

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

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika kafedrası

**“YARIMO’TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR
FIZIKASI”**

fanidan

O‘QUV – USLUBIY
MAJMU A

Bilim sohasi:	100 000	-	Gumanitar soha
Ta’lim sohasi:	140 000	-	Tabiiy fanlar
Ta’lim yo’nalishi:	5140200	-	Fizika

Namangan-2023

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY TA’LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika kafedrası

«TASDIQLAYMAN»

Fizika fakulteti dekani

_____ O. Ismanova

« ____ » _____ 2023-yil

“ELEKTRVA MAGNETIZM”

fanidan

**O‘QUV – USLUBIY
MAJMU A**

Bilim sohasi:	100 000	-	Gumanitar soha
Ta’lim sohasi:	140 000	-	Tabiiy fanlar
Ta’lim yo’nalishi:	5140200	-	Fizika

Namangan-2023

O‘quv uslubiy majmua Namangan davlat universiteti Kengashining ____ - yil ____ - avgustdagi ____-sonli yig‘ilishi bayonnomasi tasdiqlangan fan dasturi asosida ishlab chiqilgan

Tuzuvchilar:

D. Alijanov– NamDU Fizika kafedrası Katta-o‘qituvchisi, PhD

Taqrizchilar:

X. Qo‘chqarov – NamDU Fizika kafedrası dotsenti, f.-m.f.n.

O‘quv uslubiy majmua Namangan davlat universiteti Kengashining ____-yil ____ - avgustdagi ____ – sonli yig‘ilishida ko‘rib chiqilgan va foydalanishga tavsiya etilgan.

MA'RUZA MATNI

Kirish

Hozirgi vaqtda sanoat, fan yoki ishlab chiqarishning elektron asboblari qo'llanilmaydigan qandaydir bir sohasini topish mushkuldir. Shuning bilan birga ushbu sohalarning yanada rivojlanishi elektron asboblari hissasining ortishi bilan chambarchas bog'liqdir. Elektron asboblarning biror sohada samarali qo'llanilishi va ulardan foydalanish ushbu asboblarning ishlash tamoyillarini, asosiy ko'rsatkichlari va tavsifnomalarini, shuningdek tayyorlash usullarini bilmasdan mumkin emas.

Har bir ushbu bo'limlar bo'yicha fizikaning mos fanlari mavjud: yarimo'tkazgichlar va yarimo'tkazgich materiallar fizikasi, yarimo'tkazgich asboblari fizikasi, integral mikrotuzilmalar, mikroelektronika, yarimo'tkazgich tuzilmalar texnikasi va boshqalar. Tayyorlanayotgan mutaxassisning yo'nalishiga bog'liq holda turli oliy o'quv yurtlari kafedralarining ishchi dasturlarida u yoki boshqa fanga turlicha soatlar ajratiladi. Ammo hamma zamonaviy qattiq jisimli elektron asboblarning asosi o'ziga xos xususiyatlarga ega yarimo'tkazgich materialdir. Shuning uchun ham ushbu fanni o'qitishga katta e'tibor qaratiladi.

Fanning asosiy maqsadi yarimo'tkazgichlar va dielektriklar haqidagi asosiy tushunchalarni va fizika effektlari yetarlicha sodda ko'rinishlarda bayon qilishdir. Materialni yoritishda matematik apparatdan foydalanish amalda juda cheklangan bo'lib, asosiy e'tibor u yoki boshqa xodisani fizikaviy tamoyillarini tushuntirishga qaratilgan.

Ammo hamma zamonaviy qattiq jisimli elektron asboblarning asosi o'ziga xos xususiyatlarga ega yarimo'tkazgich materialdir. Yarimo'tkazgichlar-moddaning ajoyib turi bo'lib, ular o'ziga xos xossalari bilan boshqalardan yaqqol ajralib turadi. SHu bilan birga yarimo'tkazgichlarning o'ziga xos muhim xususiyatlaridan biri elektrik o'tkazuvchanligining ulardagi kirishmalarning turi va konsentratsiyasiga nihoyatda sezgirligidir.

Yarimo'tkazgichlarning yana bir muhim xususiyati - ular elektrik o'tkazuvchanligining temperaturaga o'ta sezgirligidir.

Bu yarimo'tkazgichlar o'zlarining xilma-xil xossalari bilan bir-birlaridan ancha farq qiladilar. SHuning uchun ham turli maqsadlar uchun turli yarimo'tkazgichlar qo'llaniladi.

Biroq, hozirgi zamon texnikasida asosan bir necha xil yarimo'tkazgichlar keng ishlatilmoqda.

MA'RUZA MATNI

1-Ma'ruza. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari.

REJA

1. Yarimo'tkazgichlar
2. Yarimo'tkazgichlarning kristall tuzilishi
3. Dielektriklar haqida umumiy ma'lumotlar
4. Dielektriklarga oid asosiy tushunchalar va kattaliklar
5. Toza yarimo'tkazgich materiallar olish
6. Dielektrik yo'qotishlar va teshilish xodisalari

Tayanch so'zlar: yarimo'tkazgichlar, dielektriklar, kristall panjara, kovalent bog'lanish, kremniy, elektron.

1. Yarimo'tkazgichlar

Insoniyat hayotining hozirgi kundagi darajasini zamonaviy texnika vositalarisiz tasavvur etib bo'lmaydi. Bu borada yangi texnika vositalarini yaratishda yarimo'tkazgich moddalar alohida ahamiyatga ega bo'lmoqda.

Xozir yarimo'tkazgichlar qo'llanilmaydigan soha topilmaydi. Yarimo'tkazgichlardan tayyorlangan asboblarda avtomatika, radioelektronika, televideniya, kompyuter texnikasi kabi turmushimizning ravnaqi va muhtashamligini belgilab berayotgan sohalaridagi ishlab chiqarishning asosini tashkil etadi. Yarimo'tkazgich asboblarda ishlatilgan va qishloq xo'jaligida temperaturani aniq o'lchashda, tuproqning namligini aniqlashda, o'simlik va hayvonlarning eng muhim xususiyatlarini baholashda va boshqa ishlarni bajarishga yaroqli qurilmalardan foydalanish ko'lami kengayib bormoqda.

Yarimo'tkazgich moddalar o'zining tuzilishi jihatdan qattiq jismlar guruhiga kiradi. Lekin ular o'zining qator xossalari bilan boshqa qattiq jismlarga nisbatan fan, texnika va turmushda tobora keng ko'lamda qo'llanilib bormoqda. Buning asosiy sabablari yarimo'tkazgich moddalarning o'lchashlari, hajmi kichik, ishlash muddati katta va ishonchli, tashqi ta'sirlarga chidamli va bajaradigan xizmatlari doirasi juda keng.

Binobarin, yarimo'tkazgich moddalar va asboblarni tadqiq etish, ularning imkoniyatlarini kengaytirish hamda yangi xossalarni kashf qilish masalalari hozirgi zamon fanida muhim o'rin tutadi.

Yarimo'tkazgichning ajoyib xossalari namoyon bo'ladigan sifatli moddalar olish texnologiyasi hozirgi zamon elektronika sanoatida katta va muhim o'rin tutmoqda. Bu o'rinda yarimo'tkazgichli asboblarda va ularni ishlab chiqarish texnologiyasining rivoji hal qiluvchi ahamiyatga ega bo'lmoqda.

Yarimo'tkazgichlar-moddaning ajoyib turi bo'lib, ular o'ziga xos xossalari bilan boshqalardan yaqqol ajralib turadi. Umuman olganda, elektrik o'tkazuvchanligiga qarab moddalar uchta katta sinfga: o'tkazgichlarga (elektrik o'tkazuvchanligi 10^6 1/Om*m dan katta), yarimo'tkazgichlarga (elektrik

o'tkazuvchanligi $10^{-8} \div 10^{-6} \text{ 1/Om} \cdot \text{m}$ oralig'ida) va dielektrlarga (elektrik o'tkazuvchanligi $10^{-8} \text{ 1/Om} \cdot \text{m}$ dan kichik) bo'linadi. Yarimo'tkazgichlarning elektrik o'tkazuvchanligi juda keng oraliqda yotishi yuqoridagi ma'lumotlardan ko'rinib turibdi.

Shu bilan birga yarimo'tkazgichlarning o'ziga xos muhim xususiyatlaridan biri elektrik o'tkazuvchanligining ulardagi kirishmalarning turi va konsentratsiyasiga nihoyatda sezgirligidir. Masalan, toza yarimo'tkazgichga $10^{-7} \div 10^{-10} \%$ miqdorda kirishma kiritish bilan uning elektrik o'tkazuvchanligini keskin o'zgartirish mumkin. Shu bilan birga yarimo'tkazgichlarning yana bir muhim xususiyati - ular elektrik o'tkazuvchanligining temperaturaga o'ta sezgirligidir. Bunday bog'lanishni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\sigma = V \cdot \exp(-W_a / kT)$$

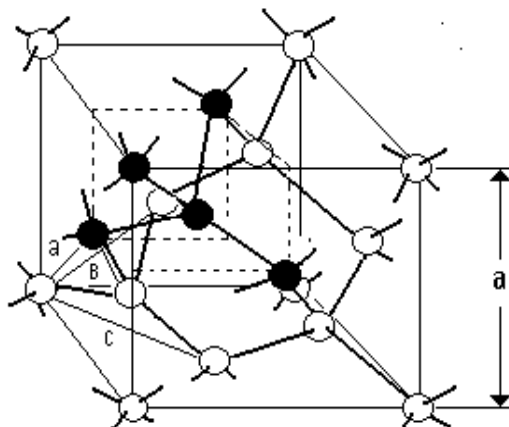
bu yerda, σ -berilgan T -temperaturadagi elektrik o'tkazuvchanlik, V -o'zgarmas doimiy, W_a -zaryad tashuvchilarning faollanish energiyasi, k -Boltsman doimiysi, T -mutlaq temperatura. Chunonchi, yarimo'tkazgichning temperaturasi 1°C ga o'zgarganda uning elektrik o'tkazuvchanligi 5-6% ga o'zgarishi mumkin. Juda ko'plab yarimo'tkazgichlarga va ular asosida yasalgan asboblarga yorug'lik, ionlovchi nurlar va shu kabilarning ta'sirlari ham elektrik o'tkazuvchanlikning keskin o'zgarishiga olib keladi. Bunga turli yarimo'tkazgich detektorlarni, yorug'lik diodlarini, yorug'lik rezistorlarini va qator boshqa asboblarni ham misol qilib ko'rsatish mumkin. Shuni eslatib o'tish joizki, yarimo'tkazuvchanlik xossasi faqat qattiq jismlargagina xos bo'lmay, suyuq holatdagi organik birikmalardan iborat shishasimon, amorf tuzilishga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar ham shunday xossalarga egadirlar. Ular o'zlarining bir qator ma'lum kamchiliklari tufayli hozircha texnikada keng tatbiq qilinganicha yo'q. Qattiq jismlardan yarimo'tkazgich xossasiga ega bo'lgan moddalar qatoriga juda ko'p turli moddalar, masalan, kremniy, germaniy, bor, olmos, fosfor, oltingugurt, selen, tellur, ko'pchilik tabiiy minerallar va qator birikmalar: *GaAs*, *GaR InSb*, *SiC*, *ZnS*, *CdTe*, *GaSb* va hokazolar kiradi. Bu yarimo'tkazgichlar o'zlarining xilma-xil xossalari bilan bir-birlaridan ancha farq qiladilar. SHuning uchun ham turli maqsadlar uchun turli yarimo'tkazgichlar qo'llaniladi.

Biroq, hozirgi zamon texnikasida asosan bir necha xil yarimo'tkazgichlar keng ishlatilmoqda. Bularning ichida eng oldingi o'rinlarda kremniy (*Si*), germaniy (*Ge*), galliy margimushi (*GaAs*) turadi. Ayniqsa kremniy hozirgi zamon mikroelektronikasida o'zining ko'p xossalari bilan murakkab texnologik talablarga javob berganligi sababli asosiy material o'rnini egallab turibdi.

Elektron texnikasida ishlatiladigan ko'pchilik yarimo'tkazgich materiallar kristall tuzilishga ega. Yarimo'tkazgichning kristall tuzilishi naqadar mukammalligi, unda turli nuqsonlarning bor yoki yo'qligi va ularning miqdori yarimo'tkazgichning asosiy xossalari belgilab beruvchi omildir. SHu boisdan, qisqa bo'lsa ham asosiy yarimo'tkazgich moddalar - kremniy va germaniyning kristall tuzilishi va uning asosiy xususiyatlari haqida to'xtalib o'tamiz.

2. Yarimo'tkazgichlarning kristall tuzilishi

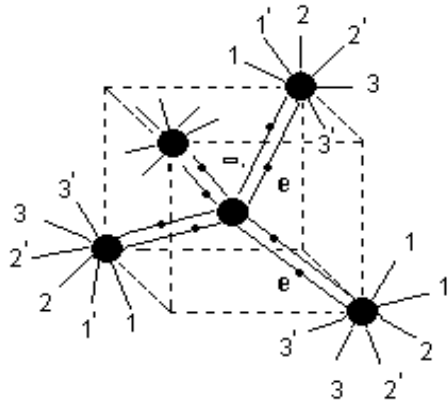
Agar biror moddaning atomlari uning hajmi bo'ylab o'zaro ma'lum davriylik bilan ma'lum o'zgarmas masofalarda joylashgan bo'lsa, u holda bunday modda kristall tuzilishga ega deyiladi. Atomlar ana shunday tartib bilan joylashib kristall panjarani hosil qiladi. Misol sifatida kremniy va germaniyni olsak, ularning kristall panjarasi bir xil bo'lib, olmos kristall (1-rasm) panjarasining o'zginasidir.



1-rasm. Olmos kristall panjarasi

Ushbu kristall panjarada har bir atom to'g'ri tetraedr uchlarida o'rinishgan to'rttadan atom bilan o'ralgan holatda turadi. Atomlarning kristall panjarada ana shunday tarzda mustahkam joylashgan nuqtalari kristall panjaraning tugunlari deyiladi. Bu atomlarning har birini alohida qarasak, ular elektrik jihatdan betaraf bo'ladi. Lekin shunga qaramasdan atomlar o'zaro yetarlicha bog'lanish kuchi bilan tortishib, o'z joylarida mustahkam turadi. Xo'sh, bu qanday kuch ekan?

Bu kuch kristall panjarani tashkil qiluvchi atomlarning valent elektronlari vositasida yuzaga keluvchi kimyoviy bog'lanish kuchidir. U odatda kovalent kuch deb yuritiladi. Ma'lumki, biz tahlil qilayotgan kremniy, germaniy va uglerod atomlari to'rt valentli bo'lib, to'rttadan valent elektronlarga ega. Demak, bunday atomlar bir vaqtda to'rtta atom bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi mumkin. Kovalent bog'lanishni yuzaga keltiradigan asosiy sabab bu o'zaro almashinish ta'siridir. Albatta, bu turdagi o'zaro ta'sir kvant-mexanik tabiatga ega. Ikki atom orasida ushbu almashinish o'zaro ta'siri yuzaga kelishi uchun ularning valent elektronlari qobiqlari qisman bo'lsa ham ustma-ust tushmog'i kerak. Boshqacha aytganda bu elektronlar ikkala atomga tegishli, ya'ni umumlashgan bo'lib qolishi kerak. Bunga eng muhim omil olmos turidagi kristall panjarada atomlarning yetarlicha bir-biriga yaqin yotganligidir (bu masofa taxminan $2 \cdot 10^{-10}$ m ga teng). Undan tashqari kovalent bog'lanishning o'ziga xos xususiyati shundaki, u ma'lum yo'nalish bo'ylab, xususan umumlashgan elektronlarning eng ko'p qismi mujassamlashgan yo'nalish bo'ylab yuzaga keladi. SHunday qilib, olmos panjarasiga mansub bo'lgan kristallarda (olmos, kremniy, germaniy) har bir atom o'zining eng yaqin atrofidagi to'rtta atom bilan ana shunday kovalent bog'langan bo'ladi.



2-rasm. Kremniyda kovalent bog'lanish

Demak, kristallning barcha uyachalardagi bu beshta atomni sakkizta "umumlashgan" elektronlar kovalent bog'lanish hosil qilib kristall panjaraning tugunlarida mustahkam ushlab turar ekan. Buni shartli ravishda kremniy uchun (2-rasm) quyidagicha aks ettirish mumkin. SHuni ta'kidlash lozimki, kristall panjarada kovalent bog'lanishni hosil qilishda faqat valent elektronlar qatnashadi, xolos. Ya'ni, atomning qolgan barcha ichki elektronlari o'z yadrolari ta'sirida qolib, bunday bog'lanishda ishtirok etmaydi.

3. Dielektriklar haqida umumiy ma'lumotlar

Dielektrik so'zi yunoncha dia - orqali va inglizcha elektrik — elektr so'zlaridan tuzilgan.

«Dielektrik» atamasini Faradey elektr maydon kiradigan moddalarni atash uchun kiritgan. Dielektriklar elektr tokini yomon o'tkazadi. Ionlanmagan barcha gazlar, ba'zi bir suyuqliklar va qattiq jismlar dielektriklar bo'ladi.

Metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi $\sigma \sim 10^8 - 10^6$ $1/\text{Om}^* \text{m}$ tartibida, dielektriklarniki esa $10^{-10} - 10^{-15}$ $1/\text{Om}^* \text{m}$ tartibida bo'ladi. Bu tafovutni klassik fizika metallarda erkin elektronlar bo'ladi, dielektriklarda esa barcha elektronlar bog'langan bo'lib, ularni elektr maydon o'z atomlaridan ajratib ololmaydi, balki biroz siljitadi deb tushuntirar edi. Qattiq jismlarning kvant fizikasi elektronlar energiya zonalarining turlicha to'ldirilganligidan qattiq jismlarning elektr, optik va boshqa ko'p xossalari kelib chiqishligini tushintirib bera oldi. Xususan dielektriklarda valent zonalar to'la to'ldirilgan bo'lib, ularning yuqorisidagi bo'sh zona to'ldirilgan zonadan ancha yuqorida joylashgan, to'la to'ldirilgan zona elektronlari elektr o'tkazuvchanlikda qatnasha olmaydi, ularning bo'sh zonaga o'tib olib, o'tkazuvchanlikda qatnasha olishi uchun yengib o'tilishi zarur bo'lgan energetik to'siq (taqiqlangan zona kengligi) ancha katta, bunday o'tish imkoniyati, odatda juda kichik, shuning uchun dielektriklar elektr tokini deyarli o'tkazmaydi. Ularda elektr maydon elektronlar zichligini qayta taqsimlaydi (atom va molekulalar ichida elektronlarni siljitadi) - qutblanish hodisasini yuzaga keltiradi.

Zonalar nazariyasiga asosan, dielektriklar bilan yarimo'tkazgichlar orasidagi farq yuqorigi to'ldirilgan zona bilan bo'sh zona orasidagi taqiqlangan zona

kengligining har xil bo'lishligidan iborat. Yarimo'tkazgichlarda $E_g < 3eV$, dielektrlarda $E_g > 3eV$ deb shartli xisoblanadi.

Dielektrlarda zaryadlanish erkin ko'chishi mumkin bo'lmaganligi tufayli uning ichkarisiga yetarlicha kuchli tashqi elektr maydonlar kira oladi. Bunda kristall panjarasinning davriy elektr maydoniga qo'shimcha (tashqi) maydon ko'shilganda uchta muhim holat dielektrikning ichki tuzilishining (elektronlar va ionlar vaziyatlarining) o'zgarishini aniqlash imkonini berishi mumkin.

Agar dielektrik namunasini statik elektr maydonga (masalan, kondensator plastinalari orasidagi maydonga) joylashtirilsa, kristallning statik dielektrik singdiruvchanligi ϵ_0 ni aniqlab, kristallning ichki tuzilishi o'zgarishi haqida muhim ma'lumot olish mumkin. ϵ_0 ni mikroskopik nazariya hisoblaydi.

Dielektrikning optik xossalarini, ya'ni uning yuqori takroriylikli elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirini aniqlash uchun dielektrik singdiruvchanlikning takroriylikka bog'lanishini, ya'ni $\epsilon = \epsilon(\omega)$ ni hisoblash zarur. Bunday sindirish ko'rsatkichi $n = \sqrt{\epsilon}$ ni aniqlash mumkin.

Ionlar kristallarida xatto tashqi maydonlar bo'lmaganida ham ionlar orasida uzoq ta'sir elektrostatik kuchlar mavjud bo'lishi mumkin. Bu kuchlar panjara o'zining muvazاناتiy shakliga nisbatan deformatsiyalanishi (masalan, atomlar tebranishlari) oqibatida paydo bo'lishi mumkin.

Mazkur masalalarni tadqiqlashda muhit uchun yozilgan Maksvell tenglamalaridan foydalanish qulaydir. Keyin qattiq jismdagi mahalliy maydonlarni muxokamaga kiritib, tashqi maydon ta'sirida qutblanish xodisalarini atomlar saviyasida bayon qilinadi.

4. Dielektrlarga oid asosiy tushunchalar va kattaliklar

Ma'lumki, klassik elektrodinamika muhitlardagi elektromagnitik hodisalarni, tashqi maydondan boshqa, yana muhit xossalarini ifodalovchi tushuncha va kattaliklar yordamida tadqiq qilgan.

\vec{E} — elektr maydon kuchlanganligi — maydonning mazkur nuqtasiga joylashtirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch; \vec{P} — qutblanish vektori — dielektrik birlik hajmining elektrik momenti;

\vec{D} - elektrik induksiya (elektrik siljish) vektori muhit ichida tashqi maydon va uning ta'sirida paydo bo'lgan qutblanish elektrik maydonining birgalikda birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch; ϵ — muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi (dielektr doimiy) - Gauss birliklar sistemasida izotrop muhitda \vec{D} va \vec{E} orasida proporsianallik koeffitsenti $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$;

ϵ_0 - v a k u u m n i n g e l e k t r doimiysi,

$$\epsilon_0 = (10^7 / 4\pi c^2) = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ } \Phi / \text{M}$$

Izotrop muhitda Gauss sistemasida

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} = \epsilon \vec{E} \quad (1)$$

yoki

$$\vec{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E}. \quad (2)$$

χ — nisbiy dielektrik qabulchanlik \vec{P} qutblanish vektori bilan elektrik maydon kuchlanganligi orasidagi proporsionallik koeffitsenti

$$\vec{P} = \chi \vec{E} \quad (3)$$

(1) va (3) ifodalardan

$$\chi = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \dots \epsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (4)$$

kelib chiqadi.

SI birliklar sistemasida (1) o'rniga

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (5)$$

(bunda $\epsilon = 1 + \chi$) ifoda yoziladi.

Anizotrop muhit bo'lganda (\vec{P}) va (\vec{E}) vektorlar parallel bo'lmasligi mumkin, dielektrik qabulchanlik va singdiruvchanlik tenzor kattaliklar bo'ladi.

Maksvellning quyidagi tenglamasini eslatamiz:

$$\text{div } \vec{D} = 4\pi\rho \quad (\text{СИ ДА } \text{div } \vec{D} = \rho) \quad (6)$$

Izotrop muhitda

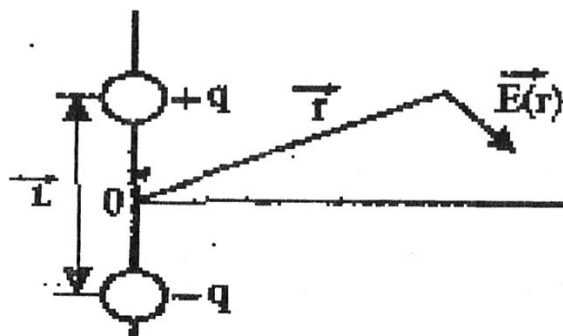
$$\text{div } \vec{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho \quad (\text{СИ ДА } \text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}). \quad (6a)$$

Ma'lumki, mazkur tenglama Kulon qonunini ρ zichlikda uzluksiz taqsimlangan zaryadlar holi uchun umumlashtirishdan kelib chiqqan.

Miqdor jihatdan teng va bir-biriga bog'langan ikki zaryad dipol deyiladi. Dielektrik kabulchanlikni, binobarin, dielektrik singdiruvchanlikni yakkalangan zaryadlar emas, balki dielektrik dipollar aniqlaydi. Dipolning elektrik momenti

$$\vec{p} = q \vec{l} \quad (7)$$

ko'rinishda aniqlanadi, bunda q -dipolni tashkil etgan zaryadlar miqdori, l - ularning oralig'i (3—rasm).

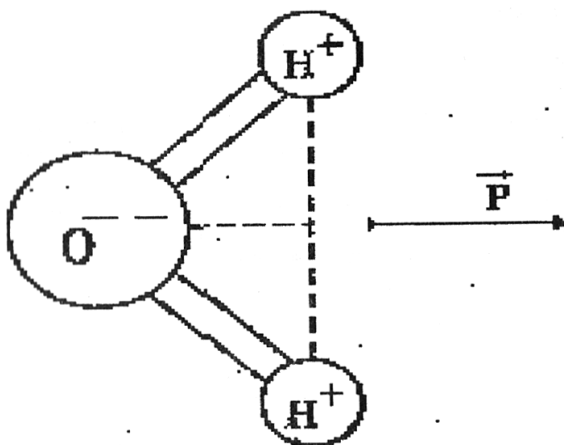


3 - rasm. Dipol maydonini hisoblashga doir.

Dipol yelkasi \vec{p} ning $\vec{E}(\vec{r})$ maydoni aniklanayotgan nuktagacha bo'lgan \vec{r} masofadan ancha ancha kichik bo'lganda mazkur nuktada

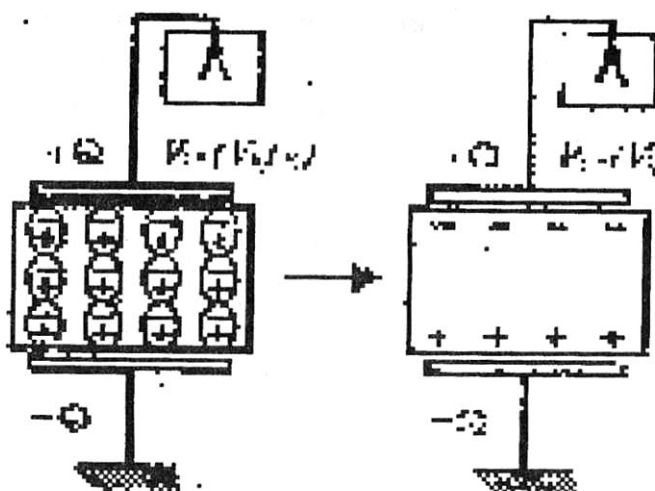
$$(|l| \ll |r|)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{p}\vec{r})\vec{r} - r^2\vec{p}}{\epsilon r^3} \quad (8)$$



4- rasm. H₂O molekulasining dipol momenti.

Elektrik manfiyligi sezilarli farqlanadigan atomlardan tarkiblangan har qanday nosimmetrik molekula doimiy elektrik dipol momentga ega bo'ladi.



5-rasm. Qoplamalari orasida dielektrik joylashgan kondensator.

Masalan, suvning H₂O molekulasida $p=6,33 \cdot 10^{-30}$ Kl·m dipol momentga ega, u kislorod ionidan ikkita vodorod atomini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq o'rtasiga tomon yo'nalgan. NSI molekulasida bundagi ikki atomni tutashtiruvchi chiziq bo'yicha uning dipol momenti yo'nalgan. Dielektrik muhitda tashqi ta'sir (elektrik maydon,

bosim va hokazo) ostida elektrik dipollar vujudga kelishi (induksiyalanilishi) mumkin. U holda qutblanish vektori \vec{R} birlik hajmda hosil bo'lgan dipollar momentlari yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{P} = \sum_i P_i \quad (9)$$

Agar yassi kondensator qoplamalari orasiga dielektrik joylansa va kondensatorga kuchlanish berilsa, dielektrik molekulari qutblanadi (5 —rasm).

Bunda potentsial va maydon kuchlanganligi kamayadi, qoplamalar sirtida induksiyalangan qoldiq zaryadlar paydo bo'ladi. Zaryadning sirtiy zichligi:

$$q_s = -\vec{P}\vec{n}, \quad (10)$$

\vec{n} — sirtga normal birlik vektor.

Ko'pincha atom yoki ionda qutblanishni aniqlaydigan mahalliy effektiv maydonni hisoblash zarur bo'ladi. Bunda qaralayotgan atom berk sirt bilan o'ralgan deb faraz qilinadi. SHu sirt ichidagi dipollar ayrim — ayrim hisobga olinadi.

Demak, tashqi zaryadlar ta'sirida atomda vujudga kelgan effektiv mahalliy maydon Y_{eff} ni to'rt qo'shiluvchidan iborat shaklda yozish mumkin:

$$\vec{E}_{\text{v}\phi} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{nok}} + \vec{E}_c + \vec{E}_{\text{dun}} \quad (11)$$

Bunda \vec{E}_0 - tashqi zaryadlar maydoni, \vec{E}_{nok} - qutblanishni buzuvchi effektlar maydoni, \vec{E}_s faraziy bork sirtida induksiyalangan zaryadlar mazkur sohaning markazida vujudga keltirgan maydon, \vec{E}_{dun} -sohaning ichidagi barcha dipollar hosil qilgan maydon.

$$\vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{nok}} = \vec{E}_1 = V_1 / d$$

bo'lib, V_1 —kondensator qoplamalari orasidagi kuchlanish, d — qoplamalar oralig'i. Demak,

$$\vec{E}_{\text{v}\phi} = \vec{E}_1 + \vec{E}_c + \vec{E}_{\text{dun}} \quad (12)$$

Agar atom atrofida tanlangan hajmni sfera desak,

$$\vec{E}_c = \left(\frac{4\pi\vec{P}}{3} \right). \quad (13)$$

Bu holda, agar panjara kub shaklida bo'lsa, $\vec{E}_{\text{dun}} = 0$ bo'lib qoladi. Binobarin

$$(\vec{E}_1 = \vec{E}),$$

$$\vec{E} = \vec{E} + \frac{4\pi\vec{P}}{3}. \quad (14)$$

(2) ifodadan (14) ga \vec{R} ni qo'ysak, kubik (izotrop) paijaraning atom joylashgan tutunida effektiv mahalliy maydon

$$\vec{E}_{\phi} = \frac{\varepsilon + 2}{3} \vec{E} \quad (15) \quad \text{bo'ladi.}$$

5. Toza yarimo'tkazgich materiallar olish

Alohida toza yarimo'tkazgich materiallarni olish usullari juda ko'p. Biroq ularni eng samarali va ko'p qo'llaniladigani zonali suyultirish usulidir. Kristallizatsion tozalov kirishmalarni segregatsiya hodisalari, ya'ni kirishmalarni suyuq va qattiq fazalarda eruvchanligi bir xil bo'lmasligiga asoslangan. Qattiq va suyuq fazalarda kontaktlanuvchi kirishmalar konsentratsiyasining nisbati taqsimot koeffitsiyenti deyiladi. Taqsimot koeffitsientining qiymati yarimo'tkazgich kirishmaning holat diagramasidan aniqlanadi. Bunda kirishma komponentini kiritish natijasida toza moddaning erish temperaturasi kamaysa, unda kirishmaning taqsimot koeffitsenti birdan kichik. Amalda bunday xolat keng tarqalgan. Misol tariqasida, germaniy va kremniy juda ko'pchilik kirishmalarning taqsimot koeffitsenti birdan kichik. Shuning uchun yo'nalishli kristallanishda ular eritma xajmidan fazalar oralili chegaradan samarali qochadi. Germaniyni zonali tozalash jarayoni vodorod, inert gazlar yoki inert gaz bilan vodorod aralashmasi atmosferasida o'tkaziladi. Tozalashga qo'yilgan quyma grafit qayiqchaga o'rnatilib, uni uzluksiz himoya gazi o'tib turgan kvarts trubaga joylashtiriladi

Yuqori chastotali generator bilan ta'minlangan induktor yordamida kengligi 40-50 mm kenglikdagi suyulgan kichik zona olinadi va tezligi 50-100 mkm/s bo'lgan aravacha quyma bo'ylab xarakatlanadi. Quyma uzunligi 1000 mm va undan uzun bo'lishi mumkin. Talab darajasidagi tozalik bir yo'nalishga aravachani 5 - 8 marta o'tkazish bilan erishiladi. O'tishlar sonini oshirish bilan tozalik oshib ketmaydi, chunki qotishmadan va o'rab turgan atmosferada vaqt o'tishi bilan kirishmalarni kirish ehtimoligi oshib ketadi. Tozalov jarayonini tezlashtirish uchun quyma uzunligi bo'yicha suyultirish zonasini bir necha joyda hosil qilinadi. Bu holda qizdirgichni bitta kutkazish bir necha o'tishga farqlanadi. Zonali suyultirishda taqsimot koeffitsenti birdan kichik bo'lgan kirishmalar suyuq zonada ushlanib qoladi va u bilan birga quymani dumi tomon tuplanib qoladi. Japayon tugagandan so'ng quymani dumi kesib olinadi. quymani sifati materialni solishtirma qarshiligini o'lchash bilan amalga oshiriladi. Yarimo'tkazgichli tozalikdagi kremniyni olish texnologiyasiga quyidagi operatsiyalar kiradi:

Texnik kremniyni tozalovdan so'ng tiklanishi mumkin bo'lgan uchuvchi birikmaga aylantirish;

2. Birikmani fizik va kimyoviy tozalash;
3. Birikmani ajralgan toza kremniy bilan tiklanishi;
4. Oxirgi kristallizatsion tozalash.

Yarimo'tkazgichlar ishlab chiqarishda polikristal kremniy olishning keng tarqalgan usullaridan trixlorosilan SiNSi_2 ni vodorodli tiklanishidir. Trixlorosilan SiNSi_2 ni olish uchun 300 - 4000 °C temperaturada maydalangan texnik kremniy quruq vodorod xloridda ishlovdan o'tkaziladi. Trixlorosilanning qaynash temperaturasi 320°C dir. Shuning uchun u ekstraksiya, adsorbtsiya va rektifikatsiya usullari bilan

oson tozalanadi. Kremniyni vodorodli tiklanishi quyidagi sxema bo'yicha olib boriladi. Vodorod oqimi yordamida tozalangan xlorsilan bug'i bug'lantirgichdan tiklanish kamerasiga o'tkaziladi. Kamerada toza kremniydan tayyorlangan xamirturish maxsus tok o'tkazgichlar joylashgan. Bu tayoqchalar elektr toki yordamida 1200 - 1300°C temperaturagacha qizdiriladi. Xamirturushga ajralgan kremniyning o'tirishi kerakli diametrdagi toza polikristalini beradi. Yarimo'tkazgichli monokristallar yarimo'tkazgichli asboblarda va integral mikrosxemalarni yaratilishida katta ahamiyatga ega bo'lgan va bo'lib qolmoqda. Qatlamni legirlash kirishma elementini tashkil etuvchi bug' birikmalari yordamida amalga oshiriladi. Nisbatan uncha yuqori bo'lmagan ishchi temperatura va kristallanishni kichik tezligi epitaksial qatlamni yuqori tozalikda va takomillashgan strukturani olish imkonini beradi. Elektron-kovak o'tishli epitaksial qatlamni olish integral mikrosxemalarni izolyatsiyalash (ajratish) uchun keng qo'llaniladi. Ko'pchilik xollarda integral mikrosxemalarni tayyorlashda kremniyli epitaksial qatlamlari monokristal dielektrik tagliklarga ham o'tqaziladi. Bunday tagliklar sifatida: sapfir (Al_2O_3), shpinel (MgO), berilliy oksidi (BeO), kvarts (SiO_2) va boshqa moddalardan ham foydalaniladi.

Dielektrik qatlamlarda kremniy epitaksiyasini olish integral mikrosxemalar elementlarini ideal izolyatsiyasini olish imkoniyatini yaratib beradi.

Donorli aralashma. Yarim o'tkazgichda juda oz konsentratsiyada aralashma bo'lsa, masalan, unga juda oz mish'yak atomlari qo'shilsa, erkin elektronlar soni ko'p marta ortadi. Buning sababi quyidagicha. Mish'yak atomlarining valentlik elektronlari beshta bo'ladi. Ulardan to'rtasi bu atomning atrofdagi atomlar bilan kovalent bog'lanish hosil qilishida ishtirok etadi. Beshinchi valentlik elektroni esa o'z atomi bilan zaif bog'langan. Bu elektron mishyak atomidan osongina chiqib ketib, erkin bo'lib qoladi.

Elektronlarni oson beradigan va binobarin, erkin elektronlari sonini oson ortiradigan aralashmalar *donor aralashmalar* deb ataladi.

Donor aralashma qo'shilgan yarim o'tkazgichlarda elektronlar soni teshiklar sonidan ko'p bo'lgani uchun bunday yarim o'tkazgichlar n-tip yarim o'tkazgich deb ataladi.

