 \text{ V}$  teskari kuchlanishdagi diodning differensial qarshiligi.

Javob: a)  $10 \text{ mA}$ ; b)  $1,43 \text{ Ohm}$ ; c)  $6 \cdot 10^{19} \text{ Ohm}$ .

20. To'g'ridan-to'g'ri va teskari kuchlanishlarda diodning to'g'ridan-to'g'ri oqimga qarshiligini aniqlang, agar to'g'ridan-to'g'ri  $1 \text{ V}$  kuchlanishda to'g'ridan-to'g'ri oqim  $5 \text{ mA}$ , teskari kuchlanish  $100 \text{ V}$  bo'lsa, teskari oqim  $0,25 \text{ mA}$  bo'lsa.

Javob:  $r_{np} = 200 \text{ Ohm}$ ,  $r_{op} = 4 \cdot 10^5 \text{ Ohm}$ .

### Nazorat uchun savollar.

1. Kristall panjara. Kristallar simmetriyasi.
2. Migratsion-ionli kutblanish
3. Kutblanish mexanizmlari. Ionli-relaksatsion kutblanish,
4. Ximik bo'lanishlar turlari.
5. Suyuq, amorf va shishasimon yarimo'tkazgichlar
6. Dielektriklar. Dielektriklarda ytkazuvchanlik mexanizmlari.
7. Frants-Keldish effektlari.
8. Elektronli va kovakli yarimo'tkazgich kontaktidagi xodisalar. Elektron-kovak
9. Elektronni davriy elektr maydondagi xarakati.
10. Metall-yarimo'tkazgich kontaktida tufirilash. Diffuziya nazariyasi.
11. Metall-yarimo'tkazgich kontaktidagi xodisalar. Potentsial barer. Kontakt potentsiallar ayirmasi.
12. Kristallarda elektronlar energiyasi spektrini aniqlashdagi takribiy yaqinlashishlar.
13. Brilliyen zonalari.
14. Fotomagnitoelektr effekt .
15. Dember effekti.



16. Dispersiya qonuni. Izoenergetik sirtlar.
17. Zaryad tashuvchilarni effektiv massasi.
18. Zaryad tashuvchilar generatsiyasi va rekombinatsiyasi.
19. Ichki fotoeffekt. Fotoytkazuvchanlik
20. Kristallda nuqsonlarni turlari.
21. Frenkel va SHotki nuqsonlari va ularni kontsentratsiyalarini xisoblash
22. YArimytkazgichlarda uyqotilgan nurlanish.
23. YArimytkazgichlarga kirishmalarni kiritish usullari.
24. Zonalararo optik yitishlarda yoruqlikni yutilishi va nurlanishi. Tyfri va notyfri yitishlar.
25. YArimytkazgichlarni optikaviy xossalari. YArimytkazgichlarda yoruqlik yutilish mexanizmlari.
26. Sayoz satxlar xosil qiluvchi kirishmalar. CHuqur satxlar xosil qiluvchi kirishmalar
27. YArimutkazgichlarda zaryad tashuvchilar statistikasi. Zonalarda kvant xolatlar taqsimoti.
28. Sirtiy rekombinatsiya.
29. Sirtiy potentsial.Maydon effekti .
- 30.Zonalarda elektronlar va kovaklarni energetik xolatlar buyicha taqsimoti.
- 31.Aynimagan xususiy yarimytkazgichlarda elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi.
32. YArimytkazgich sirtidagi xodisalar. Sirtiy xolatlar.
33. Magnit maydonida rezonans xodisalar.
34. Aynimagan kirishmali yarimytkazgichlarda elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi
35. YArimytkazgichlarda kuchish xodisalari. Boltsman kinetik tenglamasi.
36. Diamagnetizm. Paramagnetizm. Ferromagnetizm.
37. YArimytkazgichlarni magnitik xossalari. Atomdagi elektronlarni magnit momenti.
38. YArimytkazgichlarni elektr ytkazuvchanligi.
39. Galvanomagnet xodisalar.
40. Eynshteyn munosabati
41. Termoelektr xodisalar.
42. YArimytkazgichlarda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar diffuziyasi va dreyfi. Diffuzion va dreyf toklar.