Akseptor aralashmalar. Aralashma sifatida uch valentli indiy olinsa yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining xarakteri o'zgaradi. Bu holda indiy atomi qo'shni atomlar bilan juft elektronli normal bog'lanish hosil qilishi uchun unga bitta elektron yetishmaydi. Natijada kovak hosil bo'ladi. Bu holda kristalltagi kovaklar soni aralashmaning atomlari soniga teng bo'lib qoladi. Bunday aralashma akseptor aralashmalar deb ataladi.

Shuni aytib o'tish kerakki, yarim o'tkazgich asboblarda asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar o'tkazuvchanligi katta ahamiyatga ega. Ularning hosil bo'lishi va tugatilishi rekombinasiya markazlari deb atalgan joylarda sodir bo'ladi. Bunday markazlar vazifasini donor yoki akseptor elementlarning tugunlari- atomlari bajaradi. Shuning uchun begona elementlarning miqdori ortishi bilan rekombinasiya markazlari ham ko'payadi va asosiy tok tashuvchilarning yashash vaqti qisqaradi. Bu hol begona elementning miqdori va turini tanlashda albatta hisobga olinishi kerak.

Shunday qilib, biz yuqorida tanishgan o'tkazuvchanlik turlarini hosil qilish usuli va uni tushuntirish juda yuzagi va taqribiydir. Ular asosan zonalar nazariyasi bilan tekshiriladi va miqdor o'lchovlari kiritiladi.

6. Dielektrik yo'qotishlar va teshilish xodisalari

\vec{E} o'zgaruvchan elektrik maydon energiyasining bir qismi dielektrikni qayta qutblashda issiqlikka aylanadi, chunki zarralarning moddada barcha harakatlari ularga elektrik maydon bergan energiyaning qisman isrofi bilan bog'liq bo'ladi. SHu isrofni dielektrik yo'qotishlar deyiladi. Zarralar harakati qancha katta bo'lsa, dielektrik yo'qotishlar shuncha katta bo'ladi. Demak, ular \vec{E} maydonning takroriylikiga bog'liq.

Agar dielektrik qutblanishda asosiy o'rinda elektronlar va ionlarning siljishlari kichik bo'lsa, bu holda dielektrikni garmonik tebrangichlar (ostsillyatorlar) to'plamidan iborat deb qaralsa va bu tebrangichlar o'zgaruvchi \vec{E} maydonda majburiy tebranishlar qiladi deyilsa, agar tashqi maydon takroriylikiga tebrangichning ω_0 xususiy takroriylikiga yaqin bo'lganda energiya yo'qotish eng katta bo'ladi (rezonans).

Asosiy qutblanish elektronlar siljishi bilan bog'liq bo'lsa, bu holda yo'qotishlar optik takroriylikda ($\approx 10^{15}$ Gts) maksimumga erishadi, ammo elektrotexnik va radiotexnik takroriylikda nazarga olmaslik darajasida kichik bo'ladi. Ionlar siljishi bilan aniqlanadigan qutblanishda dielektrik yo'qotishlar IQ nurlar sohasida ($10^{12}:10^{13}$ Gts) eng katta bo'ladi. Orientatsion qutblanishda dielektrik yo'qotishlar yana xam kichik takroriyliklarda sezilarli bo'ladi.

Yuqori takroriyliklarda dipol momentlar o'z yo'nalishini maydonga moslab ulgurmaydi, yo'qotishlar kichik. Past takroriyliklarda qutblanish maydon ketidan ulgurib boradi, siljishlar katta, ammo ularning vaqti ham katta bo'lganligidan dielektrik yo'qotishlar kichik. Tashqi o'zgaruvchi $Y_e(\omega)$ maydonning takroriylikiga molekular orientlanishi o'rnashishi vaqtiga (relaksatsiya vaqtiga) teng bo'lsa, dielektrik yo'qotishlar eng katta bo'ladi.

Masalan, suvda qutblanish asosan orientatsion mexanizmga ega, $\omega_{\max} \approx 10^{11}$ Gts chamasida. Dielektrik yo'qotishlar miqdoran dielektrik yo'qotishlar burchagi tangensi bilan aniqlanadi. U burchak qutblanish vektori R va elektrik maydon kuchlanganligi E orasidagi faza farqini ifodalaydi.

Haqiqiy dielektriklar qandaydir a elektrik o'tkazuvchanlikka ega, dielektrik yo'qotishlarning bir qismi ana shu a ga ham bog'liq. Past takroriyliklarda o'tkazuvchanlik bilan bog'liq Joul issiqligi ajralishi muhim bo'lishi mumkin, chunki $\omega > 0$ da ham u nolga teng emas, agar dielektrik yo'qotishlar faqat o'tkazuvchanlikka bog'liq bo'lsa, u holda $\text{tg} \delta = 4\pi\sigma/\omega$ bo'ladi.

Dielektriklardan o'tayotgan tok zichligi (uncha kuchli bo'lmagan elektr maydonlar holidi) Om qonuni $j = \sigma E$ asosida maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi. Ammo, yetarlicha kuchli elektr maydonlarda Om qonunidan chetlanish, ya'ni tokning E ra bog'liq ravishda juda tez o'sishi yuz beradi. Muayyan $E = E_\delta$ maydonda dielektrikning elektr teshilishi sodir bo'ladi, ya'ni bunda dielektrik o'tkazuvchanligi ko'p darajada ortib ketadi, chunki unda yuqori o'tkazuvchanlikli kanal (kanallar)

paydo bo'ladi. E_{δ} ni dielektrikning elektr mahkamligi deyiladi. Kvarts shisha misolida $\rho=10^{16}-10^{18}$ Om sm, $E_{\delta}=(2-3) \cdot 10^5$ V/sm.

Qattiq dielektrlarda elektr teshilishdan tashqari yana issiqliqdan teshilish ham mavjud. Bu holda tok ortishi bilan temperatura joul issiqligi ortadi, bu esa harakatchan zaryad tashuvchilar soni ortishiga va solishtirma qarshilik kamayishiga olib keladi. Elektr teshilishdan maydon kuchayishi bilan uning ta'sirida zaryad tashuvchilar hosil bo'lishi tez ko'payadi. Dielektrikda teshilish muqarrar nobirjinsliklar yordamlashadi, chunki u joylarda Y_e boshqa joylardan katta bo'ladi.

Dielektrik teshilganda hosil bo'lgan o'tkazuvchan ingichka kanallarni shnurlar (naychalar) deyiladi, tok shu kanallardan katta zichlikda oqadi, kanal hatto erib ketishi mumkin.

Dielektrikning teshilishi qaytar va qaytmas bo'lishi mumkin: teshilish jarayonida dielektrik tuzilishi o'zgarmasa, bu teshilish qaytar bo'ladi va aksincha.

Dielektriklar qo'llanishi. Ko'pchilik dielektriklar keyingi davrgacha asosan elektroizolyatsion materiallar sifatida ishlatib kelinardi. Ammo, dielektriklar qo'llanadigan sohalar kengayib bordi, ular xilma-xil vazifalarni o'taydigan bo'ldi. Dielektriklarning kondensatorlarda ishlatilishi malum, elektr toki o'tkazgichlarini elektr energiyaning behuda isrof bo'lishiga yo'l qo'ymaydigan dielektrik (izolyatsion) qatlamlar bilan o'ralishini ham bilamiz.

P'ezoelektriklar tovush tebranishlarini elektr tebranishlarga va aksincha aylantirish vazifasini bajaradi, piroelektriklar IQ nurlanishni oshkorlash va intentsivligini (energiyasi zichligini) o'lchashda qo'llaniladi, segnetoelektriklar radiotexnikada nochizig'iy elementlar sifatida ishlatiladi. Dielektriklarga kirishmalar kiritib, ularni rangli qilish, ya'ni optik filtrlar tayyorlash mumkin. Ko'pgina dielektrik kristallar (AlGaAs, CdS, rubin va b.) kvant elektronikasida lazerlar va kuchaytirgichlar asosi bo'lib xizmat qiladi.

Dielektriklar yarimo'tkazgichlar elektronikasida muxim o'rin egallaydi. Ular integral mikrosxemalar elementlari sifatida, yarimo'tkazgich asboblarning saqlagich sirtiy qoplamlari ko'rinishida ishlatiladi, metall-dielektrik — yarimo'tkazgich tranzistorlar tarkibiga kiradi.

2-MA'RUZA.

REJA: Qattiq jismlarda energetic zonalar nazariyasi asoslari.

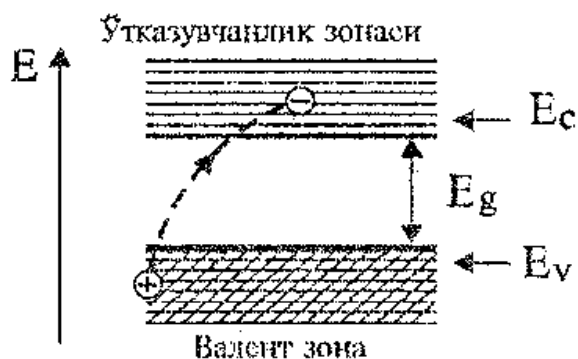
1. O'tkazuvchanlik zonasi, valent zona va ta'qiqlangan zona
2. Qattiq jismlarda valent zona, o'tkazuvchanlik zonasi haqida ma'lumotlar

3. Ta'qiqlangan zona

Tayanch so'zlar: xususiy o'tkazuvchanlik, elektr o'tkazuvchanlik, temperatura, valent zona, foton energiyasi, qattiq jismlar.

1. O'tkazuvchanlik zonasi, valent zona va ta'qiqlangan zona

Begona kirishmalar yo'q toza holdagi yoki kirishmalar xissasi kam bo'lgan, yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi *xususiy o'tkazuvchanlik* deb nomlanadi. Toza yarimo'tkazgich moddalar past temperaturada elektr tokini yomon o'tkazadi. Bunga sabab, ularda elektronning energetik zonalari to'ldirilishi dielektrlardagiga o'xshashligidir. $T=0 K$ da qattiq jismlarda valent zonasi elektronlar bilan to'la to'lgan bo'lib, unda yuqorigi zona o'tkazuvchanlik zonasi bo'sh bo'ladi (1- chizma).



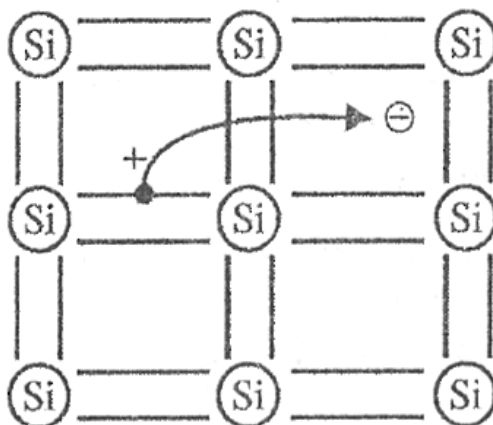
1-rasm. Yarimo'tkazgichning energiya zonalari

Etarlicha past temperaturalarda o'tkazuvchan zona bo'shli'gi uchun yarimo'tkazgich elektr tokini o'tkazmaydi. Temperatura ko'tarilishi bilan issiqlik energiyasi ta'sirida valent zonadagi ba'zi elektronlar o'tkazuvchan zonaga o'tib oladi. Valent zonada esa musbat zaryadli kovaklar hosil bo'ladi. Metallardan farqli o'laroq, qattiq jismlarda zaryad tashuvchilar vazifasini elektronlar va kovaklar o'taydi. Haqiqiy kristalda bu hodisa quyidagicha sodir buladi. Kovalent bog'lanish hosil qilishda qatnashayotgan elektronlardan biri issiqlik harakati natijasida atomdan uzilib erkin elektronga aylanadi (2- chizma).

Elektron yetishmayotgan bog'lanish harakatchan kovakdan iborat. Erkin elektron ham, erkin kovak ham kristall panjara bo'ylab ko'chib yurishi mumkin. Qo'shni bog'dan elektron tortib olish natijasida mazkur joyda kovak yo'qoladi, lekin qo'shni bog'da kovak hosil bo'ladi. Bu hodisa kovakniig ko'chib yurishidir.

Uzilgan elektronlar yana qaytib o'zi hosil qilgan kovakka tushsa, erkin elektron va kovak jufti yo'qoladi, buni *rekombinatsiya* deyiladi. Noldan farqli temperaturalarda qattiq jismlarda albatta bunday kovaklar va o'tkazuvchanlik elektronlari mavjud bo'ladi va ular elektr tokini o'tkaza oladi. Qattiq jismlarning bu xossasi ularni dielektrlardan farqlaydi. Dielektrlarda normal sharoitda bunday zaryad tashuvchilar bo'lmaydi yoki juda kam miqdorda hosil bo'ladi. Toza yarim o'tkazgichlarda

qancha o'tkazuvchanlik elektronlari paydo bo'lsa, shuncha kovaklar hosil bo'ladi.



2-rasm. Erkin elektron va kovakning paydo bo'lishi

Muvozanat holatda o'tkazuvchanlik elektronlari zichligini n_0 , kovaklarini p_0 deb belgilasak, xususiy o'tkazuvchanlik uchun

$$n_0 = p_0 = n_i. \quad (1)$$

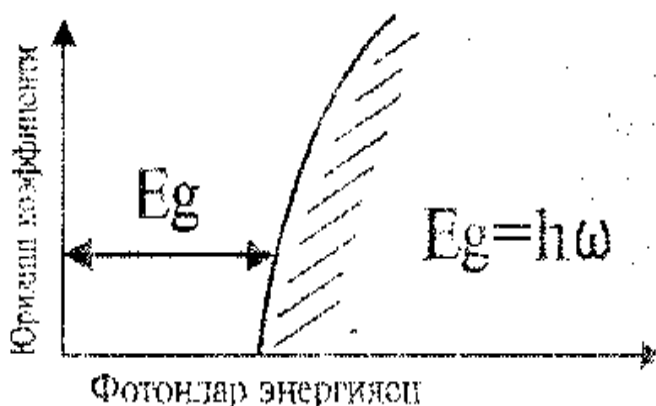
Bundan n_i — xususiy yarim o'tkazgichdagi zaryad tashuvchilar zichligi (intrinsic — xususiy).

Ma'lum bir temperaturadagi zaryad tashuvchilar miqdori ta'qiqlangan zona kengligiga bog'liq bo'ladi. E_g — qancha kichik bo'lsa, o'tkazuvchanlik elektronlari soni shuncha ko'p bo'ladi.

Ge uchun $E_g = 0.67$ eV, Si uchun $E_g = 1,14$ eV ni tashkil qiladi. SHuning uchun, masalan, xona temperaturasida ($T = 300^\circ\text{K}$) Ge kristaldagi o'tkazuvchanlik elektronlari zichligi Si nikidan taxminan 10^3 marta katta.

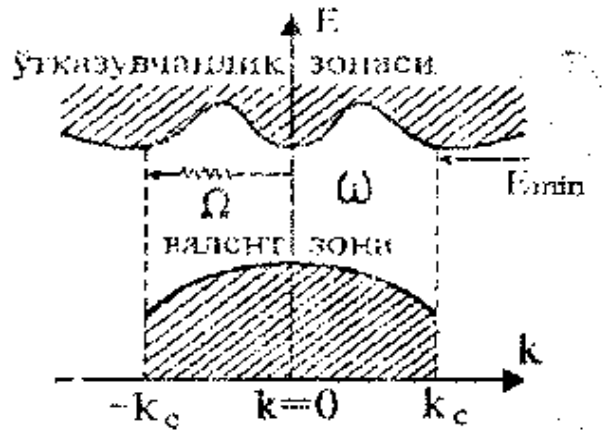
Qattiq jismlarning ta'qiqlangan zona kengligini optik usulda aniqlash mumkin. Buning uchun qattiq jismlarda yorug'lik nuri yutilish koeffitsentini to'lqin uzunligiga bog'liqligi o'rganiladi. Foton energiyasi $\hbar\omega < E_g$ bo'lganda u deyarli yutilmaydi, chunki uning energiyasi valent zonadagi elektronlarni o'tkazuvchanlik zonasiga ko'tarish uchun yetmaydi. $\hbar\omega \geq E_g$ bo'lganda fotonlarning yutilishi boshlanadi (3- chizma).

Kristallda elektron kovak jufti hosil bo'ladi. Elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga bunday o'tish bevosita (ya'ni to'g'ri) o'tish deb nomlanadi. Ba'zi qattiq jismlarning (masalan Ge, Si) zonalar tuzilishi murakkab bo'ladi.



3-rasm. Yarimo'tkazgichda yorug'lik yutilishi

Ularning o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar uchun eng kichik energiya (E_{\min})ga to'g'ri keluvchi to'lqin vektor k_c , valent zonadagi kovaklarning eng katta energiyasiga mos keluvchi to'lqin vektori ($k=0$) bilan mos kelmaydi (4-rasm).

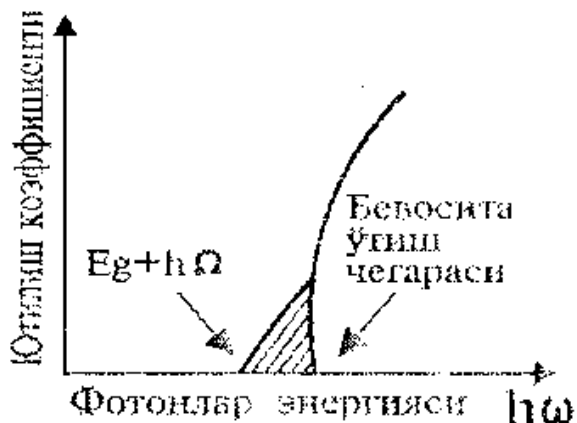


4-rasm. To'g'ri va noto'g'ri o'tishlar

Endi bevosita o'tish uchun harakat miqdori saqlanish qonuni bajarilmaydi. Lekin, bundan o'tishlar fonon hosil bo'lishi bilan amalga oshishi mumkin. Unda energiya saqlanish qonuni $\hbar\omega_\phi = E_g + \hbar\omega_q$. Impulsning saqlanish qonuni esa

$$\vec{k}_\phi = \vec{k}_c + \vec{k}_q \quad (2)$$

ko'rinishda yoziladi.



5-rasm. Bevosita o'tishlar chegarasi

Bunda ω_f va k_f lar uyg'otilgan fotonning takroriyligi va to'liqin vektori. Yorug'lik ta'sirida elektronlarning bunday o'tishi *bilvosita* o'tish deb nomlanadi. Bilvosita o'tishda qattiq jismlarning ta'qiqlangan zona kengligini to'g'ridan to'g'ri aniqlab bo'lmaydi. Ta'qiqlangan zona chegarasi siljigan bo'ladi. Yarimo'tkazgichda yutilgan foton erkin elektron va kovak hosil qiladi. Energiyaning bir qismi esa $\hbar\omega_q$ energiyali fonon hosil qilishga sarflanadi. Ba'zi qattiq jismlar uchun ta'qiqlangan zona kengligi 1 –jadvalda keltirilgan d — harfi bilan *bevosita* o'tish, i -harfi bilan *bilvosita* o'tish kuzatilgan qattiq jismlar belgilangan.

1-jadval

№	Йрмўткаатч кристалл	Ўтин түри	$E_g, \text{Эв}$		№	Йрмўткаатч кристалл	Ўтин түри	$E_g, \text{Эв}$	
			0°K	300°K				0°K	300°K
1	Si	i	1.17	1.14	9	Te	d	0.33	-
2	Ge	i	0.74	0.67	10	PbS	d	0.29	0.35
3	InSb	d	0.23	0.18	11	PbSe	d	0.17	0.27
4	InAs	d	0.36	0.35	12	PbTe	d	0.19	0.3
5	InP	d	1.29	1.35	13	CdS	d	2.58	2.42
6	GaP	i	2.35	2.26	14	CdSe	d	1.84	1.74
7	GaAs	d	1.52	1.43	15	CdTe	d	1.61	1.45
8	AlSb	i	1.65	1.52	16	SnTe	d	0.3	0.18

Kristalldagi energiyaviy zonalarning o'ziga xos xususiyatlari va ta'qiqlangan zonaning kengligiga qarab kristallarning elektrik xossalari qanday o'zgarishini qarab chiqaylik.

2. Qattiq jismlarda valent zona, o'tkazuvchanlik zonasi haqida ma'lumotlar

Juda ko'p atomlardan qattiq jism hosil bo'lganda atomlar bir-biriga juda yaqin keladi, ular orasidagi

(aniqrog'i, ularning elektronlari qobiqlari orasida) kuchli o'zaro ta'sir oqibatida atomdagi elektronlar energiyalari satxlari parchalanib (N ta atomdan tashkil topgan qattiq jismda atomdagi satx N ta satxga ajraladi), elektronlar energiyalari zonalari hosil bo'ladi. Biz bundan buyon elektronlar so'zini nazarda tutib, qisqaroq qilib **energiya zonalari**ni ko'rib o'tamiz.



6-rasm.

Kristall qattiq jismda energiya zonalarining energiya sathlardan hosil bo'lishi rasmda tasvirlangan. Undan ko'rinishicha, atomlararo d masofa kichraya borgach, ular orasida o'zaro ta'sir kuchayishi oqibatida atomdagi sathlar atomlararo muvozanatli masofa d_0 gacha erishilganda energiya zonalari tizimi shakllanadi. Bunda elektronlar joylashishi mumkin bo'lgan (ruhsat etilgan) energiya zonalari orasida elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lmagan (ta'qiqlangan) energiyalar zonalari joylashgan. Demak, yakka atomdagi chizig'iy energetik spektr qattiq jismda energetik zonalar spektriga aylanadi.

Davriy maydonda elektronning energiyalar spektri ruhsat etilgan va ta'qiqlangan energiya zonalariga ajralgan bo'ladi.

Ruhsat etilgan zona ichida elektronning energiyasi uzluksiz o'zgaradi, deb hisoblash mumkin, chunki har bir zona ichida energiya sathlari juda zich joylashgan (zonadagi sathlar soni kristaldagi atomlar soniga teng bo'ladi). Zonaning tartibi (yuqoriga qarab) ortgan sari ruhsat etilgan energiya zonalari kengayib, ta'qiqlangan zonalar torayib boradi. Ba'zi hollari ruhsat etilgan zonalardan ikkitasi bir-biri ustiga qisman tushishi ham mumkin.

3. Ta'qiqlangan zona

Zaryad tashuvchilarni yutilgan yorug'lik paydo qilganligi sababli biz bu yerda bir necha yutilish xollarini qarab chiqamiz.

1. Yorug'lik hususiy yoki asosiy yutilishi –bunda yutilgan foton energiyasi hisobiga elektron valent zonadan bevosita o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib oladi (zonalararo o'tish xodisasi yuz beradi). Foton energiyasi ta'qiqlangan zona kengligidan kichik bo'lmasligi kerak: $h\omega \geq E_g$.

2. Yorug'lik kirishmalar tomonidan yutilishi – bunda yutilgan foton energiyasi hisobiga elektronning kirishma atomidan o'tkazuvchanlik xonasiga yoki valent zonadan kirishma sathiga o'tishi sodir bo'ladi (7-rasm (2)). Bunday yutilish yuz berishi uchun foto energiyasi $h\omega$ kirishmaning ionlanish energiyasidan kattaroq bo'lishi zarur $h\omega \geq E_1$. Ta'qiqlangan zonadagi ikki sathlararo o'tishlar zaryad tashuvchilar xosil qilmasligi mumkin.

3. Yorug'likning erkin zaryad tashuvchilar yutilishi – yorug'lik to'liqinining elektrik maydoni ta'sirida zaryad tashuvchilar majburan tebranadi, bu yorug'lik energiyasi evasiga yuz beradi (7-rasm (3)).

4. Eksiton yutilishi – bunda yorug'lik energiyasi hisobiga o'zaro bog'langan elektron-kovak jufti (eksiton) xosil bo'ladi (7-rasm (4)).

5. Yorug'likning kristall panjarasi tebranishlari tomonidan yutilishi – bunda yorug'lik energiyasiga panjara tebranishlari (qo'shimcha) uyg'otiladi.

6. Yorug'likning zonalar ichida yutilishi – zonalari murakkab tuzilishga ega bo'lgan qattiq jismlarda elektron (kovak) yutilgan.

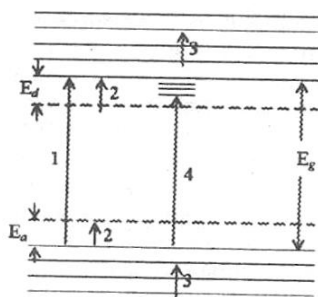
7. Yorug'likning elektron-kovak plazmasi yutilishi- bu xodisada teng va yetarlicha ko'p elektronlar, hamda kovaklar to'plamidan iborat plazma o'z energiya spektriga mos tushadigan yorug'likni yutadi.

Yorug'likning moddada yutilishi quyidagi Buterhamberf qonuniga bo'ysunadi:

$$I(x)=I(0)\exp(-ax)$$

Bunda $I(0)$ -namuna ichiga kirayotgan yorug'lik oqimi. $I(x)$ –namuna sirtidan x - masofada ichkaridan yorug'lik oqimi. a - moddaning yorug'likni yutish koeffitsienti.

a - turli yutilish xollarida, turli moddalar uchun turli qiymatlarga ega bo'ladi.[2]



7-rasm. Yorug'lik yutilishi xollari: foton energiyasi xisobiga mazkur zona ichidagi bir xolatdan yuqoriroq boshqa xolatga o'tadi.

Yorug'lik yutilishi oqibatida, qo'shimcha (nomuvozanatiy) zaryad tashuvchilar paydo bo'lishi miqdoran boshqarish uchun generatsiya tezligi tushunchasi kiritiladi. U elektronlar va kovaklar generatsiyasi uchun quyidagicha ifodalanadi:

$$G_n = \eta_n q_1, \quad G_p = \eta_p q_1$$

Bu ifodadagi η_n va η_p kvant chiqishlar deyiladi. Ular yutilgan bir foton (kvant) xosil qilgan erkin elektron va kovaklar sonini bildiradi. q_1 – birlik xajmda 1 s vaqtda yutilgan fotonlar soni, demak G_n va G_p mos ravishda elektronlar va kovaklar generatsiyasi tezligi birlik xajmda 1s da paydo bo'lgan qo'shimcha elektronlar sonini ifodalaydi:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p}{\tau_p}$$

Bunda τ_n va τ_p -erkin elektronlar va kovaklarning yashash vaqti, R_n va R_p - tegishli rekombinatsiya tezliklari, n_0 va p_0 - muvozanatiy zichliklar, n va p - nomuvozanatiy zichliklar.

Yoritish boshlangandan ma'lum vaqt o'tgach elektronlar va kovaklar soni ko'payishi to'g'taydi, bunda statsionar xolat barqaror topadi, ya'ni generatsiya va rekombinatsiya tezliklari bir-biriga teng bo'lib qoladi:

$$G_n = R_n, \quad G_p = R_p$$

Xususiy yutilish holida:

$$G_n = G_p = R_n = R_p$$

Endi rekombinatsiyaning turli xolatlarini ko'raylik.

1. Zonalararo rekombinatsiya. Bu xolda o'tkazuvchanlik elektroni bevosita valent zonadagi kovak bilan qo'shiladi, ta'qiqlangan zonaning E_g energiyasiga teng bo'lgan energiya yo yorug'lik kvanti (foton) sifatida nurlanadi (nurlanishli rekombinatsiya) yoki mazkur energiya kristal panjarasiga beriladi- fononlar uyg'otaladi (nurlanishsiz rekombinatsiya).

Birinchi xolni ko'ramiz. Termodinamik muvozanat sharoitda

$$R_0 = G_0 = \gamma_n n_0 p_0 = \gamma_n n_i^2$$

γ_n – nurlanishli rekombinatsiya koeffitsienti.

Yoritilish (injektsiya) sharoitida:

$$R = \gamma_n (np - n_0 p_0) = \frac{np - n_i^2}{n_i^2} R_0$$

Agar muvozanatliy zichliklarni $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$ $\Delta n = \Delta p$

ko'rinishda yozib olsak, e'tiborga olsak,

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{1}{R_0} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0 + \Delta n}$$

Nurlanish rekombinatsiya koeffitsienti γ_n hisoblangan:

$$\gamma_n = \frac{1}{\pi^2 c^2 n_i^2} \int_0^\infty \frac{\bar{n}^2 \alpha \omega^2 d\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}$$

Bunda s-yorug'lik tezligi, \bar{n} -sindirish ko'rsatkichi, boshqa belgilar odatdagi.

Kuchsiz yoritish sohasida ($\Delta p = \Delta n \ll (n_0 + p_0)$)

$$(\Delta p = \Delta n \ll (n_0 + p_0)) / \tau = 1 / \gamma_n (n_0 + p_0)$$

Shu xolda τ na Δn ga, na J ga bog'liq emas, ammo $\Delta n \sim J$ bo'lganligidan $Rn \sim \Delta n$ bo'ladi (chizig'iy rekombinatsiya).

Kuchli yoritish sohasida ($\Delta p = \Delta n \gg (n_0 + p_0)$)

$$\tau = \frac{1}{\gamma_n \Delta n}, R = \frac{\Delta n}{\tau} = \gamma_n (\Delta n)^2 \sim (\Delta n)^2$$

Bunday rekombinatsiyani **kvadratik rekombinatsiya** deyiladi.

Qattiq jismlarda valent zona batamom to'lgan, lekin keyingi bo'sh zonagacha bo'lgan masofa kichik (2 eV dan kichik). Mutlaq nol temperaturada yarimo'tkazgichning valent zonasi batamom to'la, o'tkazuvchanlik zonasi esa bo'sh bo'lganligi sababli elektrik o'tkazuvchanlik nolga teng. Temperatura ortishi bilan issiqlik ta'sirida o'tkazuvchanlik zonasiga o'tayotgan elektronlar soni eksponentsial ravishda orta boradi. O'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar soniga mos ravishda valent zonadagi kovaklar soni va demak, yarimo'tkazgichning elektrik o'tkazuvchanligi ortadi. Xususiyl (kirishmasiz) qattiq jismlar uchun o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar soni

n_0 va mos ravishda valent zonadagi kovaklar soni p_0 temperaturaga qarab quyidagicha o'zgaradi :

$$n_0 = p_0 = Be^{-\frac{\Delta W_0}{2kT}} \quad (3)$$

bu yerda, V -yarimo'tkazgichga tegishli o'zgaras kattalik.

Elektrik o'tkazuvchanlik erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasiga mutanosib ekanligi ma'lum:

$$\delta = \mu_n en_0 = \mu_p ep_0 \quad (4)$$

bu yerda, μ_n va μ_p -elektron va kovaklar harakatchanligi, ye-
elektron zaryadi.

U holda qattiq jismlarning elektrik o'tkazuvchanligi temperaturaga bog'liq ravishda quyidagi qonuniyat bilan o'sadi:

$$\delta \cong Ae^{-\frac{\Delta W_0}{2kT}} \quad (5)$$

bu yerda, A -o'zgaras doimiy. Demak, yarimo'tkazgichning elektrik o'tkazuvchanligi temperatura ortishi bilan juda keskin ortar ekan. Bu qattiq jismlarning o'ziga xos muhim xususiyatlaridan biridir.

O'tkazgichlarda-valent zona qisman to'lgan yoki yuqoriroqdagi bo'sh zona bilan qisman ustma-ust tushadi. o'tkazgichlar zonalarida sodir bo'ladigan tok o'tkazish hodisalarini ishqoriy yer elementlari misolida tushuntirish mumkin. Ishqoriy metallar atomining S-qobig'ida bitta elektron mavjud. Aslida esa, bu qobiqda ikki elektron joylashishi mumkin (Pauli tamoyili bunga yo'l qo'yadi) bo'lganligi va elektronlar eng kichik energiyaviy holatni egallashga intilganligi sababli, metall kristall panjarasidagi

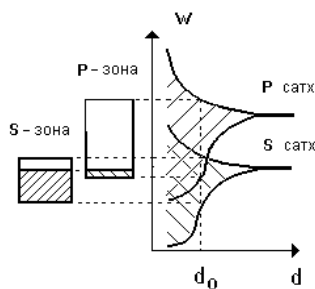
bir qism atomlarning S -qobiqlaridagi elektronlar ikkinchi yarimqism atomlarning S -qobiqlardagi ikkinchi bo'sh joylarga o'tib joylashib oladi. SHunday qilib, kristall valent zonasidagi mumkin bo'lgan holatlarning yarimqismi to'lgan, yarimqismi esa bo'sh bo'ladi. Binobarin, metallda valent zonaga bevosita yondosh bo'sh zona-o'tkazuvchanlik zonasi mavjud, ya'ni ular orasida ta'qiqlangan zona yo'q bo'ladi. Ana shunday kristallga elektrik maydon berilsa, ma'lum qism elektronlar maydon ta'sirida o'z harakatini maydon bo'ylab yo'naltiradi va yuqoridagi bo'sh sathga o'tib, elektrik o'tkazuvchanlikni yuzaga keltiradi.

Ishqoriy yer metallariga kelsak, ularning S -sathida ikkitadan elektron mavjud bo'lganligidan S -zona batamom to'lgan bo'ladi. Biroq bu metallarning kristall panjarasi shunday tuzilganki, S -zona undan keyingi bo'sh P -zona bilan qisman ustma-ust tushadi. Elektronlar S -zonaning yuqoridagi qismidan R -zonaga shunday o'tadiki, ikkala zona ham qisman bir xil energiyaviy sathga qadar to'lgan bo'ladi. S -zonada bo'sh joylar-kovaklar va P -zonada esa ma'lum miqdorda elektronlar mavjudligi tufayli kristall elektrik o'tkazuvchan bo'ladi.

Barcha metallarda va metall qotishmalarda valent zona yo faqat qisman to'lgan, yoki keyingi bo'sh zona bilan qisman ustma-ust tushgan bo'ladi, shu sababli ular elektrik tokni yaxshi o'tkazadilar.

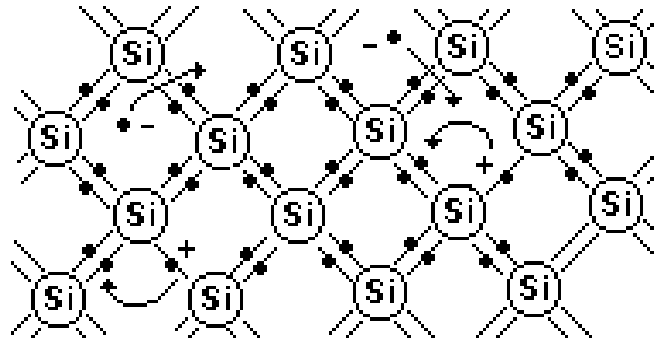
SHunday qilib, yarimo'tkazgichda pastdagi to'lgan (valent) zonaning yuqori qirg'og'idan yuqoridagi bo'sh (o'tkazuvchanlik) zonaning quyi qirg'og'i (8-rasm) shunday energiyaviy oraliq ΔW_0 bilan ajralganki, xona temperaturasida yetarlicha issiqlik energiyasiga ega bo'lgan ba'zi-bir elektronlar bu oraliqdan o'ta olishi mumkin.

Ushbu jarayonda elektronlar to'lgan zonaning yuqori qismidan bo'sh zonaning pastki qismiga o'tadi. Har qanday elektronning to'lgan zonaning yuqori sathlarini tashlab to'lmagan zonaning quyi sathlariga o'tish ehtimolligi, ana shu oraliqni o'tish uchun zarur bo'lgan energiya ΔW_0 ortishi bilan keskin kamayadi. To'lgan zonadagi elektronlar kristallning o'tkazuvchanligida ishtirok etmasligi yuqorida ko'rsatib o'tildi.



8-rasm. Metallarning kristall panjarasida S- va P-zonalarning qisman ustma-ust tushishi

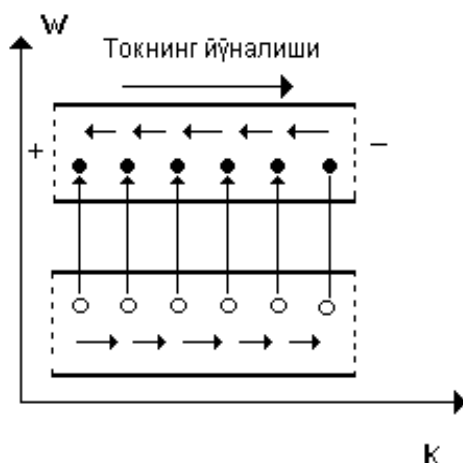
Biroq, xona temperaturasida valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga nechta elektron o'tsa, valent zona shuncha elektronni yo'qotadi va nihoyat qisman to'lmagan holat yuzaga keladi.



9-rasm. Valent zonada musbat zaryadli kovaklarning paydo bo'lishi.