**Nazorat uchun savollar.**

1. Kristall panjara. Kristallar simmetriyasi.
2. Migratsion-ionli qutblanish
3. Qutblanish mexanizmlari. Ionli-relaksatsion qutblanish,
4. Ximik bog'lanishlar turlari.
5. Suyuq, amorf va shishasimon yarimo'tkazgichlar
6. Dielektriklar. Dielektriklarda o'tkazuvchanlik mexanizmlari.
7. Frants-Keldish effektlari.
8. Elektronli va kovakli yarimo'tkazgich kontaktidagi xodisalar. Elektron-kovak
9. Elektronni davriy elektr maydondagi xarakati.
10. Metall-yarimo'tkazgich kontaktida tug'rilash. Diffuziya nazariyasi.
11. Metall-yarimo'tkazgich kontaktidagi xodisalar. Potentsial barer. Kontakt potentsiallar ayirmasi.
12. Kristallarda elektronlar energiyasi spektrini aniqlashdagi taqribiy yaqinlashishlar.
13. Brillyuen zonalari.
14. Fotomagnitoelektr effekt .
15. Dember effekti.
16. Dispertsiya qonuni. Izoenergetik sirtlar.
17. Zaryad tashuvchilarni effektiv massasi.
18. Zaryad tashuvchilar generatsiyasi va rekombinatsiyasi.
19. Ichki fotoeffekt. Fotoo'tkazuvchanlik
20. Kristallda nuqsonlarni turlari.
21. Frenkel va SHotki nuqsonlari va ularni kontsentratsiyalarini xisoblash
22. Yarimo'tkazgichlarda uyg'otilgan nurlanish.
23. Yarimo'tkazgichlarga kirishmalarni kiritish usullari.
24. Zonalararo optik o'tishlarda yorug'likni yutilishi va nurlanishi. To'g'ri va noto'g'ri o'tishlar.
25. Yarimo'tkazgichlarni optikaviy xossalari. Yarimo'tkazgichlarda yorug'lik yutilish mexanizmlari.
26. Sayoz satxlar xosil qiluvchi kirishmalar. CHuqur satxlar xosil qiluvchi kirishmalar
27. Yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar statistikasi. Zonalarda kvant xolatlar taqsimoti.
28. Sirtiy rekombinatsiya.
29. Sirtiy potentsial. Maydon effekti .
30. Zonalarda elektronlar va kovaklarni energetik xolatlar buyicha taqsimoti.
31. Aynimagan xususiy yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi.
32. Yarimo'tkazgich sirtidagi xodisalar. Sirtiy xolatlar.
33. Magnit maydonida rezonans xodisalar.
34. Aynimagan kirishmali yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi
35. Yarimo'tkazgichlarda kuchish xodisalari. Boltsman kinetik tenglamasi.

36. Diamagnetizm. Paramagnetizm. Ferromagnetizm.
37. YArimo'tkazgichlarni magnitik xossalari. Atomdagi elektronlarni magnit momenti.
38. YArimo'tkazgichlarni elektr o'tkazuvchanligi.
39. Galvanomagnit xodisalar.
40. Eynshteyn munosabati
41. Termoelektr xodisalar.
42. YArimo'tkazgichlarda nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar diffuziyasi va dreyfi. Diffo'zion va dreyf toklar.

## **TARQATMA MATERIALLAR**

### Variant № 1

1. Muvozanatiy zaryad tashuvchilar
2. Nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar
3. Nomuvozanatiy o'tkazuvchanlik.

### Variant № 2

1. Zaryad tashuvchilarni tutilish kundalang kesimi.
2. Zaryad tashuvchilarni yashash vaqti
3. Zaryad tashuvchilarni generatsiyasi

### Variant № 3

1. Zarbiy ionlanish
2. Zoner effekti
3. Zonalararo rekombinatsiya

### Variant № 4

1. Rekombinatsiya tezligi
2. Maxalliy markazlar orkali rekombinatsiya
3. Sirtiy xolatlar.

### Variant № 5

1. Sirtidagi rekombinatsiya tezligi
2. YO'pishish markazlari.
3. Zaryad tashuvchilar diffuziyasi.

### Variant № 6

1. Zaryad tashuvchilar dreyfi
2. Fermi satxi
3. Generatsiya tezligi.

Variant № 7

1. Sirtiy rekombinatsiya tezligi
2. Diffuziya uchun Eynshteyn munosabati.
3. Debay ekranlash o'zunligi.

Variant № 8

1. Energiya zonalari nazariyasi
2. Metallar, yarim utkazgichlar, dielektriklar
3. YArim utkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar

Variant № 9

1. YArim utkazgichlar uchun SHredenger tenglamasi.
2. Adiabatik yaqinlashish metodi.
3. Valent approksimatsiya metodi.

Variant № 10

1. Bir elektronli yaqinlashish metodi.
2. CHizikiy panjara atomlarining tebranishlari.
3. Garmonik takribda kristall panjara tebranishlari.

Variant № 11

1. Fononlar
2. Kirishmalar to'g'risida tushuncha
3. Kirishmalarning turlari

Variant № 12

1. Kirishmalarning energiyaviy xolatlari
2. Kirishmalarning yarim utkazgich xossasiga ta'siri
3. YArim utkazgichlarda kuchish xodisalari.

Variant № 13

1. Boltsmannning kinetik tenglamasi.
2. Elektr o'tkazuvchanlik
3. Kuchli elektr maydonida yo'z beradigan xodisalar.

Variant № 14

1. Tok va kuchlanish chizikiy boglanishidan chetlashish.
2. Pul-Frenkel xodisasi.
3. Zarbiy ionlanish.

Variant № 15

1. Nuksonlarning turlari.
2. Nuksonlarning elektronlar uchun xosil kilgan xolatlari.
3. Kirishmalar. Donorlar. Aktseptorlar.

## GLOSSARIY

**issiqlik** yoki **muvozanatliy zaryad tashuvchilar** –yarimo'tkazgichlarda issiqlik energiyasi berilganda xosil bo'ladigan erkin zaryad tashuvchilar

**nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar**-yarimo'tkazgichlarni yoritganda, yadroviy zarrachalar bilan nurlantirganda, yarimo'tkazgichga elektr maydon berilganda xosil bo'ladigan erkin zaryad tashuvchilar.

**ortiqcha zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi** - nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar va muvozanatliy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyalari orasidagi farq.

**orientatsion o'zaro ta'sir**- moddaning molekulari kutbli bo'lsa, ya'ni dipollardan iborat bo'lsa, ular orasidagi o'zaro ta'sir.

**kristall panjara**- kristallni tashqil qilgan atomlarning markazlari bir-biri bilan tutashtirilsa fazoviy panjara.

**translyatsion davrlar**- kristallda bir-biriga perpendikular bo'lgan uchta yunalish buyicha olingan kushni atomlar orasidagi masofalar.

**elementar yacheyka**- translyatsion vektorlar ustiga kurilgan parallelepiped

**tugunlar**- kristall panjarada atomlarning markazlari joylashadigan nuktalar.

**Vigner-Zeytts yacheykasi**-teskari panjarani elementar yacheykasi sifatida tekisliklar bilan chegaralangan va ichida koordinatalar boshi joylashgan eng kichik, ko'p qirrali figura

**Brillyuen zonasi**- kvaziimpulsni fizik jixatdan ekvivalent bo'lmagan kiymatlar to'plamidan iborat soha.

**xususiy yarimo'tkazgich**- teng mikdordagi erkin elektron va kovaklarga ega bo'lgan yarimo'tkazgich.

**valent zona**-bog'langan elektronlar zonasi.

**O'tkazuvchanlik zonasi**-erkin elektronlar zonasi.

**taqiqlangan zona**- valent zona va o'tkazuvchanlik zonasini bir-biridan ajratadigan zona.

**n tipli yarimo'tkazgich**- donor aralashma kiritilgan yarimo'tkazgich.

**p - tip yarimo'tkazgich**-aktseptor aralashma kiritilgan yarimo'tkazgich

**Xartri-Fok usuli**-elektronlarni o'zaro ta'siri masalasini xar bir elektronni kolgan barcha elektronlarni urtachalashgan maydoni bilan o'zaro ta'siri masalasiga olib keladigan usul.

**potentsial maydonni davriylik sharti**- $\psi(r + a_n) = \psi(r)$

**dispersiya konuni**- erkin elektronni kinetik energiyasini to'lqin soniga boglanishi.

**SHottki nuksoni**- kristall panjarani tugunida joylashgan atom kristallni sirtiga o'tib olishi natijasida xosil bo'ladigan vakansiya va sirtiy atom juftligi .