Ya'ni, valent zonada elektron yetishmagan bog'lanishlar-musbat zaryadli kovaklar (9-rasm) hosil bo'ladi. Endi elektronlar boshqa bog'lanishlardan ana shu kovaklarga sakrab o'tish imkoniyatiga ega bo'ladi. Natijada bu kovak elektron bilan to'lib yo'qoladi, boshqa bog'lanishda kovak paydo bo'ladi. SHunday qilib go'yo kovak kristallning bir joyidan ikkinchi joyiga tartibsiz ko'chib yuradi. [3]

Agar bunday yarimo'tkazgichga tashqi elektrik maydon berilsa, bu bog'lanishdan u bog'lanishga tartibsiz sakrab yurgan valent elektronlarning maydon yo'nalishi bo'ylab tartibli sakrab o'tishlari va demak, valent zonada kovaklarning ushbu elektronlarga teskari yo'nalishdagi tartibli ko'chishi-kovaklar toki, o'tkazuvchanlik zonasida esa, erkin elektronlar toki (10-rasm) yuzaga keladi.



10-rasm. Tashqi elektrik maydon berilganda yarimo'tkazgichda erkin elektronlar va kovaklar tokining paydo bo'lishi.

Elektronlari soni kovaklari soniga teng ($n_0=p_0$) bo'lgan, bir turdagi atomlardan tashkil topgan sof yarimo'tkazgich-xususiy yarimo'tkazgich deyiladi. Masalan, tarkibida birorta ham nuqsoni bo'lmagan yarimo'tkazgich xususiy yarimo'tkazgich bo'lishi mumkin. Tabiiyki, bunday yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi berilgan sharoitda shu turdagi, lekin xususiy bo'lmagan yarimo'tkazgichnikiga qaraganda nihoyatda kichik bo'ladi. Masalan, xususiy yarimo'tkazgich kremniyning xona temperaturasi sharoitidagi solishtirma qarshiligi taxminan 300 kOm·sm atrofida bo'ladi. SHu bilan birga xususiy qattiq jismlarda elektrik tokning paydo bo'lishida ham elektronlar, ham kovaklar qatnashishini doim esda tutish lozim.

3-MA'RUZA. Yarimo'otkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar.

REJA

1. Erkin zaryad tashuvchilarning asosiy xossalari
2. Erkin zaryad tashuvchilarning yashash vaqti.
3. Erkin zaryad tashuvchilarning erkin yugurish yo'li
4. Erkin zaryad tashuvchilarning harakatchanligi

Tayanch so'zlar: O'tkazuvchanlik zonasi, kirishma, kvaziuzluksiz, erkin zaryad tashuvchi, kvazizarra.

Mutloq noldan farqli temperaturalarda elektronlarning issiqlik ta'sirida uyg'onishi va ularning valent zonadagi holatdan o'tkazuvchanlik zonasidagi holatlardan biriga o'tishi ma'lum ehtimollikka ega. Xuddi shuningdek, elektron donor aralashma sathidan

o'tkazuvchanlik zonasiga yoki valent zonadan aktseptor kirishmasi sathiga o'tishi ham mumkin.

O'tkazuvchanlik zonasidagi holatlardan birida turgan elektron o'zini erkin zaryad tashuvchidek namoyon etadi, zero bu zonadagi holatlar kvaziuzluksiz (deyarli uzluksiz) bo'lgani uchun, elektronning holati juda kichik elektrik maydon ta'sirida ham o'zgarishi mumkin. Bunday elektronlar o'tkazuvchanlik elektronlari deb ataladi.

Xususiy yarimo'tkazgich valent zonasidagi elektronlar tizimidan bir nechta o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib ketsa, bu tizimda elektronlarning vakant (bo'sh) holatlari yuzaga keladi. Bunday sharoitda yarimo'tkazgichga tashqi elektrik maydon berilsa, valent elektronlar bu maydonga mos yo'nalishda ko'chib shu

vakant holatlarga o'tishlari mumkin. SHunday qilib, tashqi elektrik maydon butun valent elektronlar tizimining holatini o'zgartiradi, ya'ni vakant holatlarning ko'chishini yuzaga keltiradi. Ya'ni, valent zonada ham o'ziga xos erkin zaryad tashuvchilar paydo bo'ladi.

Bunday erkin zaryad tashuvchilarning o'ziga xos xususiyatlari shundan iboratki, valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tgan elektronlarning soni qancha bo'lsa, zaryad tashuvchilar soni ham shuncha bo'ladi. Ikkinchidan, bu erkin zaryad tashuvchilarning zaryadi elektron zaryadiga teng va ishorasi jihatdan unga teskari, ya'ni musbat ishoralidir. Normal valent elektronlarning to'la bo'lmagan tizimi xususiyatini to'la ravishda ifodalovchi bunday zarralar soni yarimo'tkazgich valent zonasidagi vakant holatlar soniga tengdir. Bunday kvazizarra o'tkazuvchanlik kovagi degan nom bilan yuritiladi.

1. Erkin zaryad tashuvchilarning asosiy xossalari

O'tkazuvchanlik elektronlari bilan kovaklarning zaryadlari miqdoran o'zaro teng, ishora jihatdan esa teskaridir, ya'ni $e_n = -1,6 \cdot 10^{-19} K$ va $e_p = 1,6 \cdot 10^{-19} K$. Ular turli xil samaraviy - m_n va m_p massalarga ega. Ular τ_n va τ_p -o'rtacha yashash vaqtlari davomida mavjud bo'ladilar. Ularning harakati erkin yugurish yo'llari - l_n va l_p harakatchanliklari μ_n va μ_p diffuziya yo'li uzunliklari L_n va L_p bilan tasiflanadi. O'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklarning yarimo'tkazgichdagi konsentratsiyasi temperaturaga, kirishmaviy atomlar konsentratsiyasiga, elektrik maydon kuchlanganligiga, yarimo'tkazgichga ta'sir ko'rsatayotgan yorug'lik yoki boshqa tashqi omillarning jadalligiga bog'liq.

O'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklarining samaraviy massalari.

Yarimo'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik

elektronlari va kovaklari biz yuqorida aytib o'tganimizdek, qator o'ziga xos xususiyatlarga ega. Masalan, o'tkazuvchanlik elektronlari zaryad jihatdan vakuumdagi elektronga o'xshash bo'lishiga qaramasdan massa jihatdan undan tubdan farq qiladi. Masalan, o'tkazuvchanlik elektronlari uchun samaraviy massa m_n -tushunchasi kiritilib, u kattalik jihatdan turli yarimo'tkazgichlar uchun turli qiymatlarga ega. Chunonchi, kremniyda $m_n=0,26m_0$, germaniyda esa $m_n=0,12m_0$. Xuddi shuningdek kovaklar uchun ham samaraviy massa m_p -tushunchasi mavjud. Kremniy uchun $m_p=0,38m_0$, germaniy uchun esa $m_p=0,25m_0$. o'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklari massasining bunday namoyon bo'lishiga, yarimo'tkazgichda o'tkazuvchanlik

elektronlarining vakuumdagi erkin elektronlardan farqli ravishda kristall panjarani tashkil qiluvchi atomlar va ularning elektronlarining murakkab elektrik maydonlar ta'sirida harakat qilishlari sababdir. Ushbu maydonlar bir sharoitda elektronlar harakatiga to'sqinlik qilsa, (bunda elektron og'irroq zarra sifatida namoyon bo'ladi), ikkinchi sharoitda ularning harakatini tezlashtiradi (bu xolda elektron yengilroq zarra sifatida namoyon bo'ladi). Undan tashqari anizotropik kristallarda m_n va m_p samaraviy massalar kristallografik yo'nalishlarga ham bog'liq bo'ladi. Samaraviy massa haqidagi masala bilan chuqurroq tanishmoqchi bo'lgan o'quvchiga qo'shimcha adabiyotga murojaat qilishni tavsiya etamiz.

2. Erkin zaryad tashuvchilarning yashash vaqti.

Yarimo'tkazgichda berilgan temperaturada, muvozanat holatda ma'lum konsentratsiyada erkin elektronlar va erkin kovaklar mavjud ekanligi bizga yuqoridan ma'lum. Bunday konsentratsiyalar muvozanatdagi konsentratsiyalar deb ataladi va mos ravishda n_n va n_p harflari bilan belgilanadi. Yarimo'tkazgichda muvozanat sharoitida vaqt birligi ichida ma'lum miqdorda elektron va kovak juftlari hosil bo'lib (generatsiyalanib) tursa, ikkinchi tomondan shuncha juft rekombinatsiyalanib turadi:

$$r_0 = g_0 \quad (1)$$

bu yerda, r_0 va g_0 muvozanat holatidagi rekombinatsiya va generatsiya tezliklari. SHuning uchun ham n_n va n_p lar berilgan temperatura uchun o'zgarmaydi.

Vaqt birligi ichida rekombinatsiyalanuvchi zaryadlar juftining soni ularning konsentratsiyasiga mutanosibdir:

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (2)$$

bu yerda, γ_r -rekombinatsiya doimiysi deyiladi.

Erkin elektron va kovak hosil bo'lishi va ularning qaytib rekombinatsiyalanishi hodisalari orasida ma'lum vaqt o'tadi. Bu vaqt qarama-qarshi zaryadli zarralarning bir-biri bilan uchrashish ehtimolligiga, rekombinatsiya vaqtida ajralib chiqqan energiyani socha olish imkoniyatiga va boshqa sharoitlarga bog'liq. Zarraning erkin holatda mavjud bo'lish o'rtacha vaqti uning yashash vaqti deyiladi.

Biz yuqorida $\gamma_r p_0$ - elektronning, $\gamma_r n_0$ - esa, kovakning rekombinatsiyalanish ehtimolligi ekanligini ko'rsatdik. Ularning yashash vaqtlari esa ushbu ehtimolliklarning teskari qiymatlarining o'zginasidir:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (3)$$

elektron va

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (4)$$

kovak uchun.

Mos ravishda ushbu ifodalarni quyidagicha yozish mumkin:

$$\tau_n = \frac{n_0}{r_0} \quad (5)$$

elektron va

$$\tau_p = \frac{P_0}{r_0} \quad (6)$$

kovak uchun.

Yuqoridagi ifodalar muvozanat holati uchun o'rinlidir. Agar, yarimo'tkazgich tashqi ta'sirga uchrasa, masalan, yorug'lik bilan yoritilsa, keskin qizdirilsa, zarralar bilan urilsa, uning hajmida jadallik bilan zaryad tashuvchilar hosil bo'la boshlaydi - muvozanat buziladi. Bunday sharoitda nomuvozanat holat yuzaga keladi.

Bu hol uchun nomuvozanat zaryad tashuvchilarning yashash vaqti:

$$\tau = \frac{1}{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p}} \quad (7)$$

Ushbu jarayonda nomuvozanat zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi vaqtga qarab:

$$\Delta n = \Delta n(c)e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (8)$$

qonuniyat bilan o'zgaradi. Bu yerda, $\Delta n(c)$ -zaryad tashuvchilarning tashqi ta'sir to'xtagan paytdagi nomuvozanat konsentratsiyasi.

3. Erkin zaryad tashuvchilarning erkin yugurish yo'li

Yarimo'tkazgichga tashqi maydon berilmaganda erkin elektronlar istalgan yo'nalishda tartibsiz harakat qiladi. Elektrik maydon E ta'sir etganda esa elektron maydon bo'ylab yo'nalgan $a = -\frac{eE}{m_n}$ tezlanish va

$\Delta \mathcal{G} = a\tau_c$ qo'shimcha tezlik oladi, bunda τ_s -tezlanish vaqti. Agar τ_s istagancha katta bo'lganda elektronning tezligi Δv cheksiz o'sib boravergan bo'lar edi. Biroq, bu holat faqat atomlari o'z joyida tinch turgan ideal kristall panjaralarda amalga oshishi mumkin. Aslida esa real

kristallardagi davriy maydon, birinchidan, atomlarning issiqlik harakatlari, ikkinchidan, kristall panjaradagi turli nuqsonlar ta'siri sababli buzilgan bo'ladi.

Shular tufayli elektron, o'z yo'lining faqat qisqa qismidagina erkin yura oladi, so'ngra boshqa atom yoki nuqsonlar bilan to'qnashib tezlanishi va tezligini yo'qotadi. Elektronning tezlanish olishi yangidan boshlanadi.

Ana shu l_n yo'l elektronning erkin yugurish yo'li deb ataladi. τ_e -vaqt erkin yugurish vaqti deyiladi:

$$\tau_e = \frac{l_n}{\mathcal{G}} \quad (9)$$

Buy erda, ν -elektronning to'qnashishlar orasidagi tezligi. Tajriba ko'rsatadiki, l_n odatda juda kichik, ya'ni $\sim 10^{-5}$ sm atrofida. Shuning uchun elektronning bu masofada E maydon ta'sirida olgan qo'shimcha tezligiuning issiqlik harakati tezligi ν_0 ga qaraganda juda kichik. Shu sababli (9) formulada ν ning o'rniga ν_0 ni qo'yish mumkin:

$$\tau_e = \frac{l_n}{\mathcal{G}_0} \quad (10)$$

4. Erkin zaryad tashuvchilarning harakatchanligi

Harakat tezligini deyarli yo'qotgan elektron E elektrik maydon ta'sirida Δv qo'shimcha tezlik olsa, u holda elektronning maydon bo'ylab harakatidagi o'rtacha tezligi:

$$\bar{g} = \frac{\Delta \bar{g}}{2} = \frac{e}{2m_n} \cdot \frac{l_n}{\mathcal{G}_0} E = \mu_n E \quad (11)$$

bu yerda,

$$\mu_n = \frac{e}{2m_n} \cdot \frac{l_n}{\mathcal{G}_0} = \frac{\bar{g}}{E} \quad (12)$$

elektronning harakatchanligi deyiladi. Ya'ni, elektronning kuchlanganlik kattaligi 1 V/sm bo'lgan maydonda olgan tezligi elektronning harakatchanligi deb ataladi. Bu ifodadan ko'rinishicha, erkin zaryad tashuvchining harakatchanligiuning samaraviy massasiga teskari mutanosib bo'lib, o'lchov birligi $\text{sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ga teng.

Xuddi yuqoridagidek, kovak uchun ham harakatchanlik ifodasini yozishimiz mumkin:

$$\mu_p = \frac{e}{2m_p} \cdot \frac{l_p}{g_0} \quad (13)$$

Erkin zaryad tashuvchilarning harakatchanligi kristall panjaraning xossalariga, unda kirishmalarning bor yoki yo'qligi va temperaturaga bog'liqdir.

Xona temperaturasida elektronlarning harakatchanligi kremniyda $1350 \text{ sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, germaniyda esa $3900 \text{ sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ga teng. Temperatura ortishi bilan kristall panjaradagi atomlarning issiqlik tebranishlari ko'payishi tufayli elektronlarning sochilishi ham kuchayadi, harakatchanligi esa kamayadi.

Tajribadan quyidagi munosabatlar topilgan:

$$\mu_n = 5,5 \cdot 10^6 T^{-(1,5 \div 2,5)} \text{ cm}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}, \text{ kremniy uchun,}$$

$$\mu_n = 3,5 \cdot 10^7 T^{-1,6} \text{ cm}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}, \text{ germaniy uchun.}$$

Kirishmalar kontsentratsiyasi uqadar yuqori bo'lmaganda, ($10^{15} - 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ atrofida) ular harakatchanlikka sezilarli ta'sir ko'rsatmaydi. Bundan yuqoriroq kontsentratsiyalarda esa,

kirishmalar harakatchanlikni susaytiradi. Kovaklarga kelsak, ularning xona temperaturasidagi harakatchanligi kremniyda $430 \text{ sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, germaniyda esa $1900 \text{ sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Temperatura ortishi bilan kovaklar harakatchanligi elektronlarnikiga qaraganda keskinroq kamayadi:

$$\mu_p = 2,4 \cdot T^{-(2,3 \div 2,7)} \text{ cm}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}, \text{ kremniy uchun,}$$

$$\mu_p = 9,1 \cdot 10^8 T^{-2,3} \text{ cm}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}, \text{ germaniy uchun.}$$

Hozirgi zamon texnikasida ishlatiladigan yarimo'tkazgichlar orasida erkin zaryad tashuvchilarining harakatchanligi eng yuqori bo'lganlari bu-*GaAs* va *InSb* kristallaridir. Ularda elektronlarning harakatchanligi $9 \cdot 10^5 \text{ sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ gacha boradi.

4-MAVZU. Dielektriklar to'g'risida asosiy tushunchalar

REJA

1. Dielektriklarga oid asosiy tushunchalar va kattaliklar.
2. Dielektrik singdiruvchanlikning temperatura koeffitsienti
3. Piroelektriklar
4. P'ezoelektrik hodisa. Pe'zoelektriklar
5. Signetoelektriklar
6. Signetoelektrik domenlar va antisignetoelektrik hodisalar
7. Dielektrik yo'qotishlar
8. Dielektriklar teshilishi (buzilishi)

Tayanch so'zlar: yarimo'tkazgichlar, dielektriklar, kremniy, elektr maydon, elektron, elektr o'tkazuvchanlik, signetoelektrik, p'ezoelektrik, pe'zoelektrik.

Dielektrik soʻzi yunoncha dia - orqali va inglizcha elektrik — elektr soʻzlaridan tuzilgan.

«Dielektrik» atamasini Faradey elektr maydon kiradigan moddalarni atash uchun kiritgan.

Dielektriklar elektr tokini yomon oʻtkazadi.

Ionlanmagan barcha gazlar, baʼzi bir suyuqliklar va qattiq jismlar dielektriklar boʻladi.

Metallarning solishtirma elektr oʻtkazuvchanligi

$\sigma \sim 10^8 - 10^6 \text{Om}^{-1}\text{m}^{-1}$ tartibida, dielektriklarniki esa

$10^{-10} - 10^{-15} \text{Om}^{-1}\text{m}^{-1}$ tartibida boʻladi. Bu tafovutni

klassik fizika metallarda erkin elektronlar boʻladi,

dielektriklarda esa barcha elektronlar bogʻlangan

boʻlib, ularni elektr maydon oʻz atomlaridan ajratib

ololmaydi, balki biroz siljitadi deb tushuntirar edi.

Qattiq jismlarning kvant fizikasi elektronlar energiya

zonalarining turlicha toʻldirilganligidan qattiq

jismlarning elektr, optik va boshqa koʻp xossalari

kelib chiqishligini tushintirib bera oldi. Xususan

dielektriklarda valent zonalar toʻla toʻldirilgan boʻlib,

ularning yuqorisidagi bo'sh zona to'ldirilgan zonadan ancha yuqorida joylashgan, to'la to'ldirilgan zona elektronlari elektr o'tkazuvchanlikda qatnasha olmaydi, ularning bo'sh zonaga o'tib olib, o'tkazuvchanlikda qatnasha olishi uchun yengib o'tilishi zarur bo'lgan energetik to'siq (ta'qiqlangan zona kengligi) ancha katta, bunday o'tish imkoniyati, odatda juda kichik, shuning uchun dielektriklar elektr tokini deyarli o'tkazmaydi. Ularda elektr maydon elektronlar zichligini qayta taqsimlaydi (atom va molekulalar ichida elektronlarni siljitadi) - qutblanish hodisasini yuzaga keltiradi.

Zonalar nazariyasiga asosan, dielektriklar bilan yarimo'tkazgichlar orasidagi farq yuqorigi to'ldirilgan zona bilan bo'sh zona orasidagi ta'qiqlangan zona kengligining har xil bo'lishligidan iborat. Yarimo'tkazgichlarda $E_g < 3\text{eV}$, dielektrlarda $E_g > 3\text{eV}$ deb shartli xisoblanadi.

Dielektrlarda zaryadlarnish erkin ko'chishi mumkin bo'lmaganligi tufayli uning ichkarisiga yetarlicha kuchli tashqi elektr maydonlar kira oladi. Bunda kristall panjarasining davriy elektr maydoniga qo'shimcha (tashqi) maydon qo'shilganda uchta muhim holat dielektrikning ichki tuzilishining (elektronlar va ionlar vaziyatlarining) o'zgarishini aniqlash imkonini berishi mumkin.

Agar dielektrik namunasini statik elektr maydonga (masalan, kondentsator plastinalari orasidagi maydonga) joylashtirilsa, kristallning statik dielektrik singdiruvchanligi ϵ_0 ni aniqlab, kristallning ichki tuzilishi o'zgarishi haqida muhim ma'lumot olish mumkin. ϵ_0 ni mikroskopik nazariya hisoblaydi.

Dielektrikning optik xossalarini, ya'ni uning yuqori takroriylikli elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirini aniqlash uchun dielektrik singdiruvchanlikning takroriylikka bog'lanishini,

ya'ni $\varepsilon=\varepsilon(\omega)$ ni hisoblash zarur. Bunday sindirish ko'rsatkichi $n=\sqrt{\varepsilon}$ ni aniqlash mumkin.

Ionlar kristallarida xatto tashqi maydonlar bo'lmaganida ham ionlar orasida uzoq ta'sir elektrostatik kuchlar mavjud bo'lishi mumkin. Bu kuchlar panjara o'zining muvazanatiy shakliga nisbatan deformatsiyalanishi (masalan, atomlar tebranishlari) oqibatida paydo bo'lishi mumkin.

Mazkur masalalarni tadqiqlashda muhit uchun yozilgan Maksvell tenglamalaridan foydalanish qulaydir. Keyin qattiq jismdagi mahalliy maydonlarni muxokamaga kiritib, tashqi maydon ta'sirida qutblanish xodisalarini atomlar saviyasida bayon qilinadi.

1. Dielektriklarga oid asosiy tushunchalar va kattaliklar

Ma'lumki, klassik elektrodinamika muxitlaridagi elektromagnit hodisalarini, tashqi

maydondan tashqari, yana muhit xossalarini ifodalovchi tushuncha va kattaliklar yordamida tadqiq qilgan.

\vec{E} → elektr maydon kuchlanganligi - maydonning mazkur nuqtasiga joylashtirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch;

\vec{P} → qutblanish vektori, dielektrik birlik xajmining elektr momenti;

\vec{D} → elektr induksiya (elektr siljish) vektori muxit ichida tashqi maydon va uning ta'sirida paydo bo'lgan qutblanish elektr maydonining birgalikda birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch;

ϵ → muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi (dielektr doimiy) – Gauss birliklar sistemasida izotrop muhitda \vec{D} va \vec{E} orasida proportsionallik koeffitsienti $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$

ϵ_0 → vakumning elektr doimiysi, $\epsilon_0 = (10^7 / 4\pi s^2) = 8,8542 \cdot 10^{-12}$ F Izotrop muxitda Gauss sistemasida

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} = \epsilon \vec{E} \quad (1)$$

yoki

$$\vec{P} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \vec{E} \quad (2)$$

$\chi \rightarrow$ nisbiy dielektrik qabulchanlik \vec{P} qutblanish vektori bilan elektr maydon kuchlanganligi orasidagi proportsionallik koeffitsienti

$$\vec{P} = \chi \vec{E} \quad (3)$$

(2) va (3) ifodalardan

$$\chi = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \quad \text{yoki} \quad \varepsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (4)$$

kelib chiqadi.

SI birliklar sistemasida (1.1) o'rniga

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} \quad (5)$$

(bunda $\varepsilon = 1 + \chi$) ifoda yoziladi.

Anizotrop muhit bo'lganda \vec{P} va \vec{E} vektorlar parallel bo'lmasligi mumkin, dielektrik qabulchanlik va singdiruvchanlik tenzor kattaliklar bo'ladi.

$$\text{div } \vec{D} = 4\pi r \quad (\text{CI da } \text{div } \vec{D} = r) \quad (6 \text{ a})$$

Izotrop muhitda

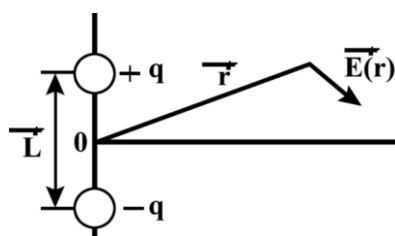
$$\text{div } \vec{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon} r \quad (\text{CI da } \text{div } \vec{E} = r/\varepsilon\varepsilon_0) \quad (6 \text{ b})$$

Ma'lumki, mazkur tenglama Kulon qonuni r zichlikda uzluksiz taqsimlangan zaryadlar holi uchun umumlashtirishdan kelib chiqqan.

Miqdor jihatdan bir – biriga teng, ammo qarama – qarshi ishorali bir – biriga bog'langan ikki zaryad dipol deyiladi. Dielektrik qabulchanlikni binobarin, dielektrik singdiruvchanlikni yakkalangan zaryadlar emas, balki dielektrik dipollar aniqlaydi. Dipolning elektr momenti

$$\vec{p} = q \vec{l} \quad (7)$$

ko'rinishida aniqlanadi, bunda q- dipolni tashkil etgan zaryadlar miqdori, \vec{l} - ularning oralig'i. (1 - rasm)



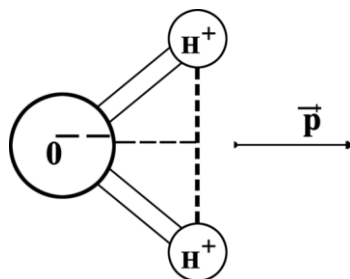
1 – rasm. Dipol maydonini xisoblashga doir.

Dipol yelkasi \vec{l} ning \vec{E} \vec{r} maydoni aniqlayotgan nuqtagacha bo'lgan \vec{r} masofadan ancha kichik

($|\vec{l}| \ll |\vec{r}|$) bo'lganda mazkur nuqtada

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{p}\vec{r})\vec{r} - r^2\vec{p}}{\epsilon r^5} \quad (8)$$

Elektr manfiyligi sezilarli farqlanadigan atomlardan tarkiblangan har qanday simmetrik bo'lmas molekla doimiy elektr dipol momentiga ega bo'ladi.



2 – rasm. H₂O molekulasining dipol momenti

Suvning H₂O molekulasi $p = 6.33 \cdot 10^{-30}$ Kl*m dipol momentiga ega bo'lib, u kislorod ionidan ikkita vodorod atomini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq o'rtasiga tomon yo'nalgan.

Dielektrik muxitda tashqi ta'sir (elektr maydon, bosim va hakazo) ostida elektr dipollar

vujudga kelishi (induktsiyalanishi) mumkin. U holda vektori \vec{P} birlik hajmda hosil bo'lgan dipollar momentlari yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\vec{P} = \sum_i \vec{p}_i \quad (9)$$

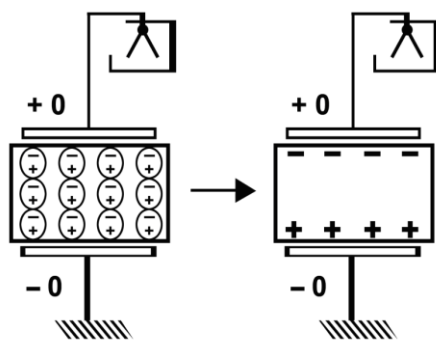
Agar yassi kondensator qoplamalari orasiga dielektrik joylansa va kondensatorga kuchlanish berilsa, dielektrik molekulari qutblanadi. (3 - rasm)

Bunda potentsial va maydon kuchlanganligi kamayadi, qoplamalar sirtida induktsiyalangan qoldiq zaryadlar paydo bo'ladi. Zaryadning sirtiy zichligi;

$$q_s = - \vec{P} \cdot \vec{n} \quad (10)$$

\vec{n} - sirtga normal birlik vektor.

Ko'pincha atom yoki ionda qutblanishni aniqlaydigan maxalliy effektiv maydonni hisoblash zarur bo'ladi. Bunda qaralayotgan atom berk sirt bilan o'ralgan deb faraz qilinadi. SHu sirt ichidagi dipollar ayrim – ayrim hisobga olinadi.



3 – rasm. Qoplamalari orasida dielektrik joylashgan kondentsator.

Demak, tashqi zaryadlar ta'sirida atomda vujudga kelgan effektli mahalliy maydon $\vec{E}_{\varepsilon\phi\phi}$ ni to'rt qo'shiluvchidan iborat shaklda yozish mumkin:

$$\vec{E}_{\varepsilon\phi\phi} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{НОК}} + \vec{E}_c + \vec{E}_{\text{дип}} \quad (11)$$

Bunda \vec{E}_0 - tashqi zaryadlar maydoni, $\vec{E}_{\text{НОК}}$ - qutblanishni buzuvchi effektlar maydoni, \vec{E}_c - faraziy berk sirtida induksiylangan zaryadlar mazkur soxasining markazida vujudga keltirgan maydon, $\vec{E}_{\text{дип}}$ - soxaning ichidagi barcha dipollar hosil bo'lgan maydon.

$\vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{НОК}} = \vec{E}_1 V_1 / d$ bo'lib V_1 - kondentsator qoplamalari orasidagi kuchlanish, d – qoplamalar oralig'i.

Demak,

$$\vec{E}_{\text{эфф}} = \vec{E}_1 + \vec{E}_c + \vec{E}_{\text{дун}} \quad (12)$$

Agar atom atrofida tanlangan hajmi sfera desak,

$$\vec{E}_c = [4\pi\vec{P}/3] \quad (13)$$

Bu holda, agar panjara kub shaklida bo'lsa, $\vec{E}_{\text{дун}} = 0$ bo'lib qoladi.

Binobarin ($\vec{E}_1 = \vec{E}$),

$$\vec{E}_{\text{эфф}} = \vec{E} 4\pi\vec{P}/3 \quad (14)$$

(2) ifodadan (4) ga \vec{P} ni qo'ysak, kubik (izotrop) panjaraning atom joylashgan tugunida effektiv maxalliy maydon

$$\vec{E}_{\text{эфф}} = \frac{\varepsilon + 2}{3} \vec{E} \quad (15)$$

bo'ladi.

2. Dielektrik singdiruvchanlikning temperatura koeffitsienti

Dielektrik singdiruvchanlikning temperaturaga bog'liqligini bayon qilish uchun dielektrik singdiruvchanlikning temperatura koeffitsienti TK_ε tushunchasi kiritiladi u quyidagicha aniqlanadi.

$$TK_\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (16)$$

Bu kattalikni Klauzius - Mosotti tenglamasini differentsiallashtirish bilan topish mumkin. Atomdagi elektronlar harakatini belgilovchi kvazielastik kuchlar o'lchami deyarli temperaturaga bog'liq emasligi bois, elektron qutblanish o'lchami temperaturaga bog'liq bo'lmaydi. SHunda

$$\frac{d}{dT} \frac{(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} = \frac{\alpha_p}{3} \frac{dn}{dT} \quad (17)$$

differentsiallashtirish natijasida quyidagi ifodani olamiz

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{\alpha_p}{3} \frac{dn}{dT} \quad (18)$$

(18) ifodaning o'ng qismini n ga ko'paytirsak:

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{\alpha_3 n}{3} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (19)$$

(19) ifodaning o'ng qismini Klauziu - Mosotti tenglamasi foydalanadigan holda almashtiramiz:

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{1}{n} \frac{dn(\varepsilon - 1)}{dT(\varepsilon + 2)} \quad (20)$$

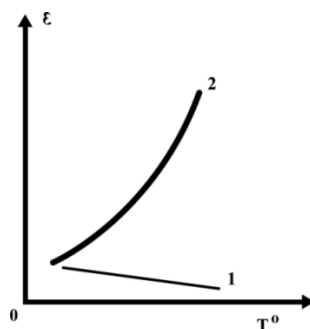
(20) ifodani o'xshash qismlarini qisqartirib quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin;

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (21)$$

(21) ifodaning ikkala qismini ε ga bo'lib va hajm kengayishi koeffitsienti $\beta = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT}$ ni kiritib, (“ - ”) belgi hajm birligidagi zarralar soni temperatura ortishi bilan kamayishi sababli bo'ladi. TK_ε uchun yakuniy ifodani topamiz:

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = -\beta \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3} \quad (22)$$

Olingan ifodaning o'ng qismidagi (-) belgisi temperatura ortishi bilan dielektrik singdiruvchanlikning kamayishiga mos keladi. (4-rasm)



4 – rasm. Dielektrik singdiruvchanlikni temperaturaga bog'liqligi:

1 – elastik - electron qutblanuvchanlik holida, 2 – qutblanishning elastik – ion mexanizmi holida.

Biroq, TK_ϵ ning bunday ko'rinishi faqat elastik-electron qutblanish mexanizmi ustun bo'lgan dielektriklar uchun xosdir. TK_ϵ ning bunday dielektriklarga xos bo'lgan qiymati $10^{-3} \text{ } \text{zpa}\delta^{-1}$ tartibida bo'ladi. Ionli kristallarda va qutbli dielektriklarda dielektrik singdiruvchanlikning temperaturaga bog'liqligi boshqa mexanizmlar bilan belgilanadi va TK_ϵ bog'lanishi ko'rinishi boshqacha harakterga ega.

3. Piroelektriklar

Qizdirilganda yoki sovutilganda sirtida elektrik zaryadlar paydo bo'ladigan ba'zi kristallarni piroelektriklar deyiladi. Piroelektrikning bir tomoni qizdirilganda manfiy zaryadlanadi, ikkinchi tomonda aksincha bo'ladi. Bu hodisa shunday tushuntiriladi.

Piroelektriklar elektrik maydon yoki boshqa tashqi ta'sir bo'lmaganida ham o'z-o'zining (spontan) \bar{P}_e qutblanishiga ega bo'ladi, buning sababi musbat va manfiy zaryadlar markazlarining mos tushmasligidir. Odatda \bar{P}_e spontan qutblanish emas, balki uning o'zgarishi $\Delta \bar{P}_e$ kuzatiladi, bu esa temperaturaning tez ΔT o'zgarishida yuz beradi. (piroelektrik effekt). Paydo bo'ladigan sirtiy zaryad zichligi $\sigma = r \Delta T$ ifodasini r ni piroelektr doimiy deyiladi. Eng yorqin piroelektrik – turmalin, unda temperatura 1^0 qadar o'zgarganda $E = 40000$ V/m

chamasidagi elektrik maydon vujudga keladi. Agar temperatura o'zgarishi tezligi zaryadning relaksatsiya vaqtidan yuqori bo'lsa, bu holda elektrlanish intensivligi eng katta bo'ladi. Barcha piroelektriklar p'ezoelektriklar bo'ladi, ammo, hamma p'ezoelektriklar ham piroelektriklar bo'lavermaydi. Ba'zi piroelektriklar signetoelektrik xossalarga molik bo'ladi. Piroelektriklardan texnikada yorug'lik indikatorlari va qabullagichlari sifatida foydalaniladi. [3]

4. P'ezoelektrik hodisa. P'ezoelektriklar

Ba'zi dielektrik kristallarning qutblanishini, mexanik deformatsiya ta'sirida o'zgarishini va aksincha elektrik maydon ta'sirida deformatsiya paydo bo'lishini p'ezoelektrik xodisa deyiladi, mazkur kristall moddalarni p'ezoelektriklar deb ataladi. Faqat mexanik deformatsiya ta'sirida elektr qutblanish vujudga kelishini to'g'ri p'ezoeffekt, aksincha bo'lishini esa teskari p'ezoeffekt deyiladi.

Teskari p'ezoelektrik effekt deb, kristall dielektriklar, jumladan kvarts plastinkasi (p'ezokvarts) elektrik maydonga kiritilganda uning yoqlarida qutblangan zaryadlarning induktsiyalanishi sababli o'lchamlarning o'zgarish hodisasiga aytiladi. Pe'zoelektrikda ham bo'ylama va ko'ndalang teskari p'ezoelektrik effekt kuzatiladi. Agar p'ezokvartsning X o'qi bo'ylab elektrik maydon yo'naltirilsa, plastinkaning X o'qi bo'ylab sodir bo'ladigan deformatsiyaga bo'ylama teskari p'ezoelektrik effekt deyilib, u o'qi bo'ylab hosil bo'lgan deformatsiyaga esa ko'ndalang teskari p'ezoelektrik effekt deyiladi.

[10]

Teskari p'ezoelektrik effekt maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lib, maydonning yo'nalishi o'zgarganda deformatsiyaning yo'nalishi ham qarama – qarshi tomonga o'zgaradi. Teskari p'ezoelektrik effekt chiziqiy, ya'ni maydon

kuchlanganligining birinchi darajasiga proporsional bo'lib, faqat ba'zi dielektriklar (p'ezoelektriklar)da kuzatiladi. P'ezoelektrik hossalari juda ko'p moddalarda kuzatiladi. P'ezoelektrik xodisani oshkor qilish uchun kristall plastinkasi yoqlariga metal qoplamalar o'rnatiladi. Agar qoplamalar bir – biriga tutashmagan bo'lsa, plastina deformatsiyalanganida ular orasidagi potentsiallar ayirmasi paydo bo'ladi. Agar qoplamalar tutashgan bo'lsa, teng va qarama – qarshi ishorali zaryadlar paydo bo'ladi va zanjirda tok oqa boshlaydi. Qoplamalarga tashqi E.Yu.K ulansa, kristall deformatsiyalanadi.

P'ezoelektrik xodisalar faqat simmetriya markazlari bo'lmagan kristallarda kuzatiladi. Ammo, ba'zi simmetriya elementlari (masalan: simmetriya tekisligi) bo'lishligi ba'zi yo'nalishlarda yoki deformatsiyalashda qutblanish paydo bo'lishini man' qiladi - p'ezoelektriklar sonini cheklaydi.

Faqat 20 ta simmetriya nuqtaviy guruhlarga tegishli moddalar p'ezoelektriklar bo'la oladi. P'ezoeffektni tavsiflovchi kattalik elektrik kattaliklar bilan mexanik kattaliklar orasidagi proportsionallik koefitsientidir. Masalan: σ mexanik kuchlanish ta'sirida p'ezoelektrikda vujudga keladigan R qutblanish σ ga proportsional: $R = \sigma\alpha$. To'la qutblanishga yana elektrik maydon xossasi ham kiradi: $R = \sigma\alpha + \chi E$. Umumiy holda 18 ta turli p'ezodoimiylar bo'lishi mumkin.

Turli kristallar uchun p'ezodoimiylar qiymatlari kuchli darajada farq qiladi. Masalan, signet tuzining pe'zoelektrik koefitsientlari nisbiy qiymati juda katta biroq, turmalin va α – kvartsniki ancha kichik. Ammo kvartsning yuqori mexanik va termik mahkamligi tufayli uni yuqori darajada barqaror p'ezoelektrik generatorlar tayyorlashda eng ma'qul material sifatida ishlatiladi. Bu asboblarda radiouzatgichlar, kvarts

soatlar takroriylikini barqarorlashtiradi. Boshqa amaliy maqsadlar uchun yuqori darajada p'ezoelektrik effektivlik zarur. SHuning uchun signet tuzi ko'p yillar davomida sezgir o'zgartirishlar uchun material bo'lib hizmat qiladi. Eng yangi nuqtalarida bariy titanati - strontsiydan ishlangan maxsus shaklli keramik plastinalar qo'llaniladi, chunki bu materiallar katta p'ezoelektrik effektivlikka ega va ya'ni qizdirish va namiqishiga nisbatan bardoshlidir. Bu materiallardan tozalash vannalarida ultratovush manbalari va suvosti tovush qurilmalarida uzatgich hamda qabullagich sifatida foydalaniladi. Birinchi taqribda elektrik maydonda dielektrikning deformatsiyalanishi chiziqiy bog'lanishli, mexanik kuchlanish paydo qilgan qutblanish deformatsiyasiga proporsional. Ionlarda tarkiblangan har qanday qattiq jismda, uning p'ezoelektrik bo'lish - bo'lmasligidan qa'tiy nazar, elektrik maydon

kuchlanganligi kvadratiga proporsional bo'lgan qisilish (elektrostriktsiya) kuzatiladi. Bu eng umumiy elektrostrikatsiya hodisasi tashqi madoni qo'yilganda ionlararo masofaning o'zgarishini tavsiflaganda Guk qonunining buzilishi bilan bog'liq. Demak, elektrostriktsiya kuzatiladigan qattiq jismda angarmonik effektlar kristall panjarasining tebranishlari xossalariga sezilarli ta'sir ko'rsatadi.

5. Signetoelektriklar

Signetoelektriklar muayyan temperaturalar oralig'ida tashqi ta'sirlar ostida muhim darajada o'zgaradigan spontan (o'z - o'zidan) qutblanishli kristalsimon dielektriklardir. Signetoelektrik hossalari birinchi marta (1920) signet tuzi $\text{NaC}_4\text{H}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ kristallarida kuzatilgan, hozir bir necha yuz signetoelektrik moddalar ma'lum. Signetoelektrik xossalari paydo bo'lishi uchun kristall tuzilishda inversiya markazi bo'lmasligi va hech

bo'lmaganida bitta noekvivalent yo'nalish bo'lishligi zarur. P'ezoelektrik xossalari mavjud bo'lgan kristallarning 20 ta nuqtaviy guruhlaridan 10 tasi ikkinchi shartni qanoatlantiradi. Demak, signetoelektrik modda p'ezoelektrik bo'lishi kerak, ammo har qanday p'ezoelektrik ham signetoelektrik bo'la olmaydi. Signetoelektriklarni ba'zan ferroelektriklar deyiladi. Buning sababi shuki, ferromagnetiklardagi domenlar kabi signetoelektriklarda ham domentlarning - katta spontan (o'z - o'zidan) qutblangan sohalarining (tashqi elektrik bo'lmagan maydon bo'lmaganida ham elektr dipollar tartiblangan katta elektrik momentlari bo'lgan sohalarining) bo'lishligidir. Signetoelektriklar uchun maxsus yuqori nuqtalari deb ataladigan T_s temperaturalar mavjud. Bu temperaturadan yuqori temperaturada segnetoelektrik holat (domen) buziladi, chunki bu holda issiqlik tebranishlari amplitudasi elektrik

dipollar taribli joylashishiga yo'l bermaslik darajasida kattayib qoladi. Past temperaturada signetoelektrik bo'lgan qattiq jism Kyuri nuqtasi T_s dan yuqori nuqtada $\chi = S / (T - T_s)$ qabulchanlikka ega bo'lgan piraelektrik bo'lib qoladi. (1 - jadval)

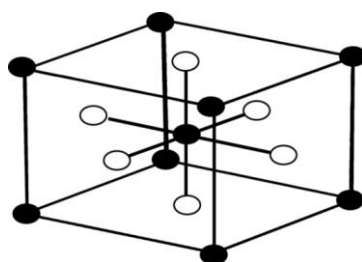
1- Jadval.

Modda	Kimyoviy Ifodasi	T_c, K	$P_s, K\mu / m^2$
Bariy titanati	$BaTiO_3$	393	$2.6 \cdot 10^{-1}$ (300 K)
Stronstiy titanati	$Sr TiO_3$	32	$3.0 \cdot 10^{-2}$ (4.2 K)
Kaliy niobati	$KnbO_3$	710	$3.0 \cdot 10^{-1}$ (600 K)
Ammoniy sulfati	$(NH_4)_2 \cdot SO_4$	223	$4.5 \cdot 10^{-3}$ (220 K)
Signet	$NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$	296	$2.5 \cdot 10^{-3}$ (275 K)

tuzi		(yuqorisi)	K)
		255	
		(pastkisi)	

Jadvalning oxirgi ustunidagi R_s kattalik Kl/m^2 birliklarda spontan (o'z - o'zidan) hajmiy qutblanishni ifodalaydi. Ba TiO_3 ning spontan (o'z - o'zidan) qutblanishi kelib chiqishini ko'raylik. Bu birkma perovskit tuzilishiga ega (15-r). Ba TiO_3 ning panjarasi T_s q 393 K dan yuqorida kubsimon shaklda bo'ladi, signetoelektrik xolatga o'tishda kubdan tetragonal chetlanishlar paydo bo'ladi. T_s dan past temperaturada elementar yacheykada o'zgarishlar ro'y beradi: u bir o'q yo'nalishi bo'ylab 1 % qadar cho'ziladi, bu yo'nalishga tik o'qlar bo'ylab taxminan 0.5 % qadar qisiladi. Bariy va Titanning barcha kationlari panjarasi kislorod anionlari panjarasiga nisbatan s o'q bo'ylab yuqoriga yoki pastka siljiydi, bu esa kristall

energiyasini pasaytiradi. SHu ikki panjaralarning o'zaro siljishi taxminan 0.1 \AA ga teng bo'lib, katta hajmiy qutblanish vujudga kelishligi uchun yetarlidir.



5-rasm. Bariy titani Ba TiO_3 ning tuzilishi

Tetragonal signetoelektrik Ba TiO_3 kristallarda R_s panjarachalar nisbiy siljishi yo'nalishiga bog'liq ravishda , yo “yuqoriga” yoki “pastga” siljiydi. Titan (yoki bariy) har bir ioni kristall panjarasida energiyasi eng kichik bo'ladigan ikkita vaziyatga ega , ularni energetik to'siq bir – biridan ajratib turadi. T_s dan yuqori

temperaturalarda bu to'siq yo'q bo'ladi. Turli signetoelektrik moddalar guruhlar uchun ularning tabiati turlicha tushuntiriladi, ammo barcha tushuntirishlar kristall energiyasining ionlar vaziyatiga bog'lanishi ikki minimumli egri chiziq ko'rinishida bo'ladi, deydi.

Yuqorida aytilganidek, T_s dan yuqori temperaturalarda signetoelektrikning spontan qutblanganligi yo'q bo'ladi, ammo qattiq jism juda katta dielektrik doimiyga ega bo'ladi. Masalan: Ba TiO₃ dan tayyorlangan keramikada ϵ to 6000 gacha yetadi. T_s temperaturadan pastda signetoelektriklar statik qutblanishi boshqa ilmiy maqsadlarda ishlatiladi. Qutblangan signetoelektrikli kondensator mikrofon talabgorlari ko'p. Ba TiO₃ va boshqalar lazer nurini optik (quvur) ichak ichida ham, tashqarisida ham modullash va og'dirish uchun qo'llaniladi.

6. Signetoelektrik domenlar va antisignetoelektrik hodisalar

Katta signetoelektrik monokristal turli yo'nalishda qutblanishli domenlar (dipol momentlar bir hil yo'nalgan sohalar) to'plamidan iborat bo'lganligi sababli butun o'zi spontan qutblangan bo'lishligi majburiy emas. Mazkur domen qarama – qarshi qutblanishli domenlar bilan o'ralgan hol ko'p uchraydi. Bu holda 180 – gradusli domen devorlari haqida gapiriladi. Tashqi E elektrik maydon qo'yilganda domen devorlari ko'chish imkoniga ega bo'ladi. Bunda R_s qutblanish yo'nalishi E maydon bilan mos tushgan domenlar o'sadi, R_s qutblanishi qarama–qarshi yo'nalgan domenlar qisqara boradi. Signetoelektriklarning domenlardan tuzilishi muayyan darajada ferromagnetiklarnikiga o'hshishib ketadi, ammo ular orasida muhim farq bor: magnetik domenlar orasidagi devorlar qalinligi 750 \AA (va energiya

nisbatan kichik), signetoelektrik domenlar orasidagi devorlar qalinligi bir yoki ikki atomlararo masofaga teng va energiyasi katta zichlikka ega. Ko'pchilik signetoelektrik materiallarda mikroskopik domenlar tuzilishi ancha murakkab bo'ladi. Signetoelektrik materiallarda T_s Kyuri nuqtasidan past temperaturalarda induktsiyalangan dipollarning tartibli joylashishi vujudga keladi, bu esa kristall energiyasini kamaytiradi. Antisignetoelektrik qattiq jimlarda ham T_s dan past induktsiyalangan dipollar tartiblanadi, bu moddalar sinfi hajmiy spontan qutblanishga ega emas, chunki har bir dipol qo'shni dipollarga antiparallel yo'nalgan. Umuman aytganda, qo'shni zanjirlar (qatlamlar) dipollari antiparallel tizilib, biror temperaturadan pastda zanjirchalar dipollarining parallel yo'nalganligi holdagiga nisbatan pastroq to'la energiya bo'lishligini ta'minlaydi. Natriy niobati Na NbO_3 va qo'rg'oshin stirkonati Pb

ZrO₃ birikmalari muayyan temperaturadan pastda antisignetoelektriklardir.

7. Dielektrik yo'qotishlar

\vec{E} o'zgaruvchi elektr maydon energiyasining bir qismi dielektrikni qayta qutblashda issiqlikka aylanadi, chunki zarralarning moddada barcha harakatlari ularga elektr maydon bergan energiyaning qisman isrofi bilan bog'liq bo'ladi. SHu isrofni dielektrik yo'qotishlar deyiladi. Zarralar harakati qancha katta bo'lsa, dielektrik yo'qotishlar shuncha katta bo'ladi. Demak, ular \vec{E} maydonning ω takroriylikiga bog'liq. Agar dielektrik qutblanishda asosiy o'rinda elektronlar va ionlarning kichik siljishlari bo'lsa, bu holda dielektrikni garmonik tebranishlar (osstillyatorlar) to'plamidan iborat deb qarilishi va bu tebrangichlar o'zgaruvchi \vec{E} maydonda majburiy tebranishlar qiladi deyilsa, agar ω tebrangichning ω_0 hususiy

takroriylikiga yaqin bo'lganda energiya yo'qotish eng katta bo'ladi (rezonans).

Asosiy qutblanish elektronlar siljishi bilan bog'liq bo'lsa, bu holda yo'qotishlar optik takroriylikda ($\approx 10^{-15}$ Gst) maksimumga erishadi, ammo elektrotexnik va radiotexnik takroriylikda nazarga olmaslik darajasida kichik bo'ladi.

Ionlar siljishi bilan aniqlanadigan qutblanishda dielektrik yo'qotishlar IQ nurlar sohasida ($10^{12} - 10^{13}$ Gst) eng katta bo'ladi. Orentatsion qutblanishda dielektrik yo'qotishlar yana ham kichik takroriyliklarda sezilarli bo'ladi. Yuqori takroriyliklarda dipol momentlar o'z yo'nalishini maydonga moslab ulgurmaydi, yo'qotishlar kichik. Past takroriyliklarda qutblanish maydon ketidan ulgurib boradi, siljishlar katta, ammo ularning vaqti ham katta bo'lganligidan dielektrik yo'qotishlar kichik. Tashqi o'zgaruvchi $E(\omega)$ maydonning takroriyligi molekulalar

orientlanishi o'rnashishi vaqtiga (relaksatsiya vaqtiga) teng bo'lsa, dielektrik yo'qotishlar eng katta bo'ladi. Masalan; suvda (H_2O) qutblanish asosan orientatsion mexanizmga ega, $\omega_{max} 10^{11}$ Gst chamasida. Dielektrik yo'qotishlarlar miqdoran dielektrik yo'qotishlar burchagi tg bilan aniqlanadi. Burchak qutblanish vektori R va elektr maydon kuchlanganligi E orasidagi faza farqini ifodalaydi.

Haqiqiy dielektriklar qandaydir σ elektr o'tkazuvchanlikka ega, dielektrik yo'qotishlarning bir qismi ana shu σ ga bog'liq. Past takroriyliklarda o'tkazuvchanlik bilan bog'liq Joule issiqligi ajralishi muhim bo'lishi mumkin, chunki $\omega \rightarrow 0$ da ham u nolga teng emas. Agar dielektrik yo'qotishlar faqat o'tkazuvchanlikka bog'liq bo'lsa, u holda $tg\delta = 4\pi\sigma / \omega$ bo'ladi.

8. Dielektriklar teshilishi (buzilishi)

Dielektriklardan o'tayotgan tok zichligi (uncha

kuchli bo'lmagan elektr maydonlar xolida) Om qonuni $j = \sigma E$ asosida maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi. Ammo, yetarlicha kuchli elektr maydonlarda Om qonunidan chetlanish, ya'ni tokning E ga bog'liq ravishda juda tez o'sishi yuz beradi. Muayyan $E = E_s$ maydonda dielektrikning elektr teshilishi sodir bo'ladi, ya'ni bunda dielektrik o'tkazuvchanligi ko'p darajada ortib ketadi, chunki unda yuqori o'tkazuvchanlikli kanal (kanallar) paydo bo'ladi. E_s ni dielektrikning elektr mahkamligi deyiladi. Kvarts shisha misolida

$$r = 10^{16} \div 10^{18} \text{ Om} \cdot \text{sm}, \quad E_s = (2 \div 3) \cdot 10^5 \text{ V/sm}$$

Qattiq dielektrlarda elektr teshilishidan tashqari yana issiqlikdan teshilishi ham mavjud. Bu holda tok ortishi bilan temperatura (joul issiqligi) ortadi, bu esa harakatchan zaryad tashuvchilar soni ortishiga va solishtirma qarshiligi kamayishiga olib keladi. Elektr teshilishdan maydon kuchayishi bilan uning ta'sirida zaryad

tashuvchilar hosil bo'lishi tez ko'payadi. Dielektrikda teshilishi muqarrar nobirjinsliklar yordamlashadi, chunki u joylarda Ye boshqa joylardan katta bo'ladi. Dielektrik teshilganda xosil bo'lgan o'tkazuvchan ingichka kanallarni shnurlar (naychalar) deyiladi, tok shu kanallardan katta zichlikda oqadi, kanal xatto erib ketishi mumkin. Dielektrikning teshilishi qaytar va qaytmas bo'lishi mumkin: teshilish jarayonida dielektrik tuzilishi o'zgarmasa, bu teshilish qaytar bo'ladi va aksincha.

Ko'pchilik dielektriklar keyingi davrgacha asosan elektroizolyatsion materiallar sifatida ishlatib kelinardi. Ammo dielektriklar qo'llanadigan sohalar kengayib bordi, ular hilma – xil vazifalarni o'taydigan bo'ldi. Dielektriklarni kondentsatorlarda ishlatilishi ma'lum, elektr toklarini o'tkazgichlarni elektr energiyaning behuda isrof bo'lishiga yo'l qo'ymaydigan dielektrik (izolyatsion) qatlamlar

bilan o'ralishini ham bilamiz. Pezoelektriklar tovush tebranishlarini elektr tebranishlarga va aksincha aylantirish vazifasini bajaradi, piroelektriklar IQ nurlanishni oshkorlash va intensivligini (energiyasi zichligini) o'lchashda qo'llaniladi, signetoelektriklar radiotexnikada nochizig'iy elementlar sifatida ishlatiladi. Dielektriklarga kirishmalar kiritib, ularni rangli qilish, ya'ni optik filtrlar tayyorlash mumkin. Ko'pgina dielektrik kristallar (AlGaAs, CdS, va boshqalar) kvant elektronikasida lazerlar va kuchaytirgichlar asosi bo'lib hizmat qiladi.

Dielektriklar yarimo'tkazgichlar elektronikasida muhim o'rin egallaydi. Ular integral mikrosxemalar elementlari sifatida yarimo'tkazgich asboblarning saqlagich sirtiy qoplamlari ko'rinishida ishlatiladi, metall – dielektrik, yarimo'tkazgich trnzistorlar tarkibiga kiradi.

5-MA'RUZA. YARIMO'TKAZGICHLARDA ATOMLARNING TEBRANISHLARI

REJA

1. Akustik tebranishlar bilan zaryad tashuvchilarning to'qnashishlari.
2. Optik tebranishlarda zaryad tashuvchilarning sochilishi.
3. Zaryad tashuvchilarning kirishmalar ionlarida, neytral atomlarda va boshqa nuqsonlarda sochilishi

Tayanch so'zlar: akustik tebranish, optik tebranish, neytral atomlar, nuqson, davriy, relaksatsiya vaqti.

Agar kristall panjarasi mutlaq davriy bo'lganida edi, uning ichidagi elektr maydon ham mutlaq davriy bo'lar edi. Bunday maydonda elektron to'qnashishsiz (sochilishsiz) harakat qilgan bo'lar edi. Ammo, haqiqiy kristallda elektr maydon davriyligi turli sabablarga ko'ra bir-muncha buziladi. Masalan, tebranayotgan atomlar o'z muvozanat vaziyatidan siljiydi, binobarin, ularning qat'iy tartibda joylashishi buziladi. Turli yot moddalar atomlari va boshqa nuqsonlar ham kristallda davriy elektr maydon buzilishiga sababchi bo'ladi. Kristall davriy maydoni buzilgan joylarda elektron to'qnashishga duchor bo'ladi. Kristall davriyligini "buzuvchi turli sabablar elektronlar harakatiga (relaksatsiya vaqtiga va harakatchanligiga) turlicha ta'sir ko'rsatadi.

Biz quyida elektronlarning bir necha tur nuqsonlar bilan to'qnashishini qarab chiqamiz. Dastlab, zaryad tashuvchilarning kristall panjarasi atomlari tebranishlari bilan to'qnashishlarini qarashdan boshlaymiz.

Kristall panjara atomlari garmonik tebranishlarining amplitudasi qo'shni atomlar oralig'idan (panjara doimiysidan) ancha kichik bo'ladi. SHuning uchun zaryad tashuvchining panjara tebranishlaridan sochilishi masalasini kvant mexanikaning g'alayonlar nazariyasi asosida yechish mumkin. Bunda zaryad tashuvchi potentsial energiyasining panjara tebranishlari oqibatida o'zgarishi (g'alayon potentsiali) ko'rinishini aniqlash mumkin. Masalan, atom bog'lanishli kristallar uchun bu potentsial sifatida

$$\nabla V = V(\vec{r}) - V(\vec{r} + \vec{u}) = -\nabla (v\vec{u}) \quad (1)$$

kattalik olinadi, bunda \vec{q} — panjara atomining siljishi.

O'tkazuvchanlik elektroni kristall panjarasi bilan o'zaro ta'sirlashganda, u bilan energiya va impuls almashinadi. Elektron panjaradan bir fononning energiyasi $\hbar\omega(q)$ ni va impulsi $\hbar\vec{q}$ ni olishi (fonon yutishi) yoki panjaraga o'shancha energiya va impuls berishi (fonon chikarishi) mumkin. Bunda \vec{q} — fononning to'liq vektori.

Elektronning to'qnashishgacha energiyasini $E(\vec{k})$ va impulcini $\hbar\vec{k}$ orqali, to'qnashishdan keyingilarini esa $E(\vec{k}')$ $\hbar\vec{k}'$ orqali belgilasak, bu jarayon uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlari quyidagicha ifodalanadi.

Fonon yutilishi yuz bergan to'qnashish holida

$$\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q}, E(\vec{k}') = E(\vec{k}) + \hbar\omega(q), (2)$$

fonon chiqarilgan to'qnashish holida esa

$$\vec{k}' = \vec{k} - \vec{q}, E(\vec{k}') = E(\vec{k}) - \hbar\omega(q) (3)$$

bo'ladi. Bu hollarda \vec{q} vektorli fononlar soni, mos ravishda, quyidagicha o'zgaradi:

$$N'_q = N_q - 1, \quad N'_q = N_q + 1 (4)$$

Potensialning ifodasi (1) dan foydalanib, kvant o'tishlar nazariyasi zaminida elektronning kristall panjarasi tebranishlarida sochilib, \vec{k} to'liq vektorining o'zgarishi ehtimolligi $W(\vec{k}', \vec{k})$ topiladi. U fonon yutilishi holida

$$W^+(\vec{k}, \vec{q}) = \omega(q) N_q \delta [E(\vec{k} + \vec{q}) - E(\vec{k}) - \hbar\omega(q)]. (5)$$

Fonon chiqarilishi holida

$$W^-(\vec{k}, \vec{q}) = \omega(q) (N_q + 1) \delta [E(\vec{k} - \vec{q}) - E(\vec{k}) + \hbar\omega(q)] (6)$$

ko'rinishlarda bo'ladi. Bunda $\omega(\vec{q}) = (4\pi/9N) (c^2 q^2 / M\omega(q))$; N_q — Plank formulasidan aniqlanuvchi fononlar sonini, N — asosiy sohadagi atomlar sonini, b funksiya — saqlanish qonunlarini ifodalaydi. Elektron bilan panjara tebranishlarining o'zaro ta'sir integrali quyidagicha bo'ladi:

$$C = \frac{\hbar^2}{2M} \int_{(V_0)} |\nabla u_k|^2 d^3V_0 \approx \frac{\hbar^2}{2ma^2} (7)$$

Bunda a — panjara doimiysi, V_0 — elementar yacheyka hajmi, M — undagi hamma atomlarning massasi, u_k — Blox funktsiyasi ko'paytuvchisi. Agar $a \approx 10^{-8}$ sm, elektron massasi $m \approx 10^{-27}$ g bo'lsa, $S \approx 5$ eV bo'ladi.

1. Akustik tebranishlar bilan zaryad tashuvchilarning to'qnashishlari.

Elektronning energiyasini $E(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ ko'rinishda va uzun to'liqinli akustik fononlar (shunday fononlar orqali elektronlar kristall panjarasi bilan o'zaro ta'sirlashadi) energiyasini $E(q) = \hbar\omega(q) = \hbar v_0 q$ ko'rinishda ifodalaymiz (v_0 — tovush tezligi). Mazkur holda saqlanish qonunlari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\hbar(\vec{k} \pm \vec{q})}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \hbar v_0 q,$$

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q}.$$

(8)

(9)

Bu ifodalardagi «+» ishora fonon yutilishi, «—» ishora fonon chiqarilishi hollariga tegishlidir. Baholash shuni ko'rsatadiki, elastik to'qnashishda elektron oladigan (yoki beradigan) energiya, ya'ni fonon energiyasi elektronning dastlabki energiyasidan kichik bo'ladi ($h\nu_0 q \ll S kT$). SHuning uchun (8) ifodadagi $h\nu_0 q$ ni tashlab yuborib quyidagi munosabatni olamiz:

$$q = \pm 2k \cos \Theta. \quad (10)$$

Bundan elektron $k \approx q$ bo'lgan fononlarni yutadi yoki chikaradi degan xulosaga kelamiz. Bunday fononlar esa tebranish tarmog'ining uzun to'lqinli (kichik q li) boshlang'ich qismiga taalluqli bo'ladi.

Elektron energiyasiga nisbatan fonon energiyasini e'tiborga olmasak,

$$\delta [E(\vec{k} \pm \vec{q}) - E(\vec{k})] = \frac{m^*}{\hbar^2 k q} \delta \left(\frac{q}{2k} \pm \cos \Theta \right) \quad (11)$$

bo'ladi.

Oldingi paragrafdagi ifodani quyidagicha yozib olish mumkin:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} = \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}') \left(1 - \frac{k'_x}{k_x} \right) = - \sum_{\vec{q}} W^+(\vec{k}, \vec{q}) \frac{q_x}{k_x} + \\ + \sum_{\vec{q}} W^-(\vec{k}, \vec{q}) \frac{q_x}{k_x} \end{aligned} \quad (12)$$

Birinchi yig'indi, ravshanki, fonon yutilishi, ikkinchi yig'indi esa, fonon chiqarilishi jarayonlarini ifodalaydi. Fononning \vec{q} vektori bo'yicha olinadigan yig'indi \vec{q} — fazo bo'yicha sferik koordinatalar bo'yicha integrallash bilan almashtiriladi:

$$\sum_{\vec{q}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{q_{min}}^{q_{max}} q^2 dq \int_0^\pi \sin \Theta d\Theta \int_0^{2\pi} d\varphi.$$

1-rasmdan ko'rinadiki,

$$\cos \alpha = \cos \Theta \cos \beta + \sin \Theta \sin \beta \cos \varphi. \quad (13)$$

Lekin, $q_x = q \cos \alpha$, $k_x = k \cos \beta$.

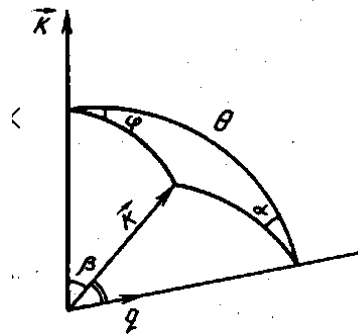
Endi (12) ifoda

$$\frac{1}{\tau} = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{m^*}{\hbar^2 k^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} q^2 dq \int_0^\pi \sin\Theta d\Theta \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ \omega(q) N_q \delta\left(\frac{q}{2k} + \cos\Theta\right) \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} - \right.$$

$$\left. - \omega(q) (N_q + 1) \delta\left(\frac{q}{2k} - \cos\Theta\right) \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} \right\} \quad (14)$$

ko'rinish oladi.



1-rasm.

Ayrim hisoblashlar natijasi quyidagicha bo'ladi:

$$\int_0^{2\pi} \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} d\varphi = 2\pi \cos\Theta \quad (15)$$

$$-\int_0^\pi 2\pi \cos\Theta \delta\left(\frac{q}{2k} \pm \cos\Theta\right) \sin\Theta d\Theta = \pm \frac{\pi q}{k} \quad (16)$$

Agar (16) ni (14) ga qo'yilsa

$$\frac{1}{\tau} = \frac{V}{8\pi^2} \frac{m^*}{\hbar^2 k^3} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \omega(q) (2N_q + 1) q^3 dq \quad (17)$$

kelib chiqadi. $\hbar\omega(q) - \hbar v_0 q \ll kT$ bo'lgani uchun

$$N_q = \left[e^{\frac{\hbar v_0 q}{kT}} - 1 \right]^{-1} \approx \frac{kT}{\hbar v_0 q} \approx N_q + 1 \gg 1 \quad (18)$$

bo'ladi. Endi (18) ni (17) ga ko'yib, $0 \leq q \leq 2k$ oralikda integrallashni bajarsak, relaksatsiya vaqti uchun

$$\tau = \frac{\tau_{\text{ok}}}{k} = \frac{\tau_0}{\sqrt{E}} \quad (19)$$

ifodani topamiz, bunda

$$\tau_{\text{ok}} = \frac{9\pi}{4} \frac{M v_0^2 \hbar^3}{V_0 c^2 m^* kT} \quad \text{ba} \quad \tau_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{2m^*}} \tau_{\text{ok}} \quad (20)$$

Bu holda elektronning erkin yugurish yo'li

$$l = v\tau = \tau_{\text{ok}} \hbar / m \quad (21)$$

Demak, akustik tebranishda elektronlar sochilishi muhim bo'lgan holda relaksatsiya vaqti energiyaga bog'liq, ya'ni $\tau \sim E^{-1/2}$, ammo erkin yugurish yo'li energiyaga bog'liq emas.

2. Optik tebranishlarda zaryad tashuvchilarning sochilishi.

O'tkazuvchanlik elektroni (qovagi) ionlardan tuzilgan kristallarda akustik tebranishlarga nisbatan optik tebranishlar bilan ancha kuchli ta'sirlashadi. Bunday kristallarda optik tebranishlar vaqtida har bir elementar yacheykada o'zgaruvchan elektr dipollar paydo bo'ladi, ular bilan elektron (kovak) kuchli ta'sirlashadi, bunda optik fononlar yutiladi yoki chikariladi. Bu jarayonlar bilan bog'liq ravishda yuz beradigan $\vec{k} \leftrightarrow \vec{k}'$ o'tishlar (zaryad tashuvchilar sochilishi) ning ehtimolligi quyidagicha bo'ladi:

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = \omega_0(q) \left\{ \frac{N_q}{N_{q+1}} \right\} \delta [E(\vec{k} \pm \vec{q}) - E(\vec{k}) \pm \pm \hbar\omega(q)], \quad (22)$$

bundagi

$$\omega_0(q) = 4\pi^2 e^2 \omega_e / q^2 \epsilon^*, \quad (23)$$

ϵ^* — dielektrik singdiruvchanlik nisbiy koeffitsienti. Optik fononlarning ω_e takroriyliqi q to'lqin son o'zgarishi bilan kam o'zgaradi, shuning uchun uni o'zgarmas deb olish mumkin.

Energiyaning saqlanishini ifodalaydigan

$$\frac{\hbar^2 (\vec{k} \pm \vec{q})^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \hbar\omega_e \quad (24)$$

tenglamadan ikki yechim topiladi:

$$\begin{aligned} q_1 &= -k \cos \Theta \pm \sqrt{k^2 \cos^2 \Theta + q_0^2}, \\ q_2 &= k \cos \Theta \pm \sqrt{k^2 \cos^2 \Theta - q_0^2}. \end{aligned} \quad (25)$$

Bunda

$$\Theta = \angle(\vec{k}, \vec{q}), \quad q_0^2 = 2m^* \omega_e / \hbar.$$

Birinchi yechim fonon yutilishiga, ikkinchisi esa, fonon chiqarilishiga mos keladi.

a) Yuqori temperaturalar ($kT \gg \hbar\omega_e$ yoki $kT \gg q_0$) sohasini qarab chiqaylik. Bu holda fonon yutish va chiqarishda ham. $q_{min} = 0$, $q_{max} = 2k$, bundan tashqari $N_q = kT / \hbar\omega^2 > 1$.

Yuqoridagi (17) integral ostidagi $\omega_0(q)$ o'rniga (23) ifoda bo'yicha $\omega(q)$ ni qo'yamiz, integralni hisoblab, ushbu natijani olamiz:

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2m^*}} \frac{\hbar^2 \epsilon^*}{ekT} \sqrt{E} \quad (26)$$

Bu ifodadan $\tau \propto E^{1/2} T^{-1}$ bo'ladi degan xulosa kelib chiqadi. Erkin yugurish yo'li

$$l = v\tau = \frac{\hbar^2 \epsilon^*}{m^* e^2 k} \frac{E}{T} \quad (27)$$

Agar elektronning o'rtacha energiyasi $\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} k_0 T$ ekanligini e'tiborga olsak, $\bar{l} = 3\hbar^2 \epsilon^* / m^* e^2$ bo'ladi, ya'ni o'rtacha erkiy yugurish yo'li temperaturaga bog'liq emas.

b) Endi past temperaturalar sohasida optik tebranishlar bilan elektron (kovak)ning qanday o'zaro ta'sirlashishi masalasiga to'xtalamiz. Bu holda fononlar energiyasi elektronlarning o'rtacha energiyasidan katta, ya'ni $kT \ll \hbar\omega_e$. Ravshanki, elektron energiyasi fonon chiqarishga yetarli emas, elektron fonon yutishi mumkin, binobarin, elektronning to'qnashishi elastik bo'lmaydi. Ammo bu hodda ham muayyan hisoblash usuli yordamida t relaksatsiya vaqtini kiritish mumkin: past temperaturalarda elektron fonon yutishi mumkin, bunda u kT ga nisbatan katta $\hbar\omega_e$ energiyaga ega bo'ladi va deyarli ana o'shanday energiyali fononni chikaradi, lekin uning harakat yo'nalishi o'zgaradi.

Tegishli hisoblashlar orqali bu holdagi relaksatsiya vaqti uchun quyidagi ifoda keltirib chiqarilgan

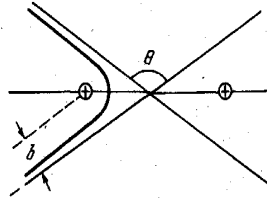
$$\tau = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\hbar \epsilon^* \exp(\hbar\omega_e/kT)}{e^2 \sqrt{m^* \hbar\omega_e}} \quad (28)$$

3. Zaryad tashuvchilarning kirishmalar ionlarida, neytral atomlarda va boshqa nuqsonlarda sochilishi

Kristalda kirishmalar ionlar va neytral atomlar ko'rinishida bo'lishi mumkin.

1. Kirishma ionlarida elektron sochilishini klassik mexanika nuqtai nazaridan tekshiramiz. Bunda ionlar kristall hajmi bo'yicha tekis taqsimlangan va har bir ionni $+e$ nuqtaviy zaryad deb faraz qilamiz. Kirishma ionning tortishi oqibatida v tezlikli elektron o'zining to'g'ri chiziqli yo'lidan og'adi va u giperbola bo'yicha harakatlanadi (2- rasm). Elektronning ionga nisbatan sochilishgacha bo'lgan harakat yo'nalishini «mo'ljal masofa» deb ataladigan b kattalik aniqlaydi. «Mo'ljal masofa» ning kattaligi v tezlikli elektronning ion maydonida og'ish (sochilish) burchagi θ ga bog'liq,

$$b = \frac{e^2}{\epsilon^* m v^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}. \quad (29)$$



2- rasm.

Elektronlar nv oqimining $d\Omega$ fazoviy burchak ichida θ burchakka og'ishgan qismi $\sigma(\theta)d\Omega$ kattalik bilan aniqlanib, *differentsial sochilish kesimi* deyiladi. «Mo'ljal masofa»nyng db kenglikdagi $2\pi b$ I db I konus tasmasi bo'yicha ionga tushayotgan elektronlar $d\theta$ burchakka og'ishadi. Bu kattaliklar, ya'ni db va $d\theta$ orasidagi munosabat

$$\sigma(\theta) d\Omega = \sigma(\theta) 2\pi \sin\theta d\theta = 2\pi b |db| \quad (30)$$

ko'rinishda bo'ladi.

$$|db| = \frac{e^2}{2\varepsilon^* m v^2} \frac{d\theta}{\sin^2(\theta/2)} \quad (31)$$

Oxirgi (30) va (31) ifodalardan differentsial sochilish kesimi topiladi:

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{e^2}{2\varepsilon^* m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (32)$$

Elektronning ion-ta'sirida v burchakka og'ish ehtimolligi

$$W(\theta) = \frac{N_i}{V} v \sigma(\theta) = n_i v \sigma(\theta) = \left(\frac{e^2}{2m v^2 \varepsilon^*} \right)^2 \frac{n_i v}{\sin^4(\theta/2)} \quad (33)$$

bo'ladi. Bunda p_i — sochuvchi ionlar zichligi, (33) ni $1/\tau$ ning ifodasiga qo'ysak, quyidagi natija hosil bo'ladi:

$$\frac{1}{\tau} = \int W(\theta) (1 - \cos\theta) d\Omega = 2\pi n_i v \left(\frac{e^2}{2m v^2 \varepsilon^*} \right)^2 \times \int \frac{(1 - \cos\theta) \sin\theta d\theta}{\sin^4(\theta/2)} \quad (34)$$

Ravshanki, elektronlar (va kovaklar) ning kirishma ionlaridan sochilishi yetarlicha past temperaturalarda (ularning o'rtacha tezliklari kichik bo'lganida) va ionlar zichligi n_i katta bo'lganida muhim bo'lishligini kutish mumkin.

2. Kirishma neytral atomlarida elektronlar sochilishini sekin harakatlanuvchi elektronlarning ε^* dielektrik singdiruvchanlikli muhitga joylashgan vodorod atomida. sochilishi deb qarash mumkin. Hisoblashlar bu sochilish turi uchun quyidagi relaksatsiya vaqtini beradi:

$$\tau_N = \left(\frac{m^* e^2}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{20 \varepsilon^* N_0}, \quad (35)$$

bunda N_0 — neytral atomlar zichligi.