**Tugunlararo atom**-kristall panjarani tugunlari orasida joylashgan atom

**Frenkel nuqsoni**- vakansiya tugunlararo atom juftligi

**urinbosar qattiq eirtma**- kirishma atomlarni kristall panjarasida yoki tugunlardagi asosiy atomlar urniga utirib olishida xosil bo'ladigan kotishma.

**Dislokatsiya**-chiziqli nuqsonlar.

**sayoz satxlar**- ta'qiqlangan zonada o'tkazuvchanlik zonasini tubiga yaqin joylashadigan donor aralashmalarni energetik satxlari va valent zonaning shipiga yaqin joylashadigan aktseptor aralashmalarni energetik satxlari

**legirlovchi satxlar-** yarim o'tkazgichda katta konsentratsiyada zaryad tashuvchilarni hosil qiladigan va ta'qiqlangan zonada ruxsat etilgan zonalar chegaralariga yaqin joylashgan sayoz satxlar

**generatsiya-** bog'langan elektronni erkin elektronga aylanish jarayoni.

**xususiy generatsiya-** generatsiyalash energiyasi kristall panjaradagi kovalent boglanishlarni o'zishga sarf bo'ladigan va natijada erkin zaryad tashuvchilar jufti(o'tkazuvchanlik zonasida elektron va valent zonada kovak) yo'zaga keladigan jarayon

**kirishmaviy generatsiya-** generatsiyalash jarayonida tegishli zonada kirishmaviy markaz bilan bog'langan bir ishorali zaryad tashuvchilar paydo bo'lishi.

**bipolyar generatsiya-** zaryad tashuvchilar generatsiyasi natijasida juftlar-elektron va kovaklar xosil bo'ladigan generatsiya.

**rekombinatsiya-** erkin elektronni bog'langan elektronga aylanish jarayoni

**nurlanishli rekombinatsiya** - rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya yoruglik kvanti kurinishida nurlanishi.

**nurlanishsiz rekombinatsiya** (fononli rekombinatsiya)- rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya panjaraga berilishi.

**Oje rekombinatsiya-** rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya uchinchi erkin elektronga berilishi

**rekombinatsiya tutkichlari-** o'tkazuvchanlik zonasidan elektronni va valent zonadan kovakni tutib olib, ularni rekombinatsiyasini amalga oshiradigan panjara nuksonlari

**yashash vaqti-** zarraning xosil bo'lishi va karama karshi zarra bilan uchrashib yukolishi orasidagi vakt

**erkin yugurish yuli-** zaryad tashuvchini tuknashuv sodir kilmasdan bosib o'tadigan ana shu yuli

**elektronning xarakatchanligi-** elektr maydon kuchlanganligi  $1B/cm$  bo'lganda elektronni olgan tezligi

**kinetik xodisalar-** elektr maydon, magnit maydon ta'sirida yoki temperaturalar farqi natijasida yo'zaga keladigan erkin zaryad tashuvchilarni xarakati bilan boglik bo'lgan xodisalar

**Xoll effekti-** galvanomagnit effekt elektr maydon va magnit maydon bir vaktida ta'sir kursatganda yo'zaga keladigan kinetik xodisadir

**termoelektr hodisa-** kristallda temperatura gradienti hosil qilinganda zaryad tashuvchilarni yo'nalgan harakati natijasida sodir bo'ladigan hodisa.

**Pelte effekti-** doimiy tok utayotgan ikki xil materialni payvandlarini kizdirganda yoki sovitganda yo'zaga keladigan xodisa.

**elektronli yoki kovakli issiqlik o'tkazuvchanlik-** zaryad tashuvchilar xarakati tufayli xosil kilinadigan issiqlik o'tkazuvchanlik.

**Nernst-Ettingsgao'zenni kundalang effekti-**  $B$  magnit maydon va  $\nabla T$  temperaturalar gradientiga perpendikular yunalishda elektr maydon  $\varepsilon$  xosil bo'lishi.

**Rigi-Ledyuk effekti-** temperatura gradienti bo'lgan yarim o'tkazgichni magnit maydoni joylashtirilsa, dastlabki issiqlik oqimiiga kundalang temperaturalar farqi vujudga kelishi.