3. Zaryad tashuvchilarning dislokatsiyalarda sochilishining ikki turi mavjud. Birinchi holda dislokatsiya yaqinida hosil bo'ladigan elastik kuchlanishlar deformatsiyavujudga keltiradi. SHu joylarda elektronlar to'qnashishga duch keladi — sochiladi. Ikkinchi holda germaniy va kremniy kabi yarimo'tkazgichlarda dislokatsiyalarning aktseptorlik xossasi muhim bo'ladi. p - tur kristallarda dislokatsiya manfiy zaryadli bo'ladi va dislokatsiya chizig'i elektronlarni kuchli darajada sochadi. Agar dislokatsiyani R radiusli chizig'iy manfiy zaryad deb va uni musbat hajmny zaryad o'rab olgan deb xisoblasak, elektron sochilishining differentsial kesimi

$$\sigma(\theta) = R \sin(\theta/2), \quad (36)$$

relaksatsiya vaqti

$$\tau_D = \frac{3}{8Rv} \frac{1}{N_D} \quad (37)$$

bo'ladi. Bunda v — elektronning tezligi, N_D — dislokatsiyalar zichligi. Bu sochilish turi ham past temperaturalar sohasida va N_D katta bo'lganida muhim bo'ladi.

4. Zaryad tashuvchilarning vakansiyalarda sochilishini tekshirganda vakansiyami ionlashgan kirishma deb karash mumkin. Bu hol kirishma ionlarida sochilish holiga o'xshash bo'ladi.

Agar vakansiya zaryadsiz bo'lsa, bu holda u sochuvchi potentsial bilan tavsiflanadi va relaksatsiya vaqtining ifodasi

$$\tau_v = \frac{\pi \hbar^3}{m^* \sqrt{2m^* kT} A^2 N_v} \left(\frac{E}{kT} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (38)$$

bo'ladi. Bunda N_v — vakansiyalar zichligi.

5. Elektronlarning elektronlarda yoki kovaklardasochilishi (ularning o'zaro to'qnashishi) bu zaryad tashuvchilarning yarimo'tkazgichdagi zichligi yetarlicha katta bo'lganida muhim bo'lishi mumkin. Bu sochilish turiny kirishma ionlarida sochilishga shaklan o'xshatish mumkinday tuyuladi. Ammo bunda muhim bir farkni ta'kidlash zarur. Elektron-elektron, elektron-kovak va kovak-kovak to'qnashishlar yarim o'tkazgich hajmida kuchli elektr maydon mavjud bo'lganida ahamiyatli, chunki bu sharoitda zaryad tashuvchilar maydondan olgan energiyani kristall panjarasiga berib ulgurmaydi, o'zaro to'qnashishlar oqibatida bu energiyaning qismi zaryad tashuvchilarning o'zida qoladi, ularning o'rtacha energiyasi T_0 panjara temperaturasiga mos keluvchi $(3/2)k T_0$ energiyadan kattaroq bo'ladi. Bu holda elektronlar kizigan (ularning T_e temperaturasi panjara T_0 temperaturasidan yuqori) deyiladi. Mana shu eslatmani e'tiborga olib, bu hol uchun ifodadan foydalanish mumkin.

6. Bir vaqtda bir necha sochilish turi ta'sir qilayotgan holda zaryad tashuvchilarning ayrim turdagi sochuvchi markazlar bilan to'qnashish ehtimolliklari

W_i qo'shib, elektronning shu markazlarning biri bilan to'qnashib qolish ehtimolligini beradi:

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = \sum_i W_i(\vec{k}, \vec{k}'). \quad (39)$$

Binobarin,

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta k_x}{k_x} = \sum_i \sum_{\vec{k}'} W_i(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta k_x}{k_x} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (40)$$

bo'ladi, ya'ni umumiy relaksatsiya vaqtining teskari qiymati ayrim markazlarda sochilishga tegishli relaksatsiya vaqtlari teskari qiymatlarining yig'indisiga tengdir.

Yuqoridagi (30) ifoda asosida ham shunday natija chiqadi:

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \sum_i W_i(\theta), \\ \frac{1}{\tau} &= \int_{(0)} W(\theta) (1 - \cos\theta) d\Omega = \\ &= \sum_i \int_{(0)} W_i(\theta) (1 - \cos\theta) d\Omega = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \end{aligned}$$

Yana shuni ta'kidlab o'tish kerakki, ayrim sochilish turlari uchun τ ning energiyaga bog'lanishi turlicha. Uni quyidagi umumiy ko'rinishda tasvirlanadi:

$$\tau = \tau, E' \quad (41)$$

Biz yuqorida bir nechta to'qnashish (sochilish) turlarini ko'rib o'tdik. Ammo kristalda necha tur nuqsonlar mavjud bo'la olsa, o'shancha tur to'qnashishlar ham mavjud bo'ladi. Biz esa amalda ko'p uchrab turadigan to'qnashishlarni qarab chiqdik.

6-MA'RUZA. YARIMO'TKAZGICHLARDA NUQSONLAR VA ULARNING TURLARI

REJA

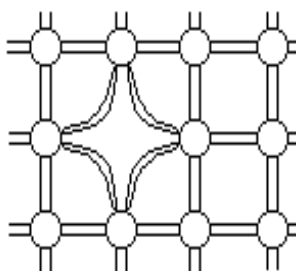
1. Nuqsonlar va ularning turlari
2. Nuqsonlarning paydo bo'lish sabablari.

Tayanch so'zlar: vakansiya, tugun, nuqson, dislokatsiya, adsorbtsiya, rekombinatsiya

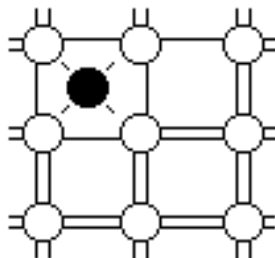
1. Nuqsonlar va ularning turlari

Haqiqiy kristallarda qator sabablar tufayli turli xil nuqsonlar mavjuddir. Nuqsonlar deganda atomlarning kristal panjaradagi normal joylaridan siljishi yoki kristal panjaraga begona atomlarning kirib qolish hollari tushuniladi. Bunday nuqsonlar kristallga maxsus tashqi ta'sir ko'rsatish jarayonida yoki boshqarib bo'lmaydigan tasodifiy omillar tufayli yuzaga keladi. Ayniqsa, yarimo'tkazgich kristallar ko'pchilik nuqsonlarga o'tasezgir bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarda sodir bo'ladigan qator hodisalar (elektrik o'tkazuvchanlik, diffuziya, kristallarning o'sishi,

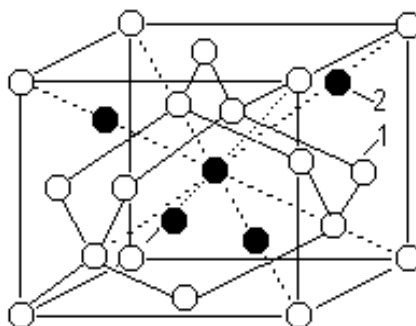
optik va boshqa xossalarning namoyon bo'lishi va hokazolar) kristall panjaradagi nuqsonlarning ta'siri bilan tushuntirilishi mumkin.



1, a-rasm. Kristall panjarada vakansiya yoki SHottki nuqsoni



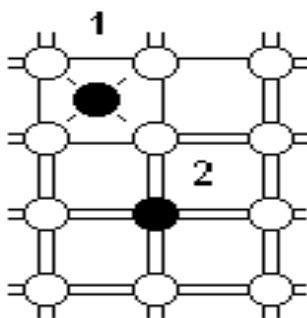
1, b-rasm. Kristall panjarada tugunlararo atom



1, v-rasm. Kristall panjarada atomlarning joylashishi:

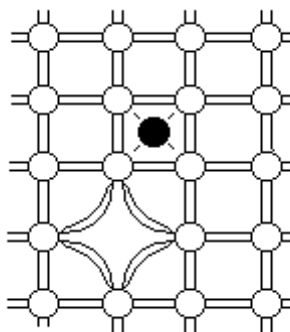
1-tugunlar; 2-tugunlararo kirishma atomlar

Kristallarda uchraydigan nuqsonlarni to'rtta guruhga ajratish mumkin. Bular nuqtaviy, chizig'iy, sirtiy va hajmiy nuqsonlardir. Nuqtaviy nuqsonlar kristall panjaraning ba'zi nuqtalarida panjaraning o'z atomlari yo'qligi yoki birorta ortiqcha atom mavjudligi natijasida yuzaga keladi. 1(a, b, v, g, d)-rasmda eng ko'p uchraydigan nuqtaviy nuqsonlar tasvirlangan. Agar kristall panjaraning biror tugunida xususiy atom yetishmasa (1, a-rasm) u xolda bunday nuqson vakansiya yoki SHottki nuqsoni deb ataladi. Kristallarda ba'zibir hollarda vakansiyalar jufti mavjud bo'ladi. Bunday nuqsonlar divakansiyalar deb ataladi. Agar tugunlar orasida ortiqcha atom joylashgan bo'lsa, bunday nuqson kirishmaviy nuqson (1, b-rasm) deb ataladi. Kristall panjaraning tugunlarida yoki tugunlari orasida joylashgan kirishma atomlar ham nuqtaviy nuqson deyiladi (1, g-rasm).



**1, g-rasm. Kristall panjaraning nuqtaviy nuqsoni:
1-tugunlararo kirishma atom; 2-tugundagi kirishma atom**

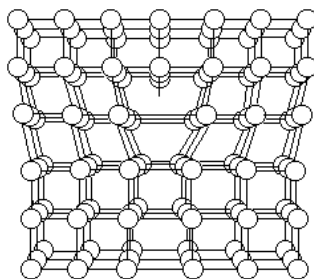
Vakansiya va tugundan chiqib qolgan xususiy atom jufti ham nuqtaviy nuqson hisoblanadi va Frenkel jufti nomi bilan yuritiladi (1, d-rasm).



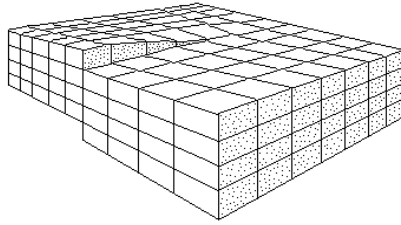
1, d-rasm. Frenkel nuqsoni: vakansiya va tugundan chiqqan xususiy atom jufti

Chizig'iy nuqsonlarga chegaraviy va vintsimon dislokatsiyalar taaluqlidir. Chegaraviy dislokatsiya 2, a-rasmda tasvirlangan. Bu xil dislokatsiyalar atomlarning shunday tartibsizligidan iboratki, bunda cheksiz ko'p atomlar tekisliklari ichida bitta dislokatsiya chizig'i bilan tugaydigan atomlar yarimtekisligi kuzatiladi.

Agar kristallni hayolan yarimtekislik bilan kesib, kristallning ajralgan qismlarini yarimtekislik chegarasi yo'nalishi bo'ylab bir birlik atomlar orasidagi masofagacha siljitsak, vintsimon dislokatsiya (2, b-rasm) tasvirini tasavvur qilishimiz mumkin.

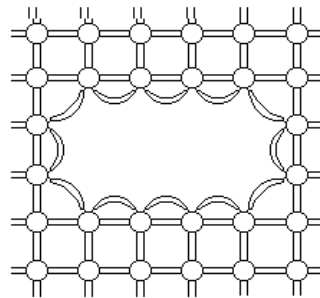


2, a-rasm. Kristall panjaradagi chegaraviy dislokatsiya



2, b-rasm. Kristallpanjaradagivintsimondislokatsiya

Siriy nuqsonlar ikki tur: tashqi va ichki bo'ladi. Kristall sirtining boshqa muhit bilan chegaradosh bo'lganligi tashqi nuqsonlarning yuzaga kelishiga asosiy sababchidir. Muhit bilan o'zaro ta'sirlashish natijasida kristall sirtida adsorbtsiyalangan begona atomlar qatlami, oksidlangan qatlam va boshqa siriy nuqsonlar yuzaga keladi. Ichki nuqsonlar kristall panjara bir xil orientatsiyadan ikkinchi xil orientatsiyaga o'tgan joylarda yuzaga keladi. Bunday nuqsonlarga qo'shmoqlanish tekisliklari, polikristall jismlar donachalarining chegaralari, kichik burchakli dislokatsiya chegaralari kiradi.



3-rasm. Kristall panjaraning hajmiy nuqsonlari

Hajmiy nuqsonlarga stexiometriyadan chetlanish, vakansiyalar majmuasi (4-rasm) yoki boshqa elementar nuqsonlar to'plami va darz ketgan joylar, bo'shliqlar, boshqa fazalarning aralashmasi kabi tartibsizliklar va hokazo nuqsonlar kiradi.

Biz yuqorida zikr qilib o'tgan nuqsonlar haqida batafsil to'xtalib o'tirmaymiz. Bu mavzu bilan qiziqqan o'quvchiga maxsus adabiyotga murojaat qilishni tavsiya etamiz. Kelgusida ayniqsa kirishma atomlar bilan bog'liq nuqsonlarni ko'p uchratamiz. Chunki, zarur parametrlarga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar olishning keng tarqalgan yo'li - unga ma'lum miqdorda zarur kirishma kiritishdir.

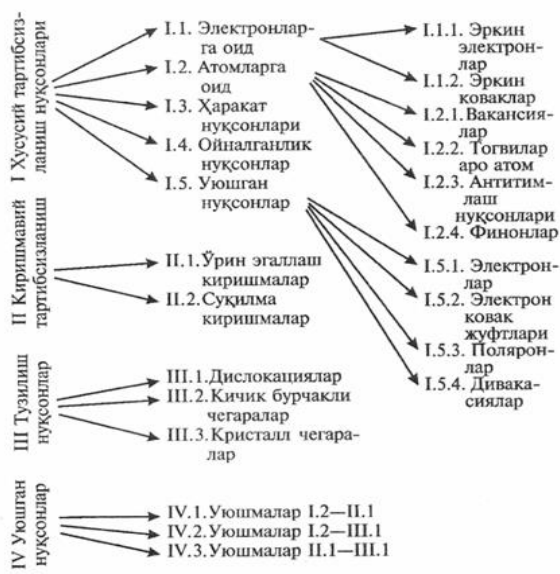
Biz shu mavzuga qisqacha bo'lsa ham to'xtalib o'tganimizning asosiy sababi shundaki, yarimo'tkazgich xossalriga va u asosida yasalgan turli xil yarimo'tkazgich asboblari elektrfizik parametrlariga har qanday nuqson ham juda keskin ta'sir ko'rsatadi. SHuning uchun texnikada sof, tuzilish nuqtai nazardan benuqson yarimo'tkazgich materiallar olish muammosi doim alohida o'rin egallaydi.

Nuqsonlarning paydo bo'lish sabablari.

2.1.Nuqtaviy nuqsonlar

Nuqtaviy nuqsonlarning qattiq jismda hamma vaqt mavjud bo'ladiganlari atomlardan bo'shab qolgan tugunlar — vakansiyalar va tugunlar oralig'iga joylashib olgan atomlardir. Vakansiyalarning muvozanat sharoitida hosil bo'lishi kristall atomlarining issiqlik tebranishlari bilan bog'liq. Mo'tadil temperaturalarda atomlar tebranishlarining o'rtacha amplitudasi atomlararo masofa (panjara doimiysi)ning bir necha foiziga yetishi mumkin. Tugunlar atrofida tebranuvchi atomlarning energiyasi juda kichikdan to ancha katta qiymatlarga ega bo'la oladi.

Yuqori energiyali atomlar o'z muvozanatli vaziyatlaridan uzoqlashib ketishi (tugunni tashlab ketishi), tugunlar oralig'iga o'tishi mumkin. Tugunlar oralig'iga o'tgan atom yana bo'sh tugunga qaytishi — rekombinatsiyalanishi mumkin.

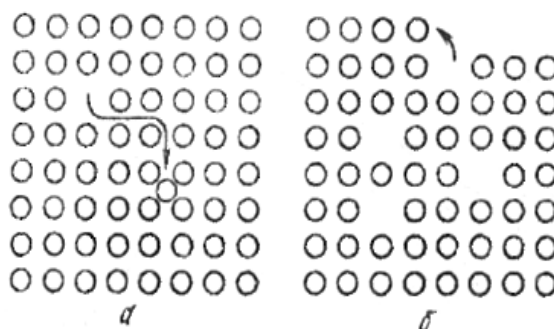


4 — chizma. Kristallning tartibsizlanishi bo'yicha nuqsonlarning sinflari.

Lekin, mazkur atom vakansiyaga eng yaqin tugunlar oralig'idan uzoqroqdagilariga tomon diffuziyalanishi ham mumkin. Shu ravishda Frenkel nuqsonlari deb atalgan vakansiya — tugunlararo atom juftlari vujudga keladi. Ular kristall hajmida ko'chib yuradi, bu daydish jarayoni bu ikki nuqtaviy nuqson qo'shni vaziyatlarda uchrashib, rekombinatsiya yuz berguncha, yoki ulardan biri sirtga chiqib olmaguncha davom etadi. Agar vakansiya, kristall bo'ylab diffuziyalanib, sirtga chiqsa, bu holda unga ichkarirokdagi qatlamdagi atom o'tib olishi mumkin. Paydo bo'lgan vakansiyaga keyingi qatlamdagi atom o'tadi va h.k, natijada tugunlararo

atomlarsiz vakansiyalar paydo bo'ladi. Bu xil vakansiyalarni Shottki nuqsonlari deyiladi.

Tugunlararo atom kristall xajmidan sirtga chiqqan atomlar ko'shimcha qatlam hosil qiladi, kristall hajmi bir muncha ortadi.



5-chizma. Frenkel(a), Shottki(b) nuqsonlari.

2.2.Radiatsion nuqsonlar

Yuqori energiyali nurlanishlar ta'sirida qattiq jismlarda hosil bo'ladigan nuqsonlarni radiatsion nuqsonlar deyiladi. Bunday nurlanishlar — qattiq rentgen nurlanishi, u — nurlanish, yuqori energiyali elektronlar, neytronlar oqimidir.

Radiatsion nuqsonlar nazariyasida birlamchi nuqson Frenkel jufti bo'ladi deb hisoblanadi, keyinchalik boshqa ikkilamchi nuqsonlar yuzaga keladi. Agar atomni tugundan urib chiqarish uchun kerakenergiya E_d — bo'lsa, atomga nurlanish tomonidan beriladigan E_a energiya E_d dan katta bo'lsa, atom, albatta tugundan chiqib ketadi, agarda bu atomda E_d dan ortiq energiya qolsa, u boshka atomni urib chiqaradi va h.k. Biroq, radiatsion nuqson hosil qilishning bo'sag'aviydan pastroq energiyaga tegishli mexanizmlari bor. Bu mexanizmlarning mohiyati shundaki, avval kristallning elektronlari sistemachasi uyg'otiladi, energiya kristall atomlariga uzatiladi va birlamchi radiatsion nuqsonlar hosil bo'ladi. Bu uyg'otish kristallning rentgen kvantlari, past energiyali elektronlar va hatto ultrabinafsha fotonlar bilan nurlash yo'li bilan amalga oshiriladi.

Bo'sag'a osti nuqsonlar xosil bo'lishi quyidagi bosqichlardan iborat:

1. Kvantning yutilishi va eksiton hosil bo'lishi;

2. Eksitonning ikki ionda (masalan, ishqoriy — galogen kristallda galogenning ikki ionda) joylanishi, ya'ni kvazimolekula hosil bo'lishi;

3. Kulon itarishish oqibatida kvazimolekulaning tugunlararo atom va vakansiyaga parchalanishi.

4. Radiatsion nuqsonlar hosil bo'lishining boshqa yo'llari ham mavjud (plazmonlar mexanizmi, ionizatsion mexanizm va boshqalar.).

Radiatsion nuksonlar, odatda, katta kinetik energiyaga ega va shuning uchun ular kristallarda juda harakatchan bo'ladi. Radiatsion nuqsonlarning o'zaro va boshqa radiatsion bo'lmagan nuqsonlar bilan uchrashuvi ehtimolligi katta. Bu hollarda yuz beradigan ta'sirlashish oqibatida nuqsonlarning birlashmalari va hatto yirik uyumlari hosil bo'ladi.

Kristall atomlarining o'z tugunlaridan u — kvantlar ta'sirida jilib ketish ehtimoli kichik. Lekin u — nurlanish fotoeffekt, Kompton effekti, elektronlar va pozitronlar juftlari tug'ilishi oqibatida vujudga keladi.

Neytronlar oqimi moddaga tushganda uning bir qismi yutilib, nuqsonlar paydo qiladi.

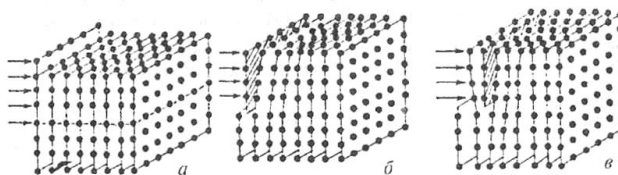
Kristall atomlarning o'z tugunlaridan u — kvantlar ta'sirida jilib ketishi ehtimoli kichik. Lekin, γ — nurlanish fotoeffekt, kompton effekt, elektronlar va pozitronlar juftlari tug'ilishi oqibatida vujudga keladi.

Keyingi davrda moddashunoslik sohasida bir vaqtda qattiq jismda mavjud bo'lgan (kiritilgan) turli kirishmalar bir-biri bilan ta'sirlashishi oqibatida moddaning ayrim fizik xossalari jiddiy o'zgarishi mumkinligi va bu o'zgarishlardan amalda samarali foydalanish mumkinligi aniqlanmoqda.

2.3. Qattiq jismlarda chizig'iy nuqsonlar.

Nuqsonlarni o'lchamlar jihatidan sinflarga ajratganda bir o'lchovli (chizig'iy) nuqsonlar aytib o'tilgan edi, bu nuqsonlarning o'lchamlari ikki yo'nalishda juda kichik ($\ll a$) va uchinchi yo'nalishda har qancha uzun bo'lishi mumkin. Bunday nuqsonlarni dislokatsiyalar deyiladi.

Dislokatsiyalar hosil bo'lishini qaraylik. Kristallning bir qismiga tashqi kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin (6, a- chizma).



6-chizma. Dislokatsiya hosil bo'lishining ketma-ket bosqichlari:
a) kristallga siljitish kuchi qo'yilishi; b) atomlar tekisliklari bukilishi;
v) ekstratskislik hosil bo'lishi.

Kuchning qanday bo'lishiga qarab kristall elastic yoki plastik deformatsiyalanadi. Ikkinchi holda ta'sir etuvchi kuchning biror bo'sag'aviy qiymatiga – siljish kuchlanishiga erishilganda sirpanish vujudga keladi. 6, a-chizmada uzun chiziq bilan qandaydir faraziy tekislik (sirpanish tekisligi) tasvirlangan, atomlar tekisliklari uning yuqorisida o'ngga siljiydi, uning pastidagi kristall qismi esa qo'zg'almaydi.

Kristallografik (atomlar) tekisligining deformatsiyalanuvchi qismi (yarimtekislik) o'ngga biror masofaga siljiydi. (6, b- chizma) va keying atomlar yarimtekisligini deformatsiyalaydi.

Birinchi yarimtekislik kuch ta'siri ortganda oqibatda keying yuqorigi yarimtekislik ustiga tushadi, pastki yarimtekisligidan uzib qo'yadi (6, v- chizma). Uzilgan yarimtekislik «ortiqcha», ozgina deformatsiyalangan ikkita oddiy (atomlar) tekisliklari orasiga «kiritilgan» (qistirilgan) bo'lib qoladi.

7-MA'RUZA. YARIMO'TKAZGICHLARDA KIRISHMALAR

REJA:

1. Kirishmalarning hosil bo'lishi
2. Kremniyga kirishma atomlarini kiritish usullari
3. Kirishmalarning energiya sathlari
4. Kirishmali yarimo'tkazgichlar

Tayanch so'zlar: chuqur satxlar, optik, fotoelektrik, kislorod, azot, uglerod, ta'qiqlangan zona, o'tkazuvchanlik sohasi, termozond, epitaksial qatlam, plastina.

1. Kirishmalarning hosil bo'lishi

Kristall panjarasidagi yot atomlar (kirishmalar) panjara nuqsonlari jumlasiga kiradi. Kirishma atomlar kristallning asosiy atomlariga nisbatan juda oz miqdorda bo'lishiga qaramasdan, uning elektrofizik xossalariga muhim ta'sir ko'rsatadi.

Kirishmalar o'zining tutgan o'рни va bajaradigan vazifalariga qarab bir necha turlarga bo'linadi.

Kirishma atomlar kristall panjarasida tugunlardagi asosiy atomlar o'rniga o'tirib oladi (bunday kirishmani o'rinbosar qattiq eritma deyiladi) yoki ular panjara tugunlari orasiga joylashadi (bunday kirishmani suqulish qattiq eritma deyiladi). Bu ikki holni geometrik va elektrokimyoviy omillar aniqlaydi.

O'rinbosar kirishmalar hosil bo'lishi uchun kirishma atomi radiusining asosiy atom radiusidan farqi 15% dan oshmasligi, asosiy va kirishma atomlar elektrokimyoviy jihatidan o'xshash bo'lishi zarur (keyingi shartning ma'nosi:

mazkur ikki xil atomlarning valent qobig'idagi elektronlar soni teng yoki ± 1 qadar farqlanishi kerak).

Suqulish kirishmalar hosil bo'lishi uchun kirishma atomi radiusining asosiy atom radiusiga nisbati 0,59 dan kichik bo'lishi zarur. Mikdoriy shartlar tajriba yo'li bilan topilgan. Har bir kirishma atom o'zi turgan joy atrofida panjara davriyligini buzadi va elektron(kovak) uchun mahalliy sathlar hosil qiladi, bu satxlar kirishmalar zichligi uncha katta bo'lmaganda, ta'qiqlangan zonada joylashgan bo'ladi. Ko'p bosqichli tozalashdan so'ng yarimo'tkazgich moddada qoldiq kirishmalar turlari va miqdorlarini aniqlab olish muhim, ammo eng muhimi-muayyan maqsadni nazarda tutib tegishlicha tanlangan boshqa elementlar atomlarini istalgan miqdorda va ma'qul usul bilan yarimo'tkazgichga kiritishdir. Ana shu muammo hal qilingandan so'ng, yarimo'tkazgichlar elektronikasi juda tez rivojlana boshlaganligini ta'kidlaymiz.

Yarimo'tkazgichlarga kirishmalar kiritish yo'li bilan ularning elektrik o'tkazuvchanligini va boshqa xossalarini o'zgartirish mumkin. Yarimo'tkazgich monokristalini suyulmalardan hosil qilish jarayonida suyulmaga istalgan boshqa moddalar atomlari kiritiladi. Bunda monokristall hajmida kirishmalarning tekis taqsimlanishini ta'minlaydigan choralar qo'llanadi.

Endi elektronika sanoatida keng qo'llanadigan usullar to'g'risida qisqacha ma'lumot beramiz.

2. Kremniyga kirishma atomlarini kiritish usullari

Diffuziya usuli bilan kirishmalar kiritish

Yarimo'tkazgichlarda diffuziya jarayonlari haqida keyin batafsilroq to'xtalamiz. Bu joyda mazkur usulning qisqacha tavsifini keltiramiz, xolos.

Bu usulda maxsus idishlarga (tigellarga) yarimo'tkazgich kristali, u bilan birga kiritiladigan moddaning tayinli miqdori ham joylanadi, so'ng diffuziya pechida (kristallning suyulish temperaturasidan past bo'lgan) yuqori temperaturagacha qizdiriladi, kirishma modda bug'lanadi va uning atomlari kristall ichiga diffuziyalanib kira boradi. Bu atomlar yo asosiy atomlardan bo'shab qolgan tugunlarga yoki tugunlar orasiga joylashib oladi. Masalan, kremniyga fosforni - 1200°C temperaturada diffuziyalanadi, chunki kremniyning suyulish temperaturasi taxminan 1410°C bo'lgani uchun u o'zining qattiq holatini saqlaydi, ammo atomlar issiqlik harakati kuchayishidan vakansiyalar ko'payib ketadi, fosfor va kremniy atomlari radiuslari bir-biriga qin bo'lgani uchun fosfor atomlari kremniy kristali tugunlariga joylashib, o'rinbosar kirishma hosil qiladi.

Diffuziya jarayonida kristall ichida kirishma atomlar taqsimoti Fik qonunlaridan kelib chiqadigan diffuziya tenglamasini yechish orqali aniqlanadi.

Agar $N(x,t)$ diffuziyalanuvchi kirishma atomlari zichligi (x -o kristall sirti tekisligini belgilaydi), D ularning diffuziya koeffitsienti bo'lsa, x yo'lanishda

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{d^2N}{dx^2} \quad (1)$$

diffuziya tenglamasining cheksiz (doimiy) manba holdagi (kristall sirtida kirishma zichligi N_0 deb olingandagi) yechimi

$$N(x,t) = N_0 \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad (2)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Bu holda kristall sirti yaqinida kirishma bilan to'yingan yupqa qatlam hosil bo'ladi. Bu qatlamdagi kirishma zichligi imkoni boricha katta qilib blinadi. Bu bosqichni kirishma kiritish bosqichi deyiladi. So'ngra tashqaridan kirishma kiritish bartaraf qilinib (manba uzokdashtirilib), kristallga kirib bo'lgan kirishma yuqori temperaturada qayta taqsimlanishga duchor qilinadi. Bu bosqichni kirishmani (kristall ichiga) haydash deyiladi. U chekli kirishma manбайдan diffuziyalanish holiga mos keladi. Bu holda (1)ning yechimi:

$$N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left[-\frac{x^2}{4Dt}\right], \quad (3)$$

bunda, Q — legirlash dozasi. Yarimo'tkazgichli asboblarda sanoatida planar texnologiyada xuddi shu ikki boskichli diffuziya usuli qo'llanadi.

3. Kirishmalarning energiya sathlari

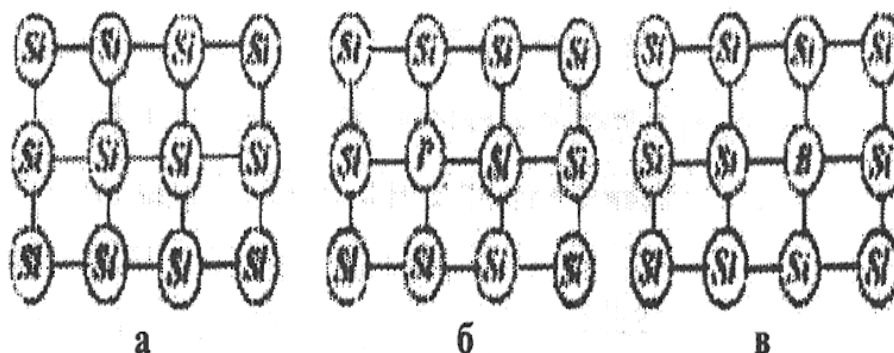
Kirishmalar hakidagi malumotni ularning yarimo'tkazgichlar kristallarida elektronlar uchun hosil qiladigan energiya sathlari to'g'risidagi qisqacha axborot bilan yakunlaymiz.

Kristall panjarasiga kirib olgan kirishmalar ideal metall panjarasi qat'iy davriyligini buzuvchi nuqsonlardir va ular elektronlar uchun o'ziga xos energetik holatlar paydo qiladi. Agar kirishmalar zichligi uncha katta bo'lmasa (aynimagan yarimo'tkazgich), mazkur holatlar kirishma atomlar yaqinida (mahalliy joylarda) o'rnashgan bo'lib, bu mahalliy holatlar sathlari yarimo'tkazgichning ta'qiqlangan zonasida joylashgan bo'ladi. Mahalliy sathdagi elektron bog'langan elektron bo'lib, uni erkin elektronga aylantirish uchun yoki valent zonadagi elektronni mahalliy sathga o'tkazish uchun muayyan energiya kerak bo'ladi. Agar mahalliy sath o'tkazuvchanlik yoki valent zonasiga yaqin joylashgan bo'lsa, uni sayoz sath deyiladi. Sayoz sathdagi elektronni faollash energiyasi (kirishmani ionlash energiyasi) ta'qiqlangan zona kengligi E_g dan ancha marta kichik bo'ladi.

Ta'qiqlangan zonaning o'rta qismidagi mahalliy satxlar chuqur sathlar deb ataladi. Ba'zi kirishmalar sayoz sathlar hosil qilsa, ba'zilar chuqur sathlar paydo qiladi.

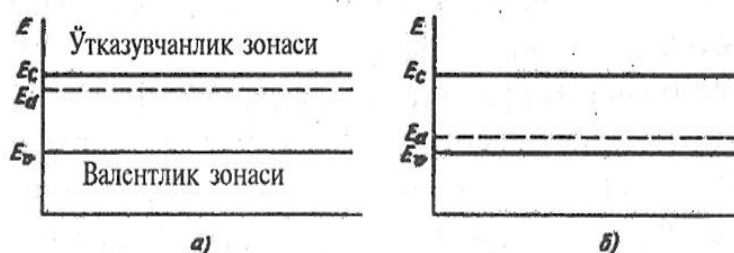
Eng ko'p qo'llaniladigan kremniy kristalini olaylik. Ma'lumki, kremniy panjarasida har bir atomning 4 ta eng yaqin qo'shnisi bo'lib, ular bilan 4 ta valent elektroni vositasida kovalent bog'langan (1-a-rasm). Agar shu panjaraga 5 valentli element atomi (masalan, fosfor) kiritilsa, kirishma atom kremniy atomi o'rniga joylashadi (1-b-rasm). Uning 4 ta valent elektroni 4 ta qo'shni kremniy (Si) atomlari bilan kovalent bog'lanishni ta'minlaydi, 5 valentli elektron esa o'z atomi bilan kuchsiz bog'lanishda bo'ladi. Unga E_g ga nisbatan ancha kam E_d energiya (u xona temperaturasida kT tartibida) berilsa, u o'z atomidan ajralib, o'tkazuvchanlik elektroni bo'lib qoladi, ya'ni o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib oladi. Bu elektronning kremniy energetik zonaviy diagrammasidagi sathi o'tkazuvchanlik zonasidan E_d energiya qadar pastda, ta'qiqlangan xonada tasvirlanadi (1-b-rasm). Bu sayoz sath. O'tkazuvchanlik xonasiga elektron bera oladigan kirishmani donor kirishma, u hosil qilgan sathni donor sath deyiladi. Yetarlicha donor kirishma kiritilgan va o'tkazuvchanlik elektronlari toza kristalldagidan ko'p bo'lgan yarimo'tkazgichni n-tur yarimo'tkazgich deyiladi. Agar kremniyga V elementlari (R As, Sb) atomlari kiritilsa, kremniy xona temperaturasida asosan elektron o'tkazuvchanlikli (n-tur) yarimo'tkazgich bo'ladi. Agar kremniy (Si) kristaliga 3 valentli bor(V) atomlari kiritilsa, ular ham kremniy atomlari o'rniga joylashib oladi (1-v-rasm).

Bor (V) atomida 3 ta valent elektron bor. Uning 4 ta qo'shni kremniy Si atomlari bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi uchun bir elektron yetishmaydi. Bu elektronni bor (V) atomi kremniy (Si) atomlari orasidagi bog'lanishdan (valent xonadan) tortib olishi mumkin. Buning uchun uncha katta bo'lmagan E_a energiya kerak bo'ladi.



1-rasm. Kremniy kristalliga kiritilgan kirishmalar joylashishi: a-kirishmasiz kremniy kristali; b-fosfor kiritilgan kremniy kristali; v-bor (V) kiritilgan kremniy kristali.

E_a ham xona temperaturasida kT tartibidadir. Bu sath ham ta'qiqlangan zonada. Ammo valent zona yaqinida joylashgan (1-v-rasm).



2-rasm. Yarimo'tkazgichning energetik diagrammasi: a) donor kirishmali yarimo'tkazgich; b) aktseptor kirishmali yarimo'tkazgich.

Valent zonadagi elektronni o'ziga biriktirib oladigan (kovak hosil qiladigan) kirishmani aktseptor kirishma, E_a energiyali satxni aktseptor sath deyiladi.

Aktseptor kirishma kiritib, kovaklari ko'paytirilgan yarimo'tkazgichni p-tur yarimo'tkazgich deyiladi.

Kremniyga III guruh elementlari (In, Al, Ga, B,...) atomlari kiritilsa, u xona temperaturasidayoq p-tur yarimo'tkazgich bo'ladi.

Agar yarimo'tkazgichga ham donor kirishma, ham aktseptor kirishma kiritilsa, donor sathdagi elektronlar aktseptor sathlarga o'tadi. Bunday yarimo'tkazgichlarni kompensirlangan yarimo'tkazgichlar deyiladi. Kompensirlanish sayoz va chuqur sathlar mavjud bo'lganida ham sodir bo'ladi.