**Termodinamik chiqish ishi-** Fermi satxidan vakuum satxigacha bo'lgan energiyaviy masofa.

**zaryad tashuvchilarni injeksiya-**  $p-n$  o'tishga to'g'ri kuchlanish berish natijasida yarimo'tkazgichga noasosiy zaryad tashuvchilarni kelishi

**zaryad tashuvchilarni ekstraksiyasi-**  $p-n$  o'tishga teskari kuchlanish berish natijasida yarimo'tkazgichdan noasosiy zaryad tashuvchilarni ketishi.

## ADABIYOTLAR

1. Zaynobidinov, A.T. Teshaboev. Yarimo'tkazgichlar fizikasi. T. «O'kituvchi». 1999.
2. A. Teshaboev, S. Zaynobiddinov, Sh. Ermatov. Qattiq jism fizikasi. T. «Moliya». 2001.
3. V.L. Bonch-Bruevich, V.L. Kalashnikov. Fizika poluprovodnikov. M. Nauka. 1990.
4. Oreshkin P.T. Fizika poluprovodnikov i dielektrikov. Moskva, VUsshaya shkola, 1977.
5. Shalimova K.V. Fizika poluprovodnikov. M. Energiya. 1976 g.
6. Fistul V.I. Vvedenie v fiziku poluprovodnikov. M. VUsshaya shkola. 1984 g
7. Zaxarov, A. G. Mikroelektronikaning fizik asoslari [matn]: darslik. qo'llanma G' A. G. Zaxarov. – 2nashr., qayta chop. va qo'shimcha-Taganrog: TRTU nashriyoti, 2006. – 335 b.
8. Smirnov, Yu. A. Elektronikaning fizik asoslari [matn]: universitetlar uchun darslik G' Yu.A. Smirnov, S. V. Sokolov, E. V. Titov. – 2nashr., Sankt-Peterburg: Lan, 2013. 559 b.
9. Zi, S. Yarimo'tkazgichli qurilmalar fizikasi [matn] G' S. Zi. – 2 kitobda; tarjima. ingliz tilidan - 2nashr, qayta chop. Moskva: Mir, 1984. 1-kitob, 1-kitob, 456-b, 2-kitob, 456-b.
10. Yarimo'tkazgichli elektronika masalalar to'plami [ matn] G' N. V. Burbaeva, T. S. Dneprovskaya. - Moskva: Fizmalit, 2006. 16. 168 b
11. Terexov, V. A. Elektron qurilmalardan masalalar [matn]: darslik.

universitetlar uchun qo'llanma G' V. Terexov. – 2nashr., qayta chop. va qo'shimcha. Moskva: Energotomizdat, 1983. – 280 b.

12. Rosado, L. Fizik elektronika va mikroelektronika [matn]; ispan tilidan S. I. Baskakov tomonidan tarjima qilingan; V. A. Terexov tomonidan tahrirlangan. - Moskva: Oliy maktab, 1991. – 351 b.

13. Min Chen. Fizikadan masalalar echimlari bilan [ matn]; ingliz tilidan Yu. Yanaita; V. I. Grigorev tomonidan tahrirlangan. - Moskva: Mir, 1978. – 296 b

14. Maller, R. Integral mikrosxemalar elementlari [matn] G' R. Maller, T. Kamins; tarj. ingliz tilidan. Moskva: Mir, 1989. 630 b.

#### **Axborot manbaalari.**

1. Animatsion rolik (<http://www.upscale.utoronto.ca>. va [html,http://tical ua.es](http://tical.ua.es)).
2. Fizika “Physicon”.
3. Fizikadan o‘quv kinofilmlari.
4. Kurgazmali rangli rasmlar ([http://www.hord Wareandlysis com](http://www.hordWareandlysis.com)).
5. “Phusics onlian”.
6. [www.cultinfo.G'fulltextG'1 G'008G'077G'561G'htm](http://www.cultinfo.G'fulltextG'1 G'008G'077G'561G'htm)
7. [www.enG'edu.ru](http://www.enG'edu.ru). Portal
8. <https://G'G'physicon.ru>
9. <http://G'G'www.phvsics-online.ru>
10. <http://G'G'www.en.edu.ru>