Agar kirishma atomlar zichligi yetarlicha katta bo'lsa, qo'shni kirishma atomlar elektronlari o'zaro ta'sirlashadi, kirishma hosil qiladigan sathlar parchalanib, elektronlar (kovaklar) energiyasining kirishmaviy zonasini vujudga keltiradi.

Kirishmaviy energiya zonalarini o'tkazuvchanlik yoki valent zonasi bilan tutashib ketishi mumkin. Bu hol kuchli legirlangan yarimo'tkazgichlarga xosdir.

Yarimo'tkazgichdagi kirishmalarning ko'pchiligi ta'qiqlangan zonaning o'rta qismida, o'tkazuvchanlik va valent zonalardan uzokda elektronlar uchun energiya satxlari hosil qiladi. Bu satxlarni chukur satxlari deyiladi deb aytgandik. Chuqur sathlar yo donorlik, yo aktseptorlik xossalari ega bo'ladi. Ba'zi kirishmalar bir necha chuqur sathlar hosil qila oladi. Ularning ba'zilari donor bo'lsa, ba'zilari aktseptor bo'ladi (amfoter kirishmalar). Masalan, kremniyga bir necha o'n element atomlari kiritilib, ularning elektrofizik xossalari batafsil o'rganilgan, ulardan ba'zilari: oltin (Au), kumush (Ag), nikel (Ni), temir (Fe), kobalt (Co), oltingugurt (S), ko'roshin (Rb), platina (Pt), palladiy (Pd).

Chuqur sathlar yarimugkazgichlarda elektronlarning holatlararo o'tishlari bilan boliq juda ko'p va xilma-xil jarayonlarda muhim o'rin tutadi. Chuqur va sayoz sathlar hosil qiladigan kirishmalarning o'zaro munosabati masalalari, kirishmalarning nuqsonlar bilan o'zaro ta'siri muammolari fan va texnikada dolzarb muammolar xisoblanadi.

Nazorat qilinmaydigan kislorod, azot, uglerod va boshqa kirishmalar va ularning nuqsonlar bilan birikmalari ham kremniyda chuqur sathlar paydo qiladi. Masalan, kremniyda kislorod bilan vakansiya birlashuvi O+V (yoki A markaz) elektron uchun ta'qiqlangan zonada $E_s - 0,16 \text{ eV}$ chuqur sath hosil qiladi. Chuqur sathlarning elektron va kovakni ushlab olish kesimlarini ham bilish kerak.

Chuqur satxlar optik va fotoelektrik hodisalarda muhim vazifalarni bajaradi. Hozir chuqur sathlarni aniqlashning bir necha usullari bor.

4. Kirishmali yarimo'tkazgichlar

Hattoki, yetarlicha toza bo'lgan yarimo'tkazgichlarda o'zining xususiy energetik sathlarini hosil qiluvchi kirishma atomlari mavjuddir. Bu energetik sathlar yarimo'tkazgichning takiklangan sohasida valent sohasi shipi va o'tkazuvchanlik sohasi tubidan har xil masofalarda joylashishi mumkin. Ayrim hollarda, yarimo'tkazgichga kerakli elektrofizik xususiyatlarni berish uchun, ataylab, kirishma atomlarini kiritishadi.

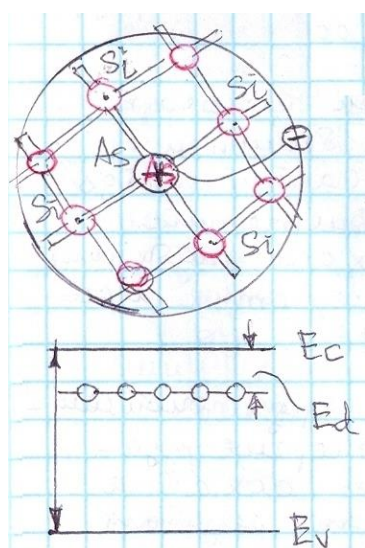
Kirishma atomlari energiyaviy sathlarining asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

Donor sathlar.

Faraz qilaylik, kristalldagi bir qism kremniy atomlari o'rniga boshvalentli mish'yak atomlari joylashtirilgan bo'lsin.

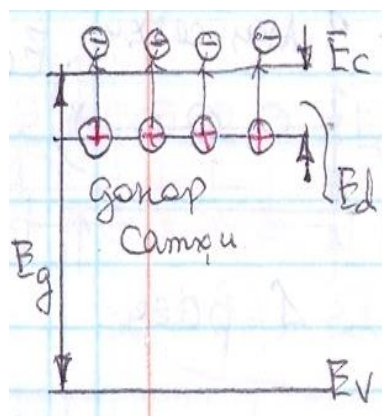
Kremniy olmos tipidagi kristall panjaraga ega, bu panjarada har bir atom to'rtta yaqin atomlar bilan kovalent boglanishi xosil kiladi (1-rasm).

Qo'shni atomlar bilan bunday bog'lanishni o'rnatish uchun mish'yak atomi valent elektronlaridan turttasini sarf



qiladi, beshinchi elektron bu bog'lanishlarni o'rnatishda qatnashmaydi. Bu elektron dielektrik singdiruvchanligi koeffitsientiga teng marta

1-rasm. susaygan mish'yak atomi maydonida o'z harakatini davom etdiradi. Maydonning susayganligi sababli, elektron orbitasining radiusi 12 marotaba ortadi, uning mish'yak atomi bilan bog'lanish energiyasi $\epsilon^2 = 144$ marta kamayadi va natijada beshinchi elektronning erkin elektron bulish energiyasi $E_d \approx 0,01\epsilon B$ ga tenglashadi. Elektroniga bunday energiyani uzatganda u mish'yak atomidan uzilib kremniy panjarasida erkin harakat qilish imkoniga ega bo'ladi, shunday qilib o'tkazuvchanlik elektroniga aylanadi. "Zonalar" nazariyasi tili bilan bu jarayonni shunday tasavvur qilish mumkin: valent va o'tkazuvchanlik sohalari orasida mish'yak atomi beshinchi elektronining energetik sathi paydo bo'ladi (1-rasm). Bu energetik sath o'tkazuvchanlik sohasi tubining yaqinida $E_d \approx 0,01\epsilon B$ energetik masofada joylashadi.

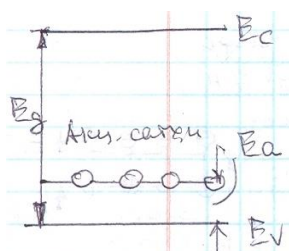


2-rasm

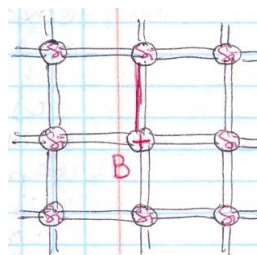
Bunday energetik sathlarda joylashgan elektronlarga E_d – energiya uzatilsa ular o'tkazuvchanlik sohasiga o'tadilar va hosil bo'lgan musbat zaryadlar qo'zg'olmas mish'yak atomlarida joylashgan bo'lib elektr o'tkazuvchanlikda qatnashmaydilar (2-rasm). O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar **donorlar** deb ataladi, ularning energetik sathlari – **donor sathlar** deb ataladi. Donor kirishmalariga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar, elektron **yarimo'tkazgichlar** yoki **n-tipdagi yarimo'tkazgichlar** deb ataladi, goh paytlarda ularni **donor yarimo'tkazgichlar** deb atashadi.

Aktseptor energetik sathlar

Yana faraz qilaylik, kremniy kristall panjarasidagi bir qism kremniy atomlari o'rnini 3 valentli Bor atomlari egallagan bo'lsin (**3-rasm**). 4-ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni hosil qilish uchun Bor atomiga bitta elektron yetishmaydi. Bu yetishmaydigan elektronni qo'shni kremniy atomlaridan olish mumkin.



3-rasm



4-rasm

Bu holda ham qo'shimcha elektronni olish uchun taxminan $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$ energiya zarur bo'ladi.

To'ldirilmagan bog'lanishni kushni atomlarning elektronlari egallashi, kristall panjarada kovakni hosil bo'lishini va kremniyning valent sohasida bo'sh vakant holatni hosil bulishini eslatadi.

4-rasmda Bor kirishma atomiga ega bo'lgan kremniyning energetik sohasi tuzilishi tasvirlangan.

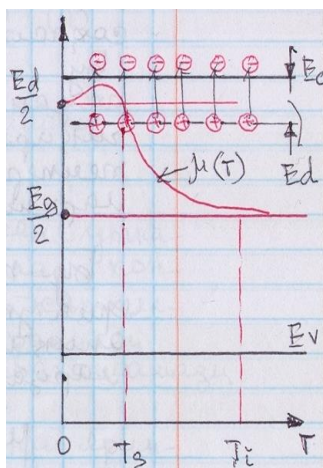
Valent sohasi shipining yaqinida $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$ masofada Bor atomining elektronlar egallamagan energetik sathlari joylashgan.

Nisbatan yuqori bo'lmagan temperaturalarda valent sohasidagi elektronlar bu energetik sathlarga o'tib Bor atomlari bilan bog'lanish hosil qiladi va kristall panjarada harakat qilish ehtimolligini yo'qotadilar, elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok eta olmaydilar.

Zaryad tashuvchilar faqat valent sohasida hosil bo'lgan kovaklardan iborat bo'ladi.

Yarimo'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar – **aktseptorlar**, ularning energetik sathlari – **aktseptor** sathlar deb ataladi.

Aktseptorlarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar – kovakli yarimo'tkazgichlar yoki p – tipli yarim o'tkazgichlar deb ataladi. 5-rasmda n - tipli yarimo'tkazgichda Fermi sathining temperaturaga o'tkazgichda keltirilgan.



Past temperaturalar sohasi

Past temperaturalarda kristall panjaraning issiqlikdan tebranishning o'rtacha energiyasi E_g – ta'qiqlangan soha kengligidan juda sezilarli kichikdir, natijada bu tebranishlar valent elektronlarini qo'zg'ata olmaydilar va o'tkazuvchanlik sohasiga uzata olmaydilar.

Aktivatsiya energiyasi $\sim 0,01 \text{ eV}$ bo'lgan donor sathlaridan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga uzatish uchun zarur bo'lgan temperaturani hisoblab ko'ramiz.

5-rasm. Kirishmali yarimo'tkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}\cdot\text{K}^{-1}}{\text{K}}$$

Boshqa tarafdanda $1kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{К}$
 $1Дж = 6,24 \cdot 10^{18} эВ$

$$1kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 6,24 \cdot 10^{18} эВ = 8,6 \cdot 10^{-5} эВ$$

$$T = \frac{Ed}{K} = \frac{0,01эВ}{8,6 \cdot 10^{-5} эВ/К} = \frac{1000}{8,6} К \approx 120К$$

Demak, temperatura 120 K ga yetganda issiqlik energiyasi Ed donor sathidagi elektronlarni qo'zg'otib o'tkazuvchanlik sohasiga uzatish uchun yetarli ekan.

Bu energiya ta'qiqlangan soha kengligidan 100 marta kichikligini esdan chiqarmaslik lozim. Shu sababli, bu temperaturada faqat kirishma atomlarining elektronlarini qo'zg'otish mumkin.

Bu past temperatura sohasida n - tipli yarimo'tkazgichda Fermi sathi holatini aniqlovchi ifoda-tegishli hisoblashlardan keltirib chiqarilgan:

$$\mu = -\frac{Ed}{2} + \frac{KT}{2} \ln \left[\frac{Nd h^3}{2(2\pi m_{pKT})^{3/2}} \right], \quad (1)$$

R-tipli yarimo'tkazgich uchun esa,

$$\mu' = -\frac{Ea}{2} + \frac{KT}{2} \ln \left[\frac{Nd h^3}{2(2\pi m_{nKT})^{3/2}} \right], \quad (2)$$

Bu yerda Nd va Na - donor va aktseptorlar konsentratsiyasidir.

(1)-ifodadagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq chizmasi 5-rasmda keltirilgan.

Elektron va aktseptorli yarimo'tkazgichlardagi Fermi sathi ifodalaridan foydalanib shu yarimg'otkazgichdagi elektron va kovaklar konsentratsiyalari ifodalariga ega bo'lamiz

$$n = \sqrt{2Nd} \left(\frac{2\pi m_{nKT}}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{Ed}{2KT}}, \quad (3)$$

$$p = \sqrt{2Na} \left(\frac{2\pi m_{pKT}}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{Ea}{2KT}}, \quad (4)$$

Kirishmalarning kambag'allashish sohalari

Temperatura ko'tarilishi bilan o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasi oshaboradi, donor sathlaridagi elektronlar konsentratsiyasi kamayadi - donor sathlar kambag'allashadi.

Aktsentor sathlar ham p - tipli yarimo'tkazgichda xuddi shunday holatda bo'ladi.

Kirishmalarda elektronlar butunlay tugaganda n - tipli yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasida elektronlar konsentratsiyasi Nd - donorlar konsentratsiyasiga tenglashadi.

$$n \approx Nd, \quad (5)$$

P-tipli yarimo'tkazgichda esa,

$$p \approx Na, \quad (6)$$

Bu holatga to'g'ri keluvchi T_s – temperatura Ed yoki Ea sathlardagi elektron yoki kovaklarning konsentratsiyasi oshishi bilan katta qiymatga erishadi.

Misol uchun, $Nd = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - donor konsentratsiyasiga ega bo'lgan kremniy uchun T_s - temperatura $\approx 150 \text{ K}$ ga teng.

Yuqori temperaturalar sohasi

Bundan keyingi temperaturaning oshishida xususiy zaryad tashuvchilar, ya'ni valent soxasidan utkazuvchanlik soxasiga utgan elektronlar, faol qo'zg'olaboshlaydilar, yarimo'tkazgich xususiy yarimo'tkazgich holatiga yaqinlashaboradi, natijada Fermi sathi xususiy yarim o'tkazgichdagi Fermi sathi holatiga ($Eg/2$) uxshash buladi. Xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi Nd dan kichik bo'lganda

$$n = n_i + Nd$$

uning kiymati taxminan $\approx Nd$ ga teng bo'lib, o'zgarmasligini saqlaydi.

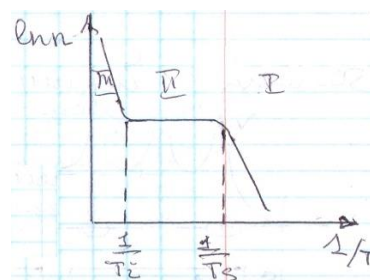
Ammo yetarlicha yuqori temperaturalarda xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi na faqat Nd ga teng bo'ladi, balki undan sezilarli katta bo'ladi.

$$n_i \gg Nd$$

Bu holda

$$n = n_i + Nd \approx n_i$$

Bu esa yarimo'tkazgich xususiy o'tkazuvchanlikka ega bo'lishini bildiradi (**6-rasm**). temperatura ta'qiqlangan soha kengligi oshishi bilan boradi.



T_i - osha

T_i - temperaturadan yuqori temperaturalarda,

6-rasm

kirishmali yarimo'tkazgich Fermi sathi xususiy yarim o'tkazgich Fermi sathi bilan uxshash bulib, v quyidagi ifoda bilan belgilanadi.

$$\mu = -\frac{Eg}{2} + \frac{3}{4}KT \ln \frac{m_p}{m_n}$$

tok tashuvchilar konsentratsiyasi xususiy yarimo'tkazgichning shu temperaturadagi konsentratsiyasiga teng bo'ladi

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} KT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{Eg}{2KT}}$$

8-MA'RUZA. YARIMO'TKAZGICHLARDA ELEKTR O'TKAZUVCHANLIK MEXANIZMI

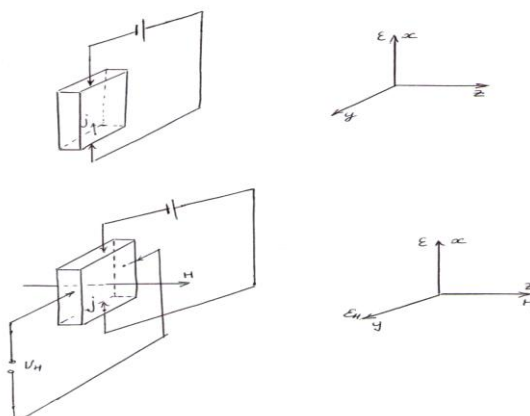
REJA

1. Yarimo'tkazgich materialga tashqi ta'sirlar
2. Yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti
3. Tomson effekti

Tayanch so'zlar: magnit maydon, ko'chish hodisasi, kompensatsiya, induksiya, Lorents kuchi, Xoll effekti.

1. Yarimo'tkazgich materialga tashqi ta'sirlar

Yarimo'tkazgich materialga turli tashqi kuchlar (elektr va magnit maydon) ta'sir qildirib ko'raylik. Bunda zaryad tashuvchilar muvozanatsiz holatda bo'ladi: tashuvchilarning yo'nalishli ko'chishi – ko'chish hodisasi paydo bo'ladi. 1- rasmda kristallga elektr, elektr va magnit maydon kuchlari ta'siri ko'rsatilgan.



1-rasm. Ba'zi bir kinetik hodisalarni hosil bo'lish sxemasi.

Bir jinsli kristallga tashqi elektr maydon qo'yilganda elektr tokini keltirib chiqaradi. Bunga sabab kristallning ruxsat etilgan zonalarida erkin tashuvchilarning tashishi bo'lib, tok zichligi

$$J = \sigma \varepsilon \quad (1)$$

aniqlanadi. Bunda σ – proporsionallik koeffitsienti, moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deyiladi; ε – elektr maydon kuchlanganligi. Kristallga bir vaqtning o'zida bir qancha tashqi kuchlar, masalan, elektr va magnit maydoni qo'yilgan bo'lsin va ular kuchlanganlik vektori o'zaro perpendikular (1-rasm, b). Bu holda ε maydon ta'siriga x o'q bo'ylab tashuvchilar harakat yo'nalishi, magnit maydon x ta'sirida u o'q bo'ylab ko'chishiga tashkil etuvchi hosil bo'ladi. Kristallni qarama-qarshi chekkalarida ε_n e.yu.k, ya'ni holl e.yu.k hosil bo'ladi. Bu effekt Xoll effekti deyiladi, proporsionallik koeffitsienti R ifodada

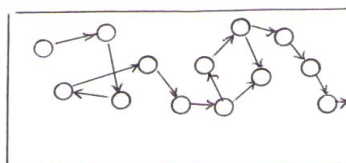
$$\varepsilon_n = RHj \quad (2)$$

Xoll koeffitsienti deyiladi.

Barcha hamma hollarda yarimo'tkazgichga qandaydir F_i kuchlar ta'siri kristallda zaryad tashuvchilarning ko'chishini hosil qiladi, bu ko'chishga kinetik hodisalar deb ham ataladi. Yuqiridagi (1) va (2) ifodalardagi σ va R kinetik koeffitsientlar deb ataladi.

Misol tariqasida solishtirma elektr o'tkazuvchanlikni sifat tomonlarini ko'ramiz.

Kristallni davriy maydonida harakatlanuvchi elektronning tezligi $v = \frac{nk}{m}$ ekanligi aniqlangan va u vaqtga bog'liq emas. Bundan shu kelib chiqadiki, ideal kristallda tashqi elektr maydon bo'lmaganda so'nmas elektr toki bo'lishi, ya'ni ideal kristall nol qarshilikli bo'lishi yoki elektr o'tkazuvchanlik cheksiz bo'lishi kerak. Biroq real kristallar chegaralangan elektr o'tkazuvchanlik, kristall davriy maydonida buzilishi bilan bog'liq bo'ladi. Davriylikni buzilishlaridan biri panjara atomlarining issiqlik tebranishidir. Atomlarning bunday tebranishi ta'sir sferasiga uchragan elektronlar harakat traektoriyasi egirlanadi, ya'ni ular sochiladi. Undan tashqari, real kristallda kristall panjarani buzuvchi turli nuqsonlar: kirishma atomlar, vakantsiya, dislokatsiya va boshqalar bo'ladi. Bu nuqsonlar ham elektronlarni sochilishiga olib keladi. Panjarada kristallda elektron murakkab traektoriya bilan harakatlanadi, qaysiki har bir akt sochilishidan keyin o'zgaradi. Bunga zaryad tashuvchilarning yo'nalishli ko'chishi bo'ladi. (2-rasm).



2-rasm. Yarimo'tkazgichda tashqi kuchlar ta'sirida zaryad tashuvchilarning ko'chishi

Sochilishni miqdoriy o'lchovi yoki erkin yugurish yo'li l (ikkita to'qnashish orasida tashuvchini o'tishining o'rtacha masofasi), yoki to'qnashishlar orasidagi o'rtacha vaqt τ xizmat qiladi, ya'ni

$$\tau = l/v \quad (3)$$

Bu erda v - elektron tezligi.

Vaqt τ relaksatsiya vaqti deb ham atalib, u kristallga berilayotgan tashqi kuchlar uchirilganda tokni so'nishini karakterlaydi.

SHunday qilib, tashuvchilarga bir tomondan, tartibli harakatlantiruvchi tashqi kuch ta'siri, boshqa tomondan – tashuvchilarni tartibsiz xaotik harakatga keltiruvchi sochilish ta'sir qiladi.

Ikkita qarama-qarshi ta'sir qiluvchi kuchlar natijasida kristallda zaryad tashuvchilar harakati o'rtacha tezlik \bar{v} o'rnatiladi, u elektr maydoniga proporsional

$$\vec{v} = \mu \epsilon \quad (4)$$

Kattalik, μ kuchlanganlik 1 V/s maydonda tashuvchining o'rtacha tezligiga teng bo'lgan kattalik bo'lib, zaryad tashuvchilarning harakatchanligi deyiladi. Uning o'lchami $\text{sm}^2/(\text{v}\cdot\text{s})$. Shunday qilib, o'rtacha tezlik, harakatchanlikni bilgan holda solishtirma elektro'tkazuvchanli

$$\delta = \pi e \mu \quad (5)$$

ga teng. Demak, elektr o'tkazuvchanlik to'qnashishlar soni va xarakteriga, ya'ni sochilish aktlar soni va xarakteriga bog'liq. SHu sababli umumiy mulohazalardan barcha kinetik koeffitsientlar erkin zaryad tashuvchilarning relaksatsiya vaqti bilan aniqlash mumkin ekan.

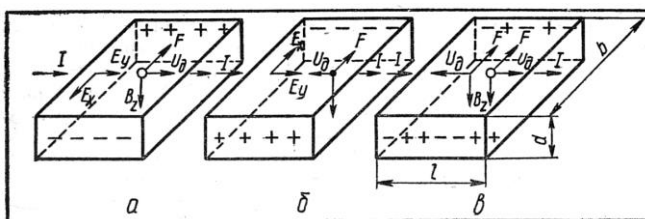
Zaryad tashuvchilarni ikki xil ekanligini e'tiborga olsak, unda

$$\delta = e n \mu_n + e p \mu_p \quad (6)$$

bo'ladi.

2. Yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti

Endi yarimo'tkazgichlarda oqayotgan tokka magnit maydonini ta'sirini ko'ramiz, qaysiki bunda magnit maydon V zaryadlar harakat yo'nalishiga perpendikulyar qilib o'rnatilgan. Deylik, kesim yuzasi db bo'lgan yarimo'tkazgich parallelepiped ko'rinishida bo'lsin. Elektr maydon u o'qi bo'ylab, magnit maydon z (Vz) o'ki bo'ylab yo'nalgan (1-rasm). Elektr maydon ta'sirida zaryad tashuvchilar U harakat yo'nalishli tezlik oladi. Bu dreyf tezlik yo'nalishi kovaklar uchun maydon bo'ylab, elektronlar uchun esa qarama-qarshi yo'nalishida bo'ladi.



3-rasm. Yarimo'tkazgichlarda Xoll e. yu. k. paydo bo'lish sxemasi

O'tkazuvchanligi:

a) kovakli ; b) elektronli ; v) aralashmali.

Agarda zaryad tashuvchilar kovaklar bo'lsa, unda magnit maydon (Lorents kuchi) Bz ta'sirida ular namuna qirg'oqlarini chap tomoniga og'adi va bu qirralarida musbat zaryad to'planadi, qarama-qarshi qirradi esa kompensatsiyalanmagan manfiy zaryadlar qoladi (3-rasm).

Agarda zaryad tashuvchilar elektronlar bo'lsa, magnit maydon Bz ta'sirida ular qirg'oqlarni chap tomonida manfiy zaryadlar hosil bo'lgan holda to'planadi va qarama-qarshi qirg'oqda kompensatsiyalanmagan musbat zaryadlar to'planadi.

Harakatlanayotgan elektron yoki kovakka ta'sir qiluvchi Lorents kuchi elektron yoki kovak harakat tezligi V_d va magnit maydon induksiyasi B ga perpendikulyar:

$$F = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (7)$$

biroq

$$V_d = \mu \quad (8)$$

Shu sababli

$$E = \mu \times E \quad (9)$$

ya'ni Lorents kuchi zaryad tashuvchini belgisiga bog'liq bo'lmay, u faqat maydonlar \hat{E} va B yoki tok zichligi J bilan aniqlanadi. 3- rasm a va b larda tasvirlangan holatlar uchun $F \times o'qi$ bo'ylab yo'nalgan. Zaryad tashuvchilar – elektronlar va kovaklarni, agarda ularni tezligi elektr maydon E bilan aniqlansa ikkala zaryad bir tomonga og'adi.

Agarda elektr tokini oqishida kovaklar ham, elektronlar ham qatnashsa (aralash o'tkazuvchanlik, 3-rasm,) unda ko'rinish murakkablashadi. Agarda elektronlar va kovaklar harakatchanligi bir xil bo'lsa, unda plastinka yon chekkalaridagi elektronlar va kovaklar o'zaro kompensatsiyalanishi hisobiga zaryad yig'indisi 0 bo'ladi. Agarda bu tenglik bajarilmasa, ya'ni konsentratsiya yoki bir zaryad tashuvchilar belgilari boshqasidan katta bo'lsa, unda namuna chekkalarida elektronlar va kovaklarni qisman o'zaro kompensatsiyalashadi va chekkalarda qarama-qarshi zaryadlar to'planadi, hamda 0 ga teng bo'lmaydi. Agarda yarimo'tkazgich namuna chekkalarida qarama-qarshi tomonlari zaryadlanadi (3-rasm,a,b,v), unda E_y va B_z ga nisbatan kundalang elektr maydoni E_x - mos keluvchi potentsial farq elektr yurituvchi kuch (e.yu.k.) \hat{E} hosil bo'ladi. Yarimo'tkazgichda kundalang B_z induksiya magnit maydonda elektr tok zichligi J_y vujudga keltiruvchi elektronlar va kovaklar o'tkazuvchanligini og'ishi natijasida elektr maydon kuchlanganligi E_x hosil bo'lish hodisasiga Xoll effekti deyiladi. Maydon E_x Xoll maydoni deyilib, unga mos e. yu.k. Xoll e.yu.k. deyiladi. Xoll maydon E_x yo'nalishi zaryad tashuvchilarni ishorasiga bog'liq. Biz ko'rgan hollarda (1-rasm, a va b) p- namunada E_x o'ngga va chapga p- namunada bo'ladi.

Xoll e. yu. k. sonli qiymati kirishmali o'tkazuvchanlik holat uchun quyidagi tasavvurlardan aniqlash mumkin. Yarimo'tkazgichni yon chekkalarida zaryadlarni to'planish jarayoni hosil buluvchi elektr maydon kuchi qE_x Lorents kuchi F ga teng bo'lmaguncha davom etadi, bundan Xoll elektr maydon kuchlanganligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$E_x = [v_d \cdot b_z] \quad (5)$$

Bu yerda $V_d = \mu_p E_y$, $\epsilon = \epsilon_x b_z$ bo'lib, bir jinsli magnit maydonda Xoll e. yu. k. uchun

$$\epsilon = \mu_p E_y B b \quad (6)$$

ifodani olamiz.

Zaryad tashuvchilar (elektron va kovaklar) harakatchanligi ifodasini tok zichligi orqali ifodalab

$$\mu = \frac{J}{q_0 p E_y} \quad (7)$$

olamiz va

$$J = \frac{I}{db} \quad (8)$$

hisobga olib, Xoll e.yu.k. uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\epsilon = \frac{1}{q_0 p} \frac{IB}{d} \quad (9)$$

bu yerda d magnit maydon yo'nalishidan namuna qalinligi, r - zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (kovaklar). Quyidagini belgilab, Xoll e. yu. k. uchun

$$\epsilon = R \frac{IB}{d} \quad (10)$$

ifodani olamiz. Proportsionallik koeffitsienti R Xoll doimiysi yoki Xoll koeffitsienti deyiladi.

Yarim o'tkazgichda haqiqatda esa, zaryad tashuvchilar tezliklar bo'yicha taqsimlangan. Bu taqsimot ma'lum konkret yarimo'tkazgichda tashuvchilarni sochilish mexanizmlarga bog'lik bo'ladi, shu sababli Xoll koeffitsientining anik qiymati (9) ifodada farq qiladi. Bu farq A ko'paytma bilan ifodalanadi.

Ko'paytma A ning qiymati 1 dan to 2 gacha oraliqda bo'lib, zaryad tashuvchilarni sochilish mexanizmiga bog'liq. Masalan, to'yingan yarimo'tkazgich uchun $A=1$, kristall panjaradan issiqlik tebranishlardan tashuvchilar sochilishi egallagan yarimo'tkazgichlarda $A=1,18$, ion kirishmali yarimo'tkazgichlar uchun $A=1,93$.

Elektr o'tkazuvchanligi n -turdagi yarimo'tkazgichlar uchun Xoll elektr e. yu. k. qarama-qarshi qutbli. Shu sababli bunday yarimo'tkazgich uchun Xoll koeffitsienti boshqa ishorali bo'ladi.

Elektronlari va kovaklari deyarli bir- biriga teng bo'lgan yarimo'tkazgichlarda (masalan, xususiy yarimo'tkazgichlarda) Xoll koeffitsientining ko'rinishi ancha murakkab.

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, Xoll koeffitsienti ishorasidan yarimo'tkazgichni o'tkazuvchanligini turini va zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasini hisoblash mumkin.

Undan tashqari, Xoll koeffitsientini va solishtirma elektr o'tkazuvchanligini bilib, zaryad tashuvchilarni harakatchanligini topish mumkin. Xoll effektidan magnit maydon o'lchagichlari yaratish uchun foydalanish mumkin. Buni keyingi paragraflarda ko'ramiz.

3. Tomson effekti

Doimiy temperatura farqi hosil qilingan metall sterjenni ko'rib chiqamiz. Uning issiq uchi temperaturasi T_1 , sovuq uchi temperaturasi T_2 bo'lsin. o'tkazgichni doimiy tok manbaiga ulaymiz.

Undan elektr toki o'ta boshlaydi va Joul-Lents qonuniga ko'ra

$$Q_{\text{ж}} = I^2 R t \quad (10.73)$$

miqtsorda Joul issiqligi ajralib chiqadi. Bunda I — sterjendagi tok kuchi, R — uning elektr qarshiligi va t — tok o'tish vaqti. 1856 yili ingliz fizigi U. Tomson (lord Kelvin) yuqorida keltirilgan doimiy temperatura gradientiga ega bo'lgan (bir uchi T_1 va ikkinchi uchi T_2 temperaturali) tokli o'tkazgichda Joul issikligi $Q_{\text{ж}}$ dan tashqari yana qo'shimcha issikdik miqdori — Q_{ajralib} chiqishi, yoki yutilishi mumkin ekanligini oldindan aytib beradi. Bu fikr keyinchalik frantsuz fizigi Leru tajribalarida tasdiqlandi va Tomson effekta deb nomlandi. O'tkazgichda ajralib chiqayotgan to'liq issikdik miqdori

$$Q = Q_{\text{ж}} \pm Q_{\text{S}} \quad (14)$$

ko'rinishda yoziladi. Q_{S} ning ishorasi tokning va temperatura gradientining o'zaro yo'nalishiga bog'liq. Agar tok o'tkazgichning sovuq uchidan issiq uchi tomon yo'nalsa, Q_{S} musbat bo'lib o'tkazgichda qo'shimcha issikdik miqdori ajralib chiqadi. Bunda metalldagi elektronlar issiq uchidan sovuq uchi tomon yo'naladi. Tok yo'nalishini teskariga o'zgartirsak, Q_{S} manfiy va issikdik yutiladi. Metallarning erkin elektronlar nazariyasi doirasida ushbu hodisa quyidagicha izohlanadi.

O'tkazgichning issiq qismidagi elektronlarning o'rtacha kinetik energiyasi sovuq qismidagidan katta bo'ladi. Tashqi elektr yurituvchi kuch ta'sirida elektronlar metallning sovuq qismiga qarab dreyf harakat qilganda, sovuq qismga yetib kelgach, kristall panjarasi ionlari bilan to'qnashib, bir qism energiyalarini ularga beradi va «soviydi».

Natijada ularning o'rtacha kinetik energiyasi o'tkazgichning sovuq qismidagi elektronlarniki bilan tenglashadi. Bunda o'tkazgichda qo'shimcha Q_j miqdorda issikdik ajralib chiqadi.

Agar tok yo'nalishini o'zgartirsak, sovuq elektronlar o'tkazgichning issiq qismiga qarab harakat qiladi va termo dinamik muvozanatga kelish uchun panjara ionlarining bir qism energiyasini yutadi. Tomson issikdigi Q_j o'tkazgichdan oqib o'tgan zaryad miqdori va uning uchlaridagi temperaturalar farqiga proporsional:

$$Q_S = \tau_T (T_1 - T_2) I t. \quad (15)$$

Bunda T_T Tomson koeffitsenti deb ataladi.

Ushbu ifoda xona temperaturasiga yaqin va uncha katta bo'lmagan temperaturalar oralig'ida bajariladi. Tomson nazariyasiga asoson, ikki o'tkazgichdan yasalgan termojuftliklarning -a Zeebek koeffitsienti Tomson koeffitsientiga bog'liq ekan.

$$\tau_T = T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (16)$$

Oxirgi ifoda Tomson va Zeebek hodisalarini o'zaro bog'lovchi munosabatdir.

9-MA'RUZA. KUCHLI ELEKTR MAYDONIDA YUZ BERADIGAN HODISALAR

REJA

1. Muvozanat va nomuvozanat holatlardagi zaryad tashuvchilar
2. Muvozanat, nomuvozanat zaryad tashuvchilar.
Ularning energiya bo'yicha taqsimoti.
3. Nomuvozanat o'tkazuvchanlik va uning relaksasiyasi
4. Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning yashash vaqti

Tayanch so'zlar: ko'chish hodisa, energiyalar srektri, termodinamik muvozanat, termik ionlanish

1. Muvozanat va nomuvozanat holatlardagi zaryad tashuvchilar

Qattiq jismlarda, xususan yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar energiyalari srektri zonaviy tuzilishga egadir. Ko'chish hodisalarida (masalan, tokda)

qatnasha oladigan erkin zaryad tashuvchilarni hosil qilish jarayoni ta'qiqlangan zonani yoki mahalliy (lokal) sathlar va ruxsatlangan zonalar orasidagi to'siqlarni yengib o'tish uchun energiya sarflashni talab qiladi.

Termodinamik muvozanat sharoitida bu energiya kristallning issiqlik energiyasi jamg'armasidan olinadi. SHu bilan bir vaqtda kristalldagi elektronlar kristall panjarasi bilan kuchli o'zaro ta'sirlashadi va SHuning uchun odatda panjara bilan elektronlar gazi temperaturasi bir xil bo'ladi. Yarimo'tkazgichning temperaturasi ko'tarilganda bir vaqtda ham zaryadlarining (atomlarining yoki ionlarning) panjara tugunlari atrofida tebranishlari amplitudasi ortadi, ham elektronlarning energiyalari bo'yicha taqsimoti o'zgaradi, termik ionlanish kuchayadi, ya'ni zonalarda erkin elektronlar va kovaklar soni ortadi.

Biror temperaturada termodinamik muvozanat sharoitida Yarimo'tkazgichda mavjud bo'lgan erkin zaryad tashuvchilar (elektronlar va kovaklar) muvozanatiy zaryad tashuvchilar deyiladi. Zonalarda erkin zaryad tashuvchilar termik ionlanishdan tashqari tashqi ta'sirlar oqibatida (masalan, yorug'lik ta'sirida) ham raydo bo'lishi mumkin. yorug'lik ta'siri oqibatida zonalarda erkin zaryad tashuvchilar raydo bo'lishi hodisasi ichki fotoeffekt deb ataladi.

2 . Muvozanatiy, nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar.

Ularning energiya bo'yicha taqsimoti.

Yarimo'tkazgich da ortiqcha (muvozanatdagi miqdorga nisbatan) zaryad tashuvchilar kontakt (yoki $n-p$ — *o'tish*) orqali injeksiyalanish hisobiga, kuchli elektr maydonlar ta'sirida, yuqori energiyali zarralar nurlari ta'siri oqibatida va boshqa sabablar tufayli yuzaga kelishi mumkin. Bunda elektronlarga energetik to'siqlarni yengish uchun zarur bo'lgan energiyani tashqi manba beradi va uni asosan elektronlar jam'aradi, biroq kristall panjaraning issiqlik energiyasi (temperaturasi) deyarli o'zgarmay qoladi. Tashqi ta'sir mavjud bo'lganida shu tarzda kristall panjara va elektronlar orasidagi muvozanat buziladi. Shu sababdan yarimo'tkazgichda tashqi ta'sir tufayli vujudga keladigan zaryad tashuvchilarni nomuvozatiy natij zaryad tashuvchilar deyiladi.

Tashqi ta'sirning mavjud bo'lishi va bo'lmasligi (masalan, yarimo'tkazgichni yoritish va yoritmay qo'yish) nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasini o'zgartiradi, ammo muvozanatiy konsentrasiyaga ta'sir qilmaydi. SHuning uchun elektronlar va kovaklarning to'la konsentrasiyalari (n , p) muvozanatiy (p_0, n_0) va ortiqcha (Δn , Δp) konsentrasiyalar yig'indisiga teng bo'ladi:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (1)$$

$$p = p_0 + \Delta p. \quad (2)$$

Endi muvozanat holatdagi elektronlar va kovaklarning energiyalar bo'yicha taqsimoti masalasini ko'rib chiqaylik.

Katta h ω energiyali fotonlar vujudga keltirgan nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar energiyasi dastlab muvozanatdagi tashuvchilarning k_0T tartibidagi o'rtacha energiyasidan ancha katta bo'lishi mumkin. Keyin nomuvozanat holatdagi tashuvchilar fononlar bilan va panjaraning turli nuqsonlari bilan to'qnashganda ularga o'z energiyasining bir qismini uzatib, temperaturasi panjara temperaturasi bilan tenglashadi.

Ma'lumki, termodinamik muvozanat sharoitida elektronning E energiyali holatni egallaganligi ehtimolligini Fermi funksiyasi

$$f = \left[1 + \exp\left(\frac{E - F}{k_0T}\right) \right]^{-1} \quad (3)$$

ifodalaydi; bu yerda F — Fermi sathi.

Muvozanatli o'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklari yetarlicha kichik konsentrasiyali bo'lsa (siyrak (aynimagan) elektronlar yoki kovaklar gazi), — $\ll k_0T \gg 1$ bo'ladi va (3) Fermi taqsimoti Maksvell-Bolsman taqsimotiga aylanadi: a) o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar uchun

$$f = 1 + \exp\left(\frac{F - E}{k_0T}\right) \quad (4)$$

b) valent zonadagi kovaklar uchun

$$f^1 = 1 + \exp\left(\frac{E - F}{k_0T}\right) \quad (5)$$

Bu holda muvozanatli erkin elektronlar va kovaklarning to'la konsentrasiyasi mos ravishda

$$n_0 = N_s \exp(F/k_0T) \quad (6)$$

$$p_0 = N_v \exp[-(F + E_g)/k_0T] \quad (7)$$

ko'rinishda bo'ladi; bu yerda $N_s = 2(2\pi m_n k_0T/h^2)^{3/2}$, $N_v = 2(2\pi m_r k_0T/h^2)^{3/2}$, E_g — ta'qiqlangan zona kengligi.

(6) va (7) ifodalarga asosan, muvozanatli zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasi temperaturaga va Fermi sathi vaziyatiga bog'liq. Fermi sathi mazkur Yarimo'tkazgich uchun tuzilgan elektroneytrallik tenglamasidan aniqlanadi. Nomuvozanatli tashqi ta'sir mavjud bo'lgan holda (1) va (2) ifodalarni (6) va (7) ifodalarga o'xshash ko'rinishda tasvirlash mumkin:

$$n = n_0 + \Delta n = N_s \exp(F_n/k_0T) \quad (8)$$

$$p = p_0 + \Delta p = N_v \exp[-(F_p + E_g)/k_0T] \quad (9)$$

F_n va F_p energetik sathlarni mos ravishda elektronlar va kovaklar uchun Fermi kvazisathlari deyiladi. Ravshanki, ular rasman kiritiladi, aslida F_n va F_p turlicha bo'ladi, vaholanki, muvozanat sharoitida butun Yarimo'tkazgich uchun Fermi sathi bitta bo'ladi $p = p_0$, $r = r_0$ bo'lganda $G'_p = G'_r = G'$ (6) va (8) hamda (7) va (9) ifodalardan:

$$G'_n = G' = k_0T \ln(p/p_0), \quad (10)$$

$$G' - G'r = k_0 T \ln(r/r_0). \quad (11)$$

Bundan chiqadigan xulosa: nomuvozanat holatdagi n , p konsentrasiyalar muvozanatdagi n_0 , p_0 konsentrasiyalardan qancha ko'r farq qilsa, F_n va F_p lar F dan shuncha ko'proq uzoqda bo'ladi.

3. Nomuvozanat o'tkazuvchanlik va uning relaksasiyasi

Biror tashqi ta'sir oqibatida yarimo'tkazgich da nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga kelishi uning o'tkazuvchanligini o'zgartiradi. Umumiy holda to'la solishtirma elektr o'tkazuvchanlik quyidagiga tengligi ma'lum:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(\mu_n n + \mu_p p). \quad (1)$$

Bu o'rinda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga keltirish sharoiti va darajasi tok tashuvchilarning harakatchanligini aniqlaydigan omillarga ta'sir qilmaydi va shu sababli harakatchanliklar (μ_n va μ_p) o'zining muvozanat sharoitidagi qiymatini saqlaydi, deb hisoblaymiz. U holda (3.1) va (3.2.) ifodalardan foydalanib, (3) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (2)$$

bundan nomuvozanatliy o'tkazuvchanlikning

$$\Delta \sigma = ye(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (3)$$

ifodasi kelib chiqadi.

Yorug'lik intensivligini (1 sm² yuzaga 1s da tushayotgan yorug'lik energiyasi miqdorini) I orqali ifodalaymiz. U holda 1 sm yuzli va dx qalinlikli Yarimo'tkazgich qatlamida yutilayotgan energiya miqdori I va dx larga prorsional bo'ladi:

$$-dI = \alpha I dx, \quad (4)$$

bundagi α — yorug'lik yutilish koeffisienti.

Birlik vaqtda birlik hajmda yutilayotgan yorug'lik energiyasi:

$$-(dI/dx) = \alpha I. \quad (5)$$

Demak,

$$\Delta n' = \Delta p' = \alpha \beta I, \quad (6)$$

bunda β — bir yorug'lik kvanti (foton) vujudga keltirgan elektronkovak juftlari sonini aniqlaydigan kvantiy chiqish.

$$\alpha \beta I = g \quad (7)$$

kattalik zaryad tashuvchilapni (bu holda yorug'lik ta'sirida) vujudga keltirish (generasiyalash) tezligidir.

Agar zaryad tashuvchilapni generasiyalashdan boshqa jarayonlar yuz bermaganida edi, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasi

$$\Delta n = \Delta p = \beta \alpha I t \quad (8)$$

Qonun bo'yicha vaqt o'tishi bilan tobora ortib borgan bo'lar edi.

Demak, nomuvozanat yaryad tashuvchilarning stasionar konsentrsiyalarini $\Delta p'$ va $\Delta p'$ larning erkin holatda o'rtacha yashash vaqtlari τ_n va τ_p lar ko'raytmasi ko'rinishida ifodalash mumkin:

$$\Delta n_{st} = \Delta n' \cdot \tau_n = \beta \alpha I \tau_n \quad (9)$$

$$\Delta p_{st} = \Delta p' \cdot \tau_p = \beta \alpha I \tau_p \quad (10)$$

Bu holda stasionar nomuvozanat y o'tkazuvchanlik (bizning holda fotoo'tkazuvchanlik) quyidagicha tasvirlanadi:

$$\Delta \sigma_{st} = \Delta \sigma + \Delta \sigma_n + \Delta \sigma_p = e (\mu_n \Delta n_{st} + \mu_p \Delta p_{st}) = ye \beta \alpha I (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (11)$$

4. Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning yashash vaqti

Molekulaning o'rtacha erkin yugurish vaqtini ta'riflaganda

$$\tau = I / S_M \bar{v}_T N_0 \quad (1.)$$

ifodadan foydalaniladi, bunda \bar{v}_T — molekula issiqlik harakatining o'rtacha tezligi, $S_M = \pi R_m^2$ — uning ko'ndalang kesimi, R_M — radiusi, N_0 — molekular konsentrsiyasi (Loshmidt soni).

SHunga o'xshash, sochilish nazariyasida va rekombinasiya nazariyasida bu jarayonlarning xarakterli vaqtini aniqlashda sochilish (to'qnashish) hamda tutilish ko'ndalang kesimi tushunchalari kiritiladi.

Endi rekombinasiya jarayonida foydalaniladigan «tutish kesimi» tushunchasi bilan tanishamiz. Nomuvozanat yaryad tashuvchi, masalan, elektron kristall panjarada harakatlanayotib muayyan ehtimollik bilan kovakka duch kelib qolishi va unda tutilishi mumkin.

Elektronning kovak bilan har bir uchrashuvi ushlanish bilan yakunlanadi deb hisoblaymiz. Elektronning mazkur (k) tipdagi kovaklar bilan birlik vaqtda uchrashishlar soni N_{rk} shu kovaklar konsentrsiyasi R_k ga va elektronning o'rtacha nisbiy tezligi v_{nk} ga prororsionaldir:

$$N_{pk} = S_{nk} r_k v_{nk} \quad (2)$$

bu yerda S_{nk} — elektronni k tipdagi kovak tutib olishi effektiv kesimi. Elektronning kovaklar bilan ikki ketma-ket duch kelishi orasida o'tgan o'rtacha vaqt

$$\tau_{nk} = \frac{1}{N_{nk}} = 1 / S_{nk} v_{nk} p_k \quad (3)$$

bo'ladi, uni mazkur holda nomuvozanat y elektronning o'rtacha yashash vaqti deyiladi.

(1) va (3) ifodalapni, i taqqoslab, ular shaklan o'xshash ekanligini ko'ramiz ($v_{nk} \rightarrow \bar{v}_T$, $r_k \rightarrow N_0$, $S_{pk} \rightarrow S_M$).

(3) ifodani kovaklarning ko'r turlari mavjud bo'lgan hol uchun umumlashtirish mumkin. Bu holda elektronning barcha turlardagi kovaklar bilan birlik vaqtda uchrashishlari soni:

$$N_n = \sum_k S_{nk} p_k V_{nk} \quad (4)$$

yashash vaqti:
$$\tau_n = I / \sum_k S_{nk} p_k V_{nk} \quad (5)$$

(5) ni quyidagicha ifodalasa ham bo'ladi:

$$\frac{I}{\tau_n} = \sum_k \frac{I}{\tau_{nk}} \quad (6)$$

Yuqoridagi mulohazalarni, i valent zonadagi erkin kovakning elektron to'ldirgan markaz tomonidan tutilishi holi uchun ham takrorlash mumkin. Bunday markazlarning bir necha turlari mavjud.

(3) va (5) ifodalarga o'xshash, kovakning bir turdagi markazda tutilishigacha bo'lgan o'rtacha yashash vaqti:

$$\tau_{pk} = I / S_{pk} V_{pk} n_k \quad (7)$$

bir necha turdagi markazlarda tutilishigacha bo'lgan o'rtacha yashash vaqti:

$$\tau_p = I / S_{pk} V_{pk} n_k \quad (8)$$

$$\frac{I}{\tau_p} = \sum_k \frac{I}{\tau_{pk}} \quad (9)$$

bundagi S_{pk} — kovakni k- markaz tutib olishi effektiv kesimi, v_{pk} — kovakning o'rtacha nisbiy tezligi, n_k esa k-markaz konsentrasiyasi.

$$\gamma_{nk} = S_{nk} \cdot v_{nk} \quad (10)$$

$$\gamma_{pk} = S_{pk} \cdot v_{pk} \quad (11)$$

kattaliklar tutib olish (rekombinasiya) koeffisientlari deyiladi. (12.) va (13) lapni nazarga olsak:

$$\tau_{nk} = 1 / \gamma_{nk} \cdot p_k \quad (12)$$

$$\tau_{rk} = 1 / \gamma_{pk} \cdot n_k \quad (13)$$

Tutilish kesimlarining effektiv kattaliklari (ularni bundan so'ng, soddalik uchun tutilish kesimi deb ataymiz), albatta, tutuvchi markazlar tabiatiga hamda tutilish jarayoni qanday sharoitda yuz berayotganiga bog'liq bo'ladi. Shu sababli har bir holda bu masala sinchiklab o'rganiladi.

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti ma'nosini quyidagicha tushunish mumkin: yuqorida ko'rganimizdek, generasiyalash tezligi (ya'ni birlik hajmda birlik vaqtda yorug'lik hosil qiladigan elektron-kovak juftlari soni) ifodasi (7) formuladir. Rekombinasiyalash tezligi (p_n , p_p), aftidan, nomuvozanatliy tashuvchilar konsentrasiyasiga prororsional:

$$p_n = \Delta n / \tau_n, \quad p_p = \Delta p / \tau_p \quad (14)$$

Nostasionar sharoitda, xususan, doimiy tashqi kuchlar ta'siri ostida stasionar holat o'pn,ashishigacha nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasining o'zgarishini generasiya va rekombinasiya tezliklari farqi aniqlaydi:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g_n - r_n = \alpha\beta I - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (15)$$

$$\frac{d\Delta p}{dt} = g_p - r_p = \alpha\beta I - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (16)$$

bu yerdagi n , pindekslar mos kattaliklarning elektronlar na kovaklarga tegishli ekanini ko'rsatadi.

$t = 0$ vaqt momentida yoritish (generasiya) to'xtatiladi deb faraz qilamiz. Bunda muvozanat holatning o'pna, ashish jarayoni boshlanadi, u holda

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n \quad (17)$$

$$d\Delta p/dt = -\Delta p/\tau_p \quad (18)$$

tenglamalarni integrallasak,

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp(-t/\tau_n) \quad (19)$$

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) \exp(-t/\tau_p) \quad (20)$$

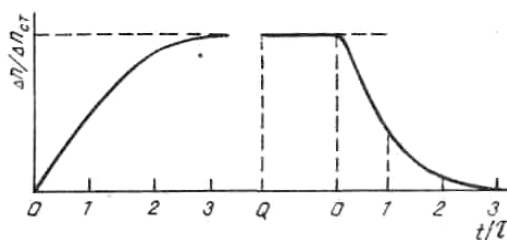
Demak, elektronlar va kovaklarning τ_n va τ_p yashash vaqtlari muvozanat holat o'pna, ashishi va unga teskari jarayon — nomuvozanat (xususan stasionar) holat o'pna, ashish jarayoni vaqtini belgilaydi.

Stasionar holatda $g_n = r_n$, $g_p = r_p$, binobarin, stasionar yashash vaqtlari quyidagi ko'rinishda ifodalanishi mumkin:

$$\tau_n^{cm} = \Delta n / g_n, \quad \tau_p^{cm} = \Delta p / g_p \quad (21)$$

Nomuvozanat o'tkazuvchanlikning stasionar qiymatiga yoritish boshlanganidan muayyan vaqt o'tgandan keyin erishiladi. yoritish to'xtatilganidan keyin muayyan vaqt o'tgach esa nomuvozanat o'tkazuvchanlik yo'qoladi. Bu xulosa faqat yarimo'tkazgichni yoritish holi uchungina emas, balki boshqa tashqi kuchlar ta'sir qilayotgan hollar uchun ham o'rindir.

1-rasmda nomuvozanat o'tkazuvchanlikning (bizning holda foto'otkazuvchanlikning) o'sishi va rasayishi tasvirlangan; bu chiziq $\Delta n / \Delta n_{cr}$ nomuvozanat o'tkazuvchanlik relaksasiyasi chiziqlari deyiladi. Bu chiziqning shakli yorug'lik intensivligiga, ya'ni generasiyalash tezligiga, shuningdek rekombinasiya mexanizmlari va tezligiga bog'liqdir.



1- rasm. Nomuvozanat yaryad tashuvchilar relaksasiyasi: I — o'sish sohasi; II — rasayish sohasi.

Quyida ikki muhim holni qarab chiqamiz.

a) CHizig'iy rekombinasiya. Bu holda yoruglik intensivligi kichik, ya'ni generasialash tezligi yetarlicha kichik, rekombinasiyalanish tezligi esa nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasining birinchi darajasiga prororsional bo'ladi deb faraz qilinadi. Keyingi faraz, (14) ga muvofiq, yashash vaqti nomuvozanatliy tashuvchilar konsentrasiyasiga bog'liq bo'lmaydi demakdir. Bu holni amalga oshish shartlari: bir turdagi rekombinasiyalanish markazlari (ushlagichlari) mavjud, ularning p_n , yoki n_k konsentrasiyasi yetarlicha katta va yoritish darajasiga bog'liq emas ((12) va (13) formulalarga qarang).

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar (aniqlik uchun elektronlar) konsentrasiyasining birlik vaqt ichida o'zgarishini (15) tenglama tavsiflaydi. Qaralayotgan holda $\tau_n = \text{sonst}$; $t = 0$ raytda Yarimo'tkazgich namunasi doimiy intensivlikli yorug'lik bilan yoritilayotgan bo'lsin. U holda (15) tenglamaning boshlanFich $\Delta n(t = 0) = 0$ shart o'rinli bo'lgan holdagi yechimi:

$$\Delta n = \alpha \beta \tau_n [1 - \exp(-t/\tau_n)] \quad (22)$$

$t \rightarrow \infty$ bo'lganda:

$$\Delta n(t \rightarrow \infty) = \alpha \beta \tau_n / \Delta n_{st} \quad (23)$$

(22) ifoda nomuvozanat holatdagi elektronlar konsentrasiyasining, binobarin, nomuvozanatliy o'tkazuvchanlik mos tashkil etuvchisining o'sish chiziFini tavsiflaydi. Yoritish boshlanganidan biror τ_n tartibdagi vaqt o'tgach konsentrasiyaning Δn_{st} qiymatiga erishiladi.

Endi $t = 0$ vaqtda namunaning yoritilishi to'xtatiladi, deb faraz qilaylik. Bu holda (15) tenglama

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n$$

(24)

ko'rinishni oladi va $\Delta n(0) = \Delta p_{sg} = \alpha \beta \tau_n I$ boshlang'ich shartni e'tiborga olganda

$$\Delta n(t) = \alpha \beta \tau_n / \exp(-t/\tau_n) \quad (25)$$

echimga kelamiz. Bu ifoda nomuvozanatliy elektronlar konsentrasiyasining rasayish chiziFini tasvirleydi. Yoritish to'xtatilgan raytdan biror (τ_n tartibdagi) vaqt o'tgach nomuvozanatliy elektronlar amalda yo'q bo'ladi. Ana shunday mulohazalar nomuvozanatliy kovaklar uchun ham takrorlash mumkin.

Nomuvozanatliy o'tkazuvchanlikning o'sish va rasayish chiziklari yordamida τ_n va τ_r yashash vaqtlarini aniqlash mumkin.

b) Kvadratik (zonalararo) rekombinasiya. Bu holda rekombinasiya tezligi Yarimo'tkazgich dagi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasi kvadratiga prororsional bo'ladi. Bu holning amalga oshish sharti: o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonadagi kovaklar konsentrasiyalari bir xil, rekombinasiya elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasidan bevosita valent zonaga o'tishi ko'rinishida yuz beradi. Bu holda rekombinasiya tezligi

$$p_n = \gamma (\Delta n)^2 \quad (26)$$

bo'lib, (25) tenglama

$$d\Delta n/dt = \beta\alpha I - \gamma(\Delta n)^2 \quad (27)$$

ko'rinishni oladi. Bu tenglamani doimiy intensivlikli yoritishning boshlanish va to'xtatilish hollari uchun yechsak, nomuvozanatliy konsentratsiyaning o'sish va rasayish jarayonlarini tavsiflovchi quyidagi ifodalapni, i olamiz:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha\beta I / \gamma} / \text{th}(t\sqrt{\gamma\alpha\beta I}) \quad (\text{o'sish}), \quad (28)$$

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha\beta I / \gamma} / \left[t\sqrt{\gamma\alpha\beta I} + 1 \right] \quad (\text{rasayish}). \quad (29)$$

Bu holda relaksasiya jarayonining vaqt doimiysi sifatida yashash vaqti tushunchasini kiritish mumkin emas, chunki u jarayon davomida uzluksiz o'zgarib boradi. Bu yerda oniy yashash vaqti to'g'risida garirsa bo'ladi, u har bir onda muayyan qiymatga va muayyan ma'noga ega bo'ladi.

10-MA'RUZA. YARIMO'TKAZGICHLARDA FOTOEFFEKT HODISASI.

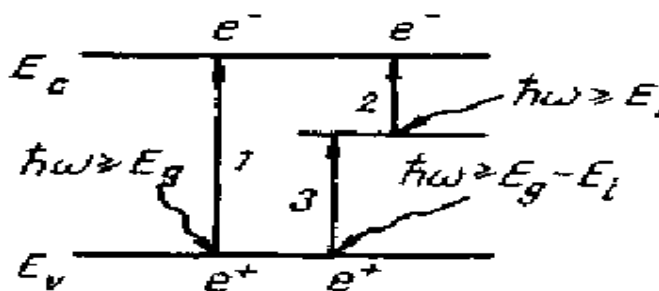
REJA

1. Fotoo'tkazuvchanlik
2. Xususiy fotoo'tkazuvchanlik
3. Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash

Tayanch so'zlar: fotorezistiv effekt, yorug'lik kvanti, kirishmaviy yutilish, dreyf tezliklari

1. Fotoo'tkazuvchanlik

Yarimo'tkazgich elektr qarshiligining elektromagnit nurlar ta'sirida o'zgarishi hodisasi fotorezistiv effekt yoki fotoo'tkazuvchanlik hodisasi deyiladi. Elektromagnit nurlar yarimo'tkazgichda yutilib, qo'shimcha zaryad tashuvchilarni yuzaga keltiradi. Yorug'likning xususiy yutilishi bunda yorug'lik kvanti energiyasi va kirishmaviy yutilishi zaryad tashuvchilar juftlarini yoki bir ishorali zaryad tashuvchilarni yuzaga keltiradi.



1-rasm. Yorug'likning yarimo'tkazgichda xususiy va kirishmaviy yutilish.

Shu tufayli fotoo'tkazuvchanlikning kirishmaviy va xususiy turlari mavjud. Yorug'lik yutilishining erkin zaryad tashuvchilarni yuzaga keltirmaydigan bir necha mexanizmlari ham bor.

Yorug'lik yutilishi hisobiga paydo bo'lgan ortiqcha elektronlar va kovaklar kristall panjara tebranishlari va nuqsonlari bilan o'zaro ta'sirlashishi oqibatida 10^{-10} — 10^{-12} s vaqt chamasida energiya va kvaziimpulslar bo'yicha muvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarniki kabi taqsimotga ega bo'lib qoladilar. Shuning uchun ham nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar harakatchanligi muvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar harakatchanligidan farq qilmaydi va yoritilayotgan yarimo'tkazgich elektr o'tkazuvchanligining o'zgarishiga erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining ortishi sabab bo'ladi. Binobarin, qorong'ilikdagi elektr o'tkazuvchanlik

$$\Delta\sigma = \sigma_{ep} - \sigma_0 = e\mu_n\Delta n + e\mu_p\Delta p \quad (1)$$

kattalik qadar ortadi. Mana shu kattalik yorug'likdagi o'tkazuvchanlikni ifodalaydi.

Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyalari

$$\begin{aligned} \text{uzluksizlik tenglamalaridan top} \quad \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n; \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p. \end{aligned} \quad (2)$$

Yorug'likning xususiy yutilishi holida elektronlar va kovaklar generatsiyasi tezliklari o'zaro teng, ya'ni $g_p = g_n = g$. Doimiy yoritilganlik sharoitida (statsionar holatda) $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = 0$ va $\vec{\mathcal{E}} = 0$ da tekis generatsiyalash sharoitida $\operatorname{div} \vec{j}_n = \operatorname{div} \vec{j}_p = 0$ bo'lgani sababli

$$\Delta n_{cr} = g_n \tau_n, \quad (4)$$

$$\Delta p_{cr} = g_p \tau_p. \quad (5)$$

(4) va (5) ifodalarni fotorezistiv effekt uchun birinchi xarakteristik munosabatlar deyiladi. Ularni e'tiborga olib, statsionar fotoo'tkazuvchanlikni

$$\Delta\sigma_{cr} = e\mu_p (bg_n\tau_n + g_p\tau_p) \quad (6)$$

ko'rinishda yoziladi, bunda $b = \mu_n/\mu_p$

Optik generatsiya sur'atining ifodasini (6) tenglamaga qo'ysak statsionar fotoo'tkazuvchanlikning

$$\Delta\sigma_{cr} = e\alpha I_0 (1 - R_v) (\tau_n \mu_n \beta_n + \tau_p \mu_p \beta_p) \quad (7)$$

ko'rinishdagi ifodasini olamiz. Nurlanishning yutilish koeffitsienti a va elektronlar hamda kovaklar uchun kvant chiqishlar to'g'risida oldingi boblarda batafsil gapirilgan.

Tutuvchi markazlar yo'q va xususiy generatsiya mavjud bo'lgan holda:

$$\Delta n = \Delta p; \quad \tau_n = \tau_p; \quad \beta_n = \beta_p = \beta$$

$$\Delta\sigma_{ct} = e\alpha\beta(1-R_v)/\mu_p(1+b) \quad (8)$$

Kirishmaviy yutilish holdida yoki $\tau_n \gg \tau_p$; $\mu_n \gg \mu_p$ bo'lganda (7) ifodadagi hadlardan biri tashlab yuboriladi:

$$\Delta\sigma_{ct} = e\alpha\beta(1-R_v)I_{v_0}\mu_n\tau_n. \quad (9)$$

Fotoo'tkazuvchanlik σ_{st} ning yorug'lik intensivligi I_{v_0} ga nisbatiniyarimo'tkazgichning solishtirma fotosezgirligi deyiladi:

$$S_\phi = \Delta\sigma/I_{v_0}. \quad (10)$$

Fototok zichligining statsionar qiymati ifodasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\vec{j}_\phi = \vec{j}_{ep} - \vec{j}_k = \Delta\sigma_{\phi,ct} \cdot \vec{\mathcal{E}} = e\mu_p(g_p\tau_p + g_n\tau_nb) \vec{\mathcal{E}}. \quad (11)$$

Agar yarimo'tkazgichning maydon yo'nalishidagi uzunligini l orqali, undagi kuchlanishni V orqali ifodalasak, u holda u maydon kuchlanganligi $\xi = \frac{V}{l}$, elektron va kovakning dreyf tezliklari mos ravishda

$$v_{dn} = \mu_n \vec{\mathcal{E}} = \mu_n \frac{V}{l}, \quad v_{dp} = \mu_p \frac{V}{l}, \quad (12)$$

dreyf vaqtlari esa $t_n = l/v_{dn}$, $t_p = l/v_{dp}$ bo'ladi.

Xususiy yutilish statsionar holda

$$j_\phi = \alpha\beta e I_v (1-R_v) (\tau_n/t_n + \tau_p/t_p) l \quad (13)$$

yoki

$$j_\phi = \alpha\beta e I_v (1-R_v) (\tau_n\mu_n + \mu_p\tau_p) \frac{V}{l} \quad (14)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Agar yarimo'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzi S bo'lsa, u holda fototok

$$I_\phi = j_\phi \cdot S = eG_{\gamma_n} K, \quad (15)$$

bunda

$$G_{\gamma_n} = \alpha\beta I_{v_0} S (1-R_v); \quad (16)$$

$$K = \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) = \frac{V}{l^2} (\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p). \quad (17)$$

G_{γ_n} kattalik zaryad tashuvchilarning birlik vaqtdagi generatsiyasini ifodalaydi. Elektronlar va kovaklarning dreyf vaqtlari t_n , t_p ularning mazkur yarimo'tkazgich namunasi orqali uchib o'tish vaqtlaridir. Kuchaytirish koeffitsienti deb atalgan K kattalikning fizikaviy ma'nosi ushbu: yorug'lik yarimo'tkazgichda vujudga keltirgan nomuvozanat holatdagi o'tkazuvchanlik ortiqcha zaryad tashuvchilar yarimo'tkazgichda rekombinatsiyalanib ketguncha yoki ular kontaktlar orqali tashqi zanjirga chiqib ketguncha saqlanadi.

Odatda $\mu_n > \mu_p$ bo'ladi, V kuchlanish yetarlicha katta bo'lganda esa $\tau_n > \tau_p$ bo'lib qolishi mumkin. Fototokning kuchlanishga bog'lanishi quyidagicha o'zgarib boradi: yetarlicha kichik kuchlanishlar sohasida τ va μ lar maydon kuchlanganligiga bog'liq emas, binobarin, bu sohada fototok bilan kuchlanish orasidagi bog'lanish to'g'ri chizik kesmasi bilan tasvirlanadi. Kuchlanish ortishi bilan elektron-kovak juftining effektiv yashash vaqti τ kamaya boshlaydi, bu o'z navbatida fototokning sust o'zgarishiga yoki hatto o'zgarmay qolishiga olib kelishi mumkin.

Ko'p haqiqiy kristallarda rekombinatsion tutuvchilardan tashqari yana ushlab qoluvchi markazlar ham mavjud bo'lishi mumkin. Ular yorug'lik paydo qilgan zaryad tashuvchilarning bir qismini ushlab qoladi. U holda elektrneytrallik sharti quyidagi ko'rinishda bo'ladi: $\Delta p = \Delta n + \Delta n_y$.

Rekombinatsiya tezliklari tengligi dan:

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{n} = 1 + \frac{\Delta n_y}{\Delta n} \quad (18)$$

Demak bu holda $\tau_n \neq \tau_p$ bo'ladi va statsionar fotoo'tkazuvchanlik ifodasi boshqacha bo'lib, fototokning o'sish va pasayish jarayonlari xarakteriga ta'sir qiladi. Bu holda yangi xarakteristik kattalik — fotoo'tkazuvchanlik bo'yicha zaryad tashuvchilarning effektiv statsionar yashash vaqti kiritiladi.

Kichik kuchlanishlar va elektron-kovak juftlari tekis generatsiya-lanadigan xususiy yutilish uchun nomuvozanat holatdagi fotoo'tkazuvchanlikning o'zgarishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{d\Delta\sigma}{dt} = e(\mu_n + \mu_p)g_0 - \frac{\Delta\sigma}{\tau_\phi} \quad (19)$$

(19) bundagi

$$\tau_\phi = \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta n / e \left(\mu_n \frac{\Delta n}{\tau_n} + \mu_p \frac{\Delta p}{\tau_p} \right) g_0 - \frac{\Delta\sigma}{\tau_\phi} \quad (20)$$

(1.18)ni e'tiborga olsak,

$$\tau_\phi = (\tau_n + \tau_p b) \frac{1}{(1+b)}. \quad (21)$$

τ_f vaqt nomuvozanat holatdagi fotoo'tkazuvchanlikning relaksatsiya vaqti bo'lib, u $\Delta\sigma$ ning so'nish sur'atini aniqlaydi. Statsionar holatda

$$\Delta\sigma_{st} = e(\mu_n + \mu_p)g_0\tau_\phi. \quad 2)$$

Agar $\tau_n = \tau_p$ bo'lsa, u holda $\tau_f = \tau_n = \tau_p = \tau$ (22) ifodadan ko'rinishicha, τ_f qancha katta bulsa, τ_p shuncha katta va lekin, fotoqabul qiluvchi qurilma inertsiyasi shuncha katta, o'tkazish sohasi shuncha kichik bo'ladi.

$$\Delta f = \frac{2\pi}{\tau_{\Phi}}$$

Fotoqabulqilgichning sifatini uning asilligini baholaydi:

$$Q = K \cdot \Delta f. \quad (23)$$

Fototokning ko'payishi chiziqli mexanizm bo'yicha sodir bo'ladigan har bir fotoqabul qilgich tipi uchun asllik o'zgarimas kattalikdir, chunki bu holda K kuchaytirish koeffitsientining ortishi o'tkazish sohasini kichraytiradi yoki aksincha, Fotoqabulqilgichlar parametrlarini optimallashtirish ularning aslligini maksimallashtirish demakdir.

2.Xususiy fotoo'tkazuvchanlik

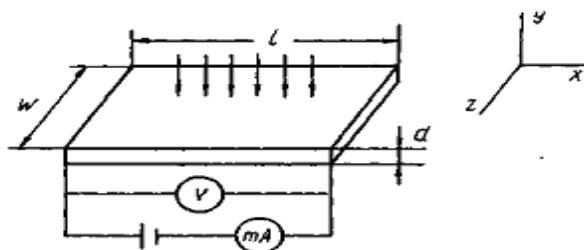
Tushayotgan nurlanish yarimo'tkazgich namunasi qalinligi bo'ylab notekis yutilayotgan va sirt rekombinatsiyasi mavjud bo'lgan holni qarab chiqaylik.

Kengligi, qalinligi va uzunligi bo'lgan to'g'ri to'rtburchakli plastinadan iborat yarimo'tkazgichning sirti energiyali fotonlar oqimidan iborat yorug'lik bilan u o'qi qalinlik koordinatasi bo'ylab yoritilayotgan bo'lsin. Yarimo'tkazgich namunasi yetarlicha uzun bo'lsin, bu holda yon sirtlardagi rekombinatsiyani nazarga olmaslik mumkin. Binobarin, optik generatsiya sur'ati (tezligi) qalinlik koordinatasi u ga bog'liq, ya'ni

$$g(y) = g_0 e^{-\alpha y} = \alpha \beta I_{\nu} (1 - R_s) e^{-\alpha y}, \quad (1)$$

bunda nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar taqsimotini aniqlash masalasi bir o'lchovli masaladir.

Namunadagi tashqi va ichki maydonlar shunchalik kichikki, ular nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi taqsimotiga ta'sir



2-rasm. Xususiy fotoo'tkazuvchanlikni hisoblashga oid chizma.

ko'rsatmaydi, deb faraz qilaylik hamda, x o'qi yo'nalishida tashqi elektr maydon hosil qilaylik. Statsionar holatda tok zichligining x o'qi bo'ylab tashkil etuvchisi:

$$\begin{aligned} \vec{j}_x(y) &= \sigma(y) \vec{E} = \sigma_0 \vec{E} + e(\mu_n \Delta n(y) + \mu_p \Delta p(y)) \vec{E} = \\ &= \sigma_0 \vec{E} + \Delta \sigma(y) \vec{E}, \end{aligned} \quad (2)$$

namunadan o'tayotgan to'la tok esa

$$I = W \int_0^d j_x(y) dy = W \int_0^d \sigma(y) \tilde{\mathcal{E}} dy = (G_0 + \Delta G) V, \quad (3)$$

bunda $V = \mathcal{E} l$ — tashqi kuchlanish, $G_0 = \sigma_0 \frac{Wd}{l} = \sigma_0 \frac{S}{l} = R_0^{-1}$ namunaning qorong'ulikdagi o'tkazuvchanligi, ΔS —o'tkazuvchanlikning yoritilish tufayli o'zgarishi. $\frac{\Delta n(y)}{\Delta p(y)}$ nisbat u ga

$$\Delta G = e\mu_p \left(1 + b \frac{\Delta n}{\Delta p}\right) \frac{W}{l} \int_0^d \Delta p(y) dy = e\mu_p \left(1 + b \frac{\Delta n}{\Delta p}\right) \frac{W}{l} \Delta P, \quad (4)$$

bog'liq emas deb hisoblasak, bundagi Δr — birlik sirtga to'g'ri kelgan nomuvozanat holatdagi kovaklarning to'la soni.

Demak, statsionar fotoo'tkazuvchanlikni aniqlash uchun nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar taqsimotini topish zarur. Diffuziya va dreyf jarayonlarini asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar belgilaydi. SHuning uchun biz quyida, masalan, p - tipli yarimo'tkazgichdagi nomuvozanat holatdagi kovaklar uchun uzluksizlik tenglamasini yechib, ularning konsentratsiyasi taksimotini topamiz. Bu tenglama statsionar holat ($\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = 0$) da

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dy^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + g_0 e^{-\alpha y} = 0 \quad (5)$$

ko'rinishni oladi. (5) tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha:

$$\Delta p(y) = A \exp\left(-\frac{y}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{y}{L_p}\right) + \frac{g_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha y} \quad (6)$$

yoki

$$\Delta p(y) = A \operatorname{sh}\left(\frac{y}{L_p}\right) + B \operatorname{ch}\left(\frac{y}{L_p}\right) + \frac{g_0 \tau_p e^{-\alpha y}}{1 - \alpha^2 L_p^2}. \quad (7)$$

va V o'zgarish koeffitsientlar chegaraviy shartlar asosida topiladi. Agar namuna yetarlicha qalin ($d \gg L_p$ va $d \gg \frac{1}{\alpha}$) bo'lsa, u holda yoritilayotgan sirt yaqinidagi qatlamda yorug'lik deyarli to'la yutiladi, namunaning yoritilmayotgan sirtiga yorug'lik yetib bormaydi. Bundan u=sirtidagi kovaklar konsentratsiyasi muvozanat holatdagi kon konsentratsiyaga teng bo'ladi:

$$\Delta p(y)_{y=d} = 0 \text{ } \text{ёku} \text{ } \Delta p(y)_{y \rightarrow \infty} = 0. \quad (8)$$

Bu shart bajarilishi uchun (7) ifodada $V = 0$ deb olinishi kerak!

Endi A ni aniklaymiz. Ma'lumki, nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar sirtida sirt holatlari orqali rekombinatsiyalanishi mumkin. Ko'rib o'tilgan formuladan sirtiy rekombinatsiya sur'ati

$$r_s = s \cdot \Delta p(y) \big|_{y=0} \quad (9)$$

bo'ladi, bunda S — sirtiy rekombinatsiya tezligi. Boshqa tomondan, sirtida rekombinatsiyalanayotgan kovaklar soni yarimo'tkazgich sirtiga diffuziyalanib kelayotgan kovaklar soniga teng:

$$r_s = s \cdot \Delta p(y) I_{y=0} \quad (10)$$

Bu ikkinchi chegaraviy shart asosida A ni topamiz:

$$A = -\alpha \beta I_{v_0} (1 - K_v) L_p \tau_p \cdot \frac{\alpha L_p + 1}{(J - \alpha^2 L_p^2)(L_s + L_p)} \quad (11)$$

bu yerda $L_s = D_p / s = L_p^2 / \tau_p s$.

Ava V larning topilgan qiymatlarini (7) ga qo'ysak,

$$\Delta p(y) = \frac{g_0 \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left[\frac{(\alpha L_p^2 + s \tau_p)}{L_p + s \tau_p} \cdot e^{-y/L_p} - e^{-\alpha y} \right] \quad (12)$$

Bu ifoda asosida kovaklarning birlik sirtidagi to'la coninianiklaymiz:

$$\Delta \mathcal{P} = \frac{g_0 \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left[\frac{\alpha L_p^2 + s \tau_p}{L_p + s \tau_p} \cdot L_p (1 - e^{-d/L_p}) - \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha d}) \right] \quad (13)$$

Yuqorida ko'rganimizdek fotoo'tkazuvchanlikga proporsional, demak ifoda sirtiy rekombinatsiya tezligining fotoo'tkazuvchanlikka ta'sirini, shuningdek uning spektral xarakteristikasi tufayli ba'zi bir xususiyatlarini aniqlash imkonini beradi.

Xususiy yutilish chizig'ini quyidagi ikki qismga ajratamiz:

1. Kuchsiz yutilish sohasi: $\alpha d < 1$; $\alpha L_p \ll 1$ va qalin namunaga $d \gg L_p$

Bu holdabinobarin $1 - e^{-\alpha d} \approx \alpha d$, $e^{-d/L_p} = 0$.

$$\Delta \mathcal{P} = g_0 \tau_p \left(d - \frac{(\alpha L_p^2 + s \tau_p)}{L_p + s \tau_p} L_p \right) \sim \alpha. \quad (14)$$

Bu ifodadan ko'rinishicha, kuchsiz yutilish sohasida ΔG fotoo'tkazuvchanlik α ga proporsional ravishda ortadi, bo'lganda esa sirtiy rekombinatsiya fotoo'tkazuvchanlikka kam ta'sir qiladi. Demak, xususiy yutilish chegarasidan uzun to'liqlik sohada yutilish koeffitsienti kamayishi tufayli fotoo'tkazuvchanlik keskin pasayadi.

Yutilish koeffitsientining o'rtacha qiymatlari sohasi: $\alpha d > 1$, ammo $\alpha L_p < 1$ da

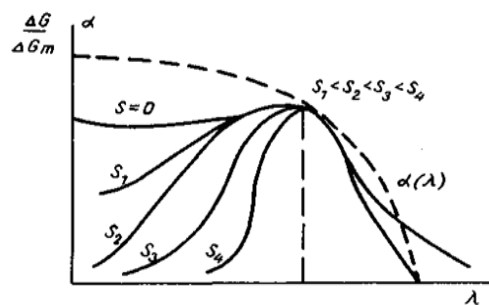
$$\Delta \mathcal{P} = \beta (1 - R_v) I_{v_0} \tau_p \left(1 - \frac{\alpha s \tau_p}{L_p + s \tau_p} L_p \right). \quad (15)$$

Ravshanki, a o'sa borishi bilan fotoo'tkazuvchanlik kamaya boradi. Sirtida rekombinatsiya bo'lmaganda fotoo'tkazuvchanlik to'yinishga, ya'ni o'zgarmas qiymatga intiladi. a ning yetarlicha katta qiymatlari ($\alpha L_p \gg 1, \alpha L_s \gg 1$) da:

$$\Delta \mathcal{P}_{\alpha \rightarrow \infty} \frac{\beta I_{0v} (1 - R_v)}{1 + S L_p / D} = \frac{\beta I_{0v} (1 - P_v)}{L_s + L_p} \cdot L_s. \quad (16)$$

SHunday qilib, fotoo'tkazuvchanlik ΔR yutilish koeffitsienti a ga bog'liq bo'lmagan, ammo fotoo'tkazuvchanlik S ga bog'liq bo'lgan o'zgarimas qiymatga asimptotik ravishda intiladi.

Demak, nisbat sirdagi va hajmdagi rekombinatsiyalar nisbiy salmog'ini aniqlaydi. Bu nisbat qancha kichik bo'lsa, xususiy yutilish sohasida fotoo'tkazuvchanlik pasayishi shuncha kuchli bo'ladi. Binobarin, sirtiy rekombinatsiyaning mavjud bo'lishi fotoo'tkazuvchanlikning spektrga bog'liqlik chizig'ida maksimum paydo bo'lishiga olib keladi.



3-рasm. Хусусий фотоо'тказувчанликнинг ёругликнинг тўлқин узунлигига bog'liqliги.

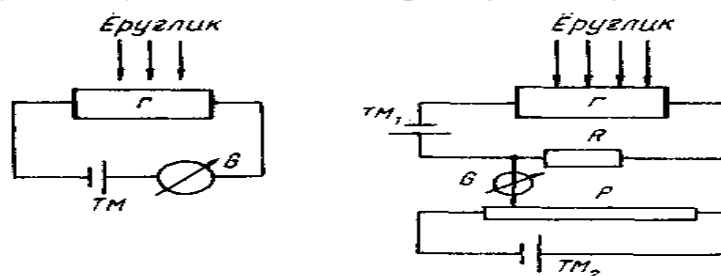
3. Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash

O'ta fotosezgir yarimo'tkazgichlarda, odatda, yorug'lik ta'sirida o'tkazuvchanlikning o'zgarishi ΔG qorong'ulikdagi o'tkazuvchanlik G_0 dan ko'p marta katta bo'lishi mumkin. SHuning uchun yoritilganda namunadan o'tayotgan tokning o'zgarishi quyidagicha tasvirlanadi:

$$I_f = I_{yor} - I_0 = \Delta G V \quad (1)$$

bu yerda V — namunaga berilgan kuchlanish, I_{yor} , I_0 — mos ravishda namuna yoritilganda va yoritilmaganda undan o'tayotgan toklar.

Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash sxemasi rasmda ko'rsatilgan, bunda yoritilgandagi tokning orttirmasi kichik qorong'ulikdagi tok sohasida o'rganiladi.



4-rasm. Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni oddiy (a) va kompensatsiya usuli bilan (b) o'lchash sxemalari: r — namunaning qorong'ulikdagi qarshiligi, TM — tok manbai, G — galvanometr.

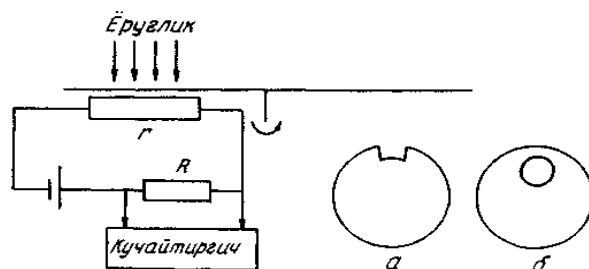
O'lchanayotgan namuna yoritilganda o'tadigan tok va o'tkazuvchanlik orasidagi bog'lanish chiziqli bo'ladi:

$$I_f \approx I_{yor} \Delta G V \quad (2)$$

Amalda ko'pincha statsionar fotoo'tkazuvchanlikni fotosezgirlik kam bo'lgan (katta o'tkazuvchanlikli) yarimo'tkazgichlarda yoki yoritilganlik darajasi past bo'lgan hollarda o'lchash zarur bo'ladi. Bu hollarda rasmdagi sxema yordamida statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash qiyin, ba'zan esa umuman mumkin bo'lmaydi. SHu sababdan boshqa bir qator usullar ishlab chiqilgan. Eng ko'p qo'llaniladigan usullar quyidagilardir:

1. Qorong'ulikdagi tokni kompensatsiyalash usuli .
2. Yorug'lik oqimini modulyatsiyalash usuli .

Bu usullar bilan fotoo'tkazuvchanlikni o'lchashda namunaga ketma-ket ravishda $V_{kuchlanishli}$ tok manbai, R_{yu} yuklama qarshilik ulanadi. Fotosignalni R_{yu} yuklama qarshilik orqali yoki ham o'zgarmas, ham modulyatsiyalangan yoritishda namuna orqali olinadi.



5-rasm. Fotoo'tkazuvchanlikni yorug'lik oqimini modulyatsiyalash usuli bilan o'lchash: *a* — sektor ko'rinishli shakl qirqilgan disk; *b*- dumaloq teshikli disk.

Fotoo'tkazuvchanlikni kompensatsiya usulida o'lchashda rasmda tasvirlangan oddiy kompensatsion sxemadan foydalaniladi. Bu sxemada R potentsiometr yordamida dastavval qorong'ulikda R_{yu} qarshilikdagi kuchlanish kompensatsiyalanadi, so'ngra esa yoritish sharoitidagi kuchlanish o'lchanadi.

Modulyatsiyalangan yorug'lik bilan yoritib fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash usulida namunaga tushayotgan yorug'lik oqimini modulyatsiyalovchi uzib turadi. Yorug'lik modulyatsiyalanishi chastotasi bilan o'zgarib turuvchi fototok qarshilik R_{yu} bo'lganda o'zgaruvchan kuchlanishni vujudga keltiradi. Bu kuchlanishni kuchaytirgich kuchaytiradi va o'zgaruvchan tok voltmetri yordamida o'lchanadi. O'lchash qurilmasining muhim qismi- yorug'likni modulyatsiyalovchidir. Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchashda modulyatsiya-lovchilar quyidagi talablarni qanoatlantirmoqlari lozim:

a) yorug'likning to'g'ri to'rtburchakli modulyatsiyalanishi holda yorug'lik impulsi davomiyligiga teng vaqt mobaynida fotoelektrik jarayon statsionar holatga erishishi kerak;

b) ikki yorug'lik impulslari orasidagi vaqt oralig'ida namuna yana o'zining termodinamik muvozanat holatiga qaytishga ulgurishi kerak. Faqat shunday holda o'lchangan signal fotoo'tkazuvchanlik yoki boshqa fotoeffektning statsionar qiymatiga mos keladi.

Bu talablarning bajarilishi uchun yorug'lik impulsi davomiyligi fotoelektrik relaksatsiya vaqtidan ancha katta bo'lishi kerak. Yorug'likni sinusoidal modulyatsiyalashda modulyatsiyalash davri jarayonni kvazistatsionar jarayon deb hisoblasa bo'ladigan darajada katta ($\tau > \tau_f$) bo'lishi kerak.

Etarlicha katta davomiylukda to'g'ri burchakli yorug'lik impulslari hosil qilish uchun turli modulyatsiyalovchilar qo'llaniladi. Sektorli yoriqlari bo'lgan disk ko'rinishida ishlangan modulyatsiyalovchi aylanganda yorug'lik oqimini diskning sektorlari davriy ravishda yopib turadi, u yorug'likni to'g'ri burchakli modulyatsiyalaydi. Ko'zgusimon modulyatsiyalovchida aylanuvchi ko'zgudan qaytgan yorug'lik nuri optik sistemaning kirish tirqishini kesib o'tib, to'g'ri burchakli yorug'lik impulsini shakllantiradi. Elektrodinamikzatvorli modulyatsiyalovchi elektr tokio'tib turgan g'altakning magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashishiga asoslangan.

Agar g'altakdan tok impulsi o'tkazilsa, g'altak yorug'lik oqimini to'sib turgan pardani harakatga keltiradi. Yorug'lik impulslarining o'sish va pasayish vaqtlari nisbatan katta bo'lishi tufayli ko'rsatib o'tilgan usullar kam inertsiyali fotoelektrik jarayonlar kinetikasini tahlil qilish uchun yaroqsizdir. Bunday maqsadlar uchun impuls rejimida ortishi va pasayishi qisqa vaqtli bo'ladigan yorug'lik impulslarini paydo qiladigan va modulyatsiyalaydigan boshqa usullar qo'llanadi.

Manba nurlanishining kerakli spektral oralig'ini ajratib olish uchun monoxromatorlar ishlatiladi. Zaryad tashuvchilarni namunaning butun hajmida bir tekis paydo qilib turish uchun optik filtrlardan foydalaniladi, ular yordamida yutish koeffitsienti kichik bo'ladigan xususiy yutilish chegarasiga to'g'ri kelgan uzun to'lqinlarning tor oralig'i ajratib olinadi. Amalda ko'pincha bu maqsad uchun tekshirilayotgan namuna yasalgan yarimo'tkazgich moddaning o'zidan qilingan filtrlardan foydalaniladi.

Qorong'ulikdagi tokni kompensatsiyalash yoki yorug'lik oqimini modulyatsiyalash sxemasi yordamida o'tkazilgan tajriba natijalari asosida statsionar fotoo'tkazuvchanlikni hisoblaylik. Kuchaytirgich kirishiga berilgan o'zgaruvchan kuchlanish va kuchsiz yorug'lik ta'sirida o'tkazuvchanlik o'zgarishi orasidagi bog'lanish

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{io}(R_{io} + R_0)}{R_0 \cdot V \cdot R_{io} - \Delta V_{io} \cdot R_{io}(R_0 + R_{io})} \quad (3)$$

ko'rinishga ega bo'ladi, bunda R_0 - qorong'ulikdagi namuna qarshiligi, ΔV_{yu} – yuklama, R_{yu} - qarshilikdagi kuchlanish tushishining o'zgaruvchan tashkil etuvchisi, ya'ni yoritganda R_{yu} dagi kuchlanishning o'zgarishi, V — ta'minot kuchlanishi.

Ifodadan ko'rinishicha, ΔV_{yu} signal va fotoo'tkazuvchanlik orasidagi bog'lanishni ΔR_{yu} ni tanlash yo'li bilan chiziqli bog'lanishini ifodalaydigan ko'rinishga keltirish mumkin. Agar yuklama qarshilik kichik, ya'ni $R_{yu} \ll R_0$ $-\Delta R = R_{yor}$ bo'lsa, u xolda ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{yo}}{V \cdot R_0} \sim \Delta V_{yu} \quad (4)$$

Yuklama qarshilik muvofiqlashishida fotosezgirlik maksimumga erishadi, bunda

$$\Delta V_{yo} = \frac{1\Delta G}{4G_0} V = \frac{1}{4} V R_0 \Delta G \sim \Delta G \quad (5)$$

Ifodadan ko'rinishicha, R_{yu} kichik bo'lgan rejimda ΔG va ΔV_{yu} orasida chiziqli bog'lanish bo'ladi. Bu rejimda namunani yoritish namuna va yuklama qarshilik orasida kuchlanishning muhim darajada qaytataqsimlanishiga olib kelmaydi. Binobarin, fotoo'tkazgich namunasida elektr maydon o'zgarmas bo'lib qolaveradi.

Yuklama qarshilik katta bo'lganda zanjirdagi tokyoritish sharoitid ham o'zgarmas qolaveradi. Fotoo'tkazuvchanlik va signal orasidagi bog'lanish:

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{yo} R_0}{R_0 (V \cdot R_0 - \Delta V_{yo} \Delta R)} \quad (6)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, o'zgarmas tok rejimi proportsionallikni ta'minlay olmaydi. Ammo, namunalarda fotosignalni o'lchaganda ΔG va ΔV_{yu} - orasida proportsionallik ta'minlanadi:

$$\Delta G = \frac{\Delta R \cdot \Delta V_s \cdot G_0^2 R_0}{V} = \frac{\Delta V_s \cdot R_0}{R_0^2 \cdot V} \quad (7)$$

11-MA'RUZA. METALL-YARIMO'TKAZGICH KONTAKTNING XOSIL BO'LISHI

REJA

1. Metall-yarimo'tkazgich kontakt
2. Berkituvchi kontakt
3. Berkitmovchi kontaktlar
4. Berkituvchi kontaktning Volt-Amper xarakteristikasi
5. Berkitmovchi kontaktlarning o'rni. Omik kontaktlar

Tayanch so'zlar: metall, termoelektron emissiya, eksponentsial, kontakt, berkituvchi qatlam.

1. Metall-yarimo'tkazgich kontakt

Metall bilan yarimo'tkazgichni bir —biriga yaqinlashtirsak, ular orasida elektron almashinuvi yuz beradi.

Termoelektron emissiya xodisasiga asosan issiqlik energiyasi xisobiga qattiq jismning birlik yuzidan bir sekundda chiqayotgan elektronlar soni

$$i = \frac{4\pi m^* (kT)^2}{h^3} \cdot e^{-\frac{X_M}{kT}} \quad (1)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Bu yerda x — elektronning chiqish ishi deb yuritiladi. Chiqish ishi har hil qattiq jismlarda turlicha qiymatga ega bo'lib, miqdor jixatdan Fermi energetik sathida turgan elektronni cheksizlikka [$E=0$] uzatish uchun zarur bo'lgan energiyaga bo'ladi.

Metallning birlik yuzidan bir sekundda chiqayotgan elektronlar esa

$$i_M = \frac{4\pi m^* (kT)^2}{h^3} \cdot e^{-\frac{X_M}{kT}} \quad (2)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda $-X_m$ yarimo'tkazgichda elektronlarning chiqish ishi. Metall bilan yarimo'tkazgich bir — birlariga yaqin tursa, metalldan chiqayotgan elektronlar yarimo'tkazgichga, yarimo'tkazgichdan chiqayotgan elektronlar esa, metallga tushishi mumkin. (1) dan ko'rinadiki, qattiq jismdan chiqayotgan elektronlar soni chiqish eksponentsial bog'langandir. Qattiq jismlarda chiqish ishi har xil qiymatlarni qabul qilganligi uchun bir xil temperaturada har xil qattiq jismlardan teng vaqtlardagi chiqayotgan elektronlarning soni ham bir biridan farqli bo'ladi. Demak, metall bilan yarimo'tkazgichning qaysi birida x kichik bo'lsa, undan chiqayotgan elektronlarga qaragan unga kelib tushayotgan elektronlar soni kam bo'ladi. Lekin, bu farq muvazanatlashgunga qadar davom etib, muvozanat yuz berganda ikkala oqim tenglashib qoladi.

Tushuntirish oson bo'lishi uchun $x_m > x_{ya}$ bo'lgan holni ko'rib chiqaylik. Bunday xolda yarimo'tkazgichdan chiqayotgan elektronlar oqimiga qaragan katta bo'ladi, natijada metall yarimo'tkazgich esa musbat zaryadlanib qoladi.

Muvozanat holatda bular orasida ma'lum qiymatga ega bo'lgan potentsiallar ayrimasi hosil bo'ladi. (2 — rasm).

Natijada yarimo'tkazgichdan chiqayotgan elektron qo'shimcha $\phi = -eV$ potentsial barerni yengib o'tishi kerak. SHunday qilib, yarimo'tkazgichda elektronlarning chiqish ishi ϕ ga ortib, $x_{ya} + \phi$ bo'lib qoladi. Metallda esa x_m o'zgarmay qoladi. Bu esa yarimo'tkazgichdan chiqayotgan elektronlarning oqimining kamayishiga olib keladi. Metall bilan yarimo'tkazgich orasidagi potentsial farq

muvozanat holatda metall dan chiqayotgan elektronlar bilan yarimo'tkazgichdan chiqayotgan elektronlar oqimi teng bo'lib qoladi, ya'ni

$$x_{ya} + \varphi = x_m \quad (3)$$

Bundan kontakt potentsial ayrimasi

$$V_k = -\frac{x_M - x_{\varphi}}{e} \quad (4)$$

ga teng bo'ladi.

Metall bilan yarimo'tkazgich bevosita kompaktda bo'lsa, hosil bo'lgan elektr maydon faqat kompaktning o'zidagina bo'lmay, yarimo'tkazgichning ichiga ham kirib boradi. Chunki metallga o'tgan elektronlar sonining 1 m^2 yuzaga to'g'ri kelgan miqdori metallning o'zida bo'lgan elektronlarning sirt zichligidan kichikdir. Yaqin o'tkazgichlardan esa 1 m^2 yuz orqali chiqib kelgan elektronlar yarimo'tkazgichning sirtidagi elektronlarning sirt zichligidan ancha kattadir.

Shu sababli, yarimo'tkazgichdagi hosil bo'lgan musbat zaryadlar bir tekislikda yotmay, ma'lum hajmda joylashgandir. Shu hajmga tushib qolgan elektronlar energiyasi yarimo'tkazgichning boshqa qismida ishtiroq eta oladigan elektronlar energiyasiga qaragan o'zgacha bo'ladi. Sababi, elektronning to'liq energiyasi kontaktda hosil bo'lgan elektr maydonda olgan energiyasi hisobiga o'zgaradi. Agar yarimo'tkazgichdan kontaktda uzoqda turgan elektronning energiyasini ε_0 bilan belgilasak, kontaktlashgan sirtga yaqinlasha borgan sari energiyasi o'zgarib boradi, $\varepsilon_0 + \varphi(x)$ ga teng bo'lib qoladi. Elektr maydon yo'q joyda $\varphi(x) = 0$ bo'lib, elektronning energiyasi yana ε_0 ga teng. Shu sababli, metall bilan yarimo'tkazgich orasidagi masofa kamayib borgan sari o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismi egrilashadi.

Bu ko'rayotgan holda yuqoriga qarab, ya'ni energiyasining ortib borish tomoniga qarab egrilashadi. Biz ko'rayotgan holda xosil bo'lgan tashqi maydon kuchlanganligidan kichik bo'lgani uchun yarimo'tkazgichning energetik sxemasida hech qanday o'zgarish yuz bermaydi. Shuning uchun o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismi qancha egrilashsa, valentlik zonasining ustki qismi ham shuncha egrilashadi. Muvozanat xolatda Fermi energetik sathi metall va yarimo'tkazgichning energetik sxemasida bir xal balandlikda yotadi. (3 — rasm)

Bizga ma'lumki, Fermi energetik sathi yarimo'tkazgichlarda muvozanat shartidan aniqlanib, yarimo'tkazgich hajmdagi elektronlar konsentratsiyasi bilan

$$n_0 = 2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_0 + \mu}{kT}} \quad (5)$$

formula orqali bog'langandir.

Yarimo'tkazgichning kontaktlashuvchi sirtidan uzoqdagi xajmida p_0 o'zgarib qolib, chegarada esa zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi

$$n(x) = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_n - \mu + \varphi(x)}{kT}}$$

yoki

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \quad (6)$$

formula bilan aniqlanadi.

Bundan ko'rinadiki, agar elektronning — kontaktda xosil bo'lgan elektron maydonidagi potentsial energiyasi musbat $\varphi_x > 0$ bo'lsa, yarimo'tkazgichning kontaktlashgan sirtiga yaqinlashib borgan sari elektronlar kontsentratsiyasi kamayib boradi. Agar $\varphi(x)$ manfiy bo'lsa, $\varphi(x) < 0$ elektronlar kontsentratsiyasi ortib boradi.

Birinchi holda ($\varphi_x > 0$) bo'lganda, ya'ni yarimo'tkazgich chegarasida elektronlarga kambag'al bo'lgan xolda, shu qatlamning kengligi aniqlaylik. Buning uchun yarim o'tkazgichga zaryad tashuvchi elektronlar deb hisoblaymiz.

Bu holda chegaradagi zaryad zichligi $p = e[N_d - n(x)]$ bo'ladi, bu yerda N_d — musbat ionlar kontsentratsiyasi. (Uy temperaturasida ko'p yarimo'tkazgichlardagi xamma donorlar ionlashgan bo'ladi. $N_d = N^+$). Buni Puasson tenglamasiga qo'ysak

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{e[N_d - n(x)]}{\epsilon} \quad (7)$$

Yarimo'tkazgich hajmida $r = 0$ bo'lgani uchun $N_d = n_0$. Elektronlar kontakt qatlamda juda kam, ya'ni ($p(x) \ll pr$). SHuning uchun, (7) ifoda $p(x)$ ni e'tiborga olmaslik mumkin.

SHuning uchun kengligi izlanayotgan qatlamda $r = ep_0$ deb olsak bo'ladi. Natijada (7) dan

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{en_0}{\epsilon} \quad (8)$$

elektronning potentsial energiyasi $\varphi(x) = -eV$ bo'lganligi uchun

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{e^2 n_0}{\epsilon} \quad (9)$$

Biz ko'rayotgan qatlamda maydon kuchlanganligi va maydon potentsiali noldan farqli bo'lib, tashqarida esa nolga teng bo'ladi. Agar qatlam kengligini L bilan belgilasak, $x \geq L$ da maydon bo'lmaydi.

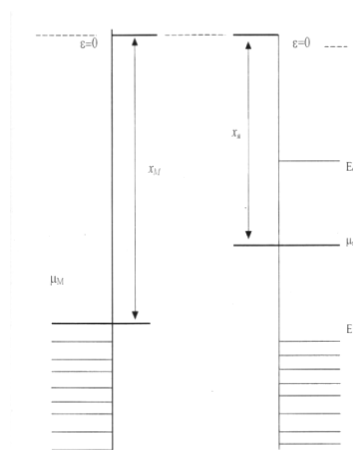
CHegaraviy shartlar

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=L} = eE \Big|_{x=L} = 0, \quad \varphi \Big|_{x=L} = 0 \quad (10)$$

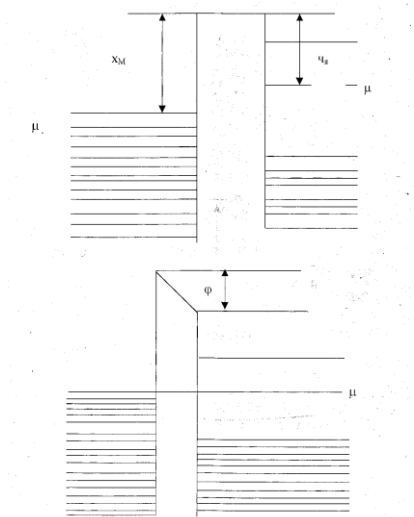
SHunday qilib L uchun quyidagi ifodani olamiz

$$L = \left[\frac{2\varepsilon\varphi(0)}{e^2 n_0} \right]^{1/2}; \quad \varphi(0) = x_M - x_i \quad (11)$$

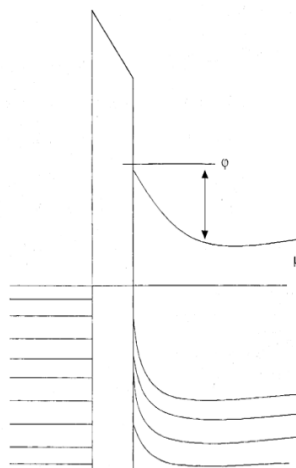
Bu ifoda zaryad zichligi noldan farqli bo'lgan yarimo'tkazgichning metall bilan bo'lgan kontakti oldida hosil bo'ladigan qatlamning kengligini beradi.



1 - rasm. Metall va yarimo'tkazgichning energetik sxemasi.



2 — rasm. Metall va yarimo'tkazgich orasidagi kontakt potentsiallar ayirmasini hosil bo'lishi



3 —rasm. Kontakt oldida energetik satxlarning egrilanishi.

2. Berkituvchi kontakt

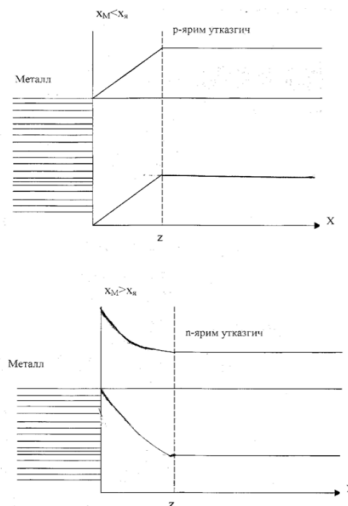
Berkituvchi kontaktida elektronlar konsentratsiyasi kam bo'lganligi sababli o'tkazuvchanligi ham kichik bo'ladi, ya'ni qarshiligi katta bo'ladi. Yarimo'tkazgichda chiqish ishi metalldagiga qaragan katta bo'lsa, kontakt chegarasida harakatsiz manfiy zichligi vujudga keladi. Ya'ni chegarada teshiklarning konsentratsiyasi hajmidagiga qaragan kam bo'lib berkituvchi kontakt hosil bo'ladi.

Metall bilan yarimo'tkazgich bir-birlari bilan bevosita kontaktlashtirilgan bo'lsa, kontakt potentsiallar ayrimasi metall va yarimo'tkazgichorasidagi tirqish bilan yarimo'tkazgich chegarasidagi berkituvchi yoki berkitmovchi kontaktda taqsimlanadi.

Endi sirt zaryad zichligiga ega bo'lgan yarimo'tkazgichni metall bilan kontaktlashtirsak, kontakt maydoni bilan sirtiy zaryad maydoni ko'chirilib, yagona elektr maydoni xosil kiladi. Yarimo'tkazgich sirtidagi zaryad manfiy bo'lib, metall sirtidagi zaryad xam manfiy bo'lsa, n — yarimo'tkazgichlarda potentsial to'siqning balandligi ortadi.

Lekin sirtiy zaryad zichligi r ga kamayadi. Agar metall sirti musbat zaryadlansa yarimo'tkazgich sirtidagi sirtiy zaryad zichligi ortadi. Yarimo'tkazgichdagi zaryad sirtiy zichligi $16^{16}m^{-2}$ dan kam bo'lmasa, sirtidagi bu zaryadlarning o'zgarishi natijasida hosil bo'lgan maydon metall kontiktidagi maydon bilan to'siq kompensatsiyalashadi va ϕ_0 faqat yarimo'tkazgich sirtidagi zaryadlar orqali aniqlanib, metallardagi elektronlarning chiqish ishiga butunlay bog'liq bo'lmaydi.

Bunday holda kontakt maydoni yarimo'tkazgich ichkarisiga kirmay metall bilan yarimo'tkazgich tirqishidagina bo'ladi. Bunda berkituvchi qatlam sirt zaryadi xosil qilgan maydonning yarimo'tkazgich ichkarisiga kirishi natijasida hosil bo'ladi.



4-rasm. Metall-yarimo'tkazgich kontaktidagi berkituvchi qatlam.

3. Berkitmovchi kontaktlar

Agar $\varphi(x)$ manfiy bo'lsa, metallidagi elektronlarning chiqish ishiga qaragan kam bo'ldi, yarimo'tkazgichning metall kontakta bilan chegaralangan qatlamda elektronlarning konsentratsiyasi hajmidagiga qaragan ko'p bo'ladi. SHuningdek, bu qatlamning o'tkazuvchanligi ham kata bo'ladi, qarshiligi esa kam bo'ladi. Bunday qatlam odatda berkitmovchi qatlam deb yuritiladi,

Berkitmovchi qatlamning kengligi yarimo'tkazgichning umumiy kengligidan kichik bo'lsa, yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligiga ta'sir ko'rsata olmaydi.

Biz yuqorida elenktronli yarimo'tkazgich bilan metall kontaktini ko'rib chiqdik.

Agar yarimo'tkazgich teshikli yarimo'tkazgich bo'lsa, u holda xodisa quyidagicha yuz beradi.

Metallidagi elektronlarning chiqish ishi teshikli yarimo'tkazgichdagiga qaragan katta bo'lsa, kontakt chegarasida teshiklarning konsentratsiyasi xajmidagiga qaragan ortib ketib, berkitmovchi qatlam hosil bo'ladi.

4. Berkituvchi kontaktning Volt-Amper xarakteristikasi

Volt —Amper xarakteristika uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$j = \frac{eDn}{kT} n_D \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_{x=0} \frac{1 - e^{-\frac{eV}{kT}}}{e^{\frac{\varphi_0 - eV}{kT}} - 1 - e^{-\frac{eV}{kT}}} \quad (12)$$

Berkituvchi kontakt yo'qolib ketmasligi uchun, tashki kuchlanish kontakt potentsiallar ayrimasidan kichik bo'lishi kerak, ya'ni $\varphi_0 - eV \gg kT$ u holda $e^{\frac{\varphi_0 - eV}{kT}} \gg 1$ uchun bo'lganligi uchun (13) maxrajdagi birni hisobga olmasak bo'ladi.

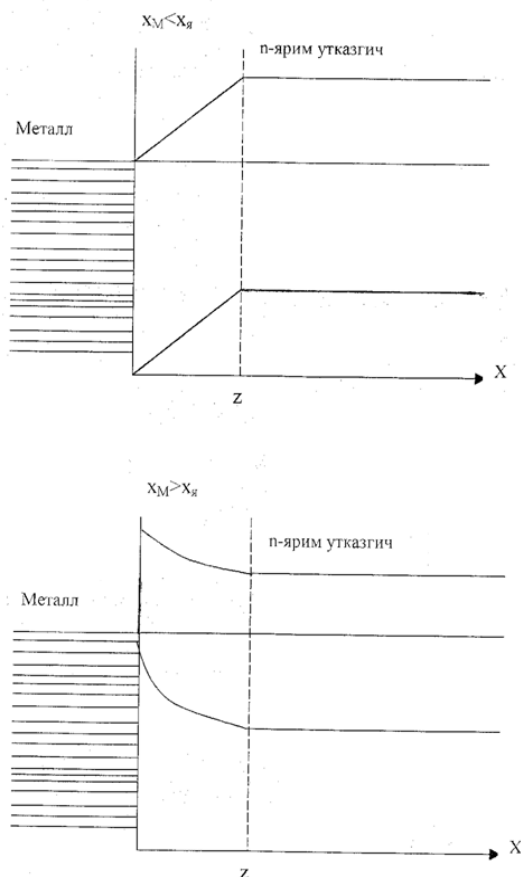
Bundan tashqari $\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} = eE_0$ ekanligini hisobga olsak (12) ni quyidagicha yozish mumkin

$$j = eU_n n E_0 \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \quad (14)$$

Bu formuladan Ye_0 quyidagiga teng

$$E_0 = \left[\frac{2n_0(\phi_0 - eV)}{e} \right]^{1/2} \quad (15)$$

Demak, teskari tok $V^{1/2}$ ga proporsional ravishda o'sib borar ekan. Yarimo'tkazgich p — tip bo'lsa ham, shu qonuniyatni olamiz.



5-расм. Металл ярим утказгич контактида беркитмовчи қатлам

Harakatchanligi katta bo'lgan yarimo'tkazgichlarda masalan, germaniy, kremnielementlarida, berkituvchi qatlamning kengligi bilan erkin yugurish yo'li bir —biriga yaqin bo'lganligi uchun, diffuzion nazariya kuchga ega emas. Chunki, zaryad tashuvchilar berkituvchi qatlamda deyarli to'qnashmasdan o'tib keta oladi. Bu ikki elektrodli elektron lampalardagi katoddan chiqayotgan elektronlarning vakuumda hech qanday to'qnashsiz anodga tushishi bilan o'xshatish mumkin.

SHuning uchun berkituvchi qatlamda zaryad tashuvchilarning sochilishini hisobga olinmaydigan nazariyani diod nazariyasi deb yuritiladi.

Bunday nazariya birinchi marta 1942 yili Bete tomonidan taklif qilingan. Bu nazariyani asosan kontaktdan o'tayotgan zaryad tashuvchilar oqimi faqat potentsial to'siqqagina bog'liq bo'lib, qatlamning kengligiga va zaryad tashuvchilarining qatlamdagi taqsimotiga bog'liq emas. Kinetik energiyasi potentsial to'siqni singib o'tishga yetarli bo'lgan elektronlar kontaktdan o'tayotgan tokda ishtirok eta oladi. Potentsial to'siqning balandligi kontakt potentsiallar ayrimasi bilan tashqi kuchlanishning algebrik yig'indisiga teng bo'ladi.

$$j = e(i_n - i_M) = \frac{1}{4} env \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \quad (16)$$

Buifodakontaktning Volt — Amper xarakteristikasini beradi.

Ko'rinib turibdiki agar $V > 0$ bo'lsa, kontaktdan o'tayotgan tok kuchlanishga eksponentsial bog'langan holda o'sib boradi. Tashqi kuchlanish $V < 0$ bo'lsa, V ning absalyut qiymatidan ortgandan so'ng to'yinish hodisasi yuz berib, kontaktdan o'tayotgan tok tashqi bog'liq bo'lmay qoladi.

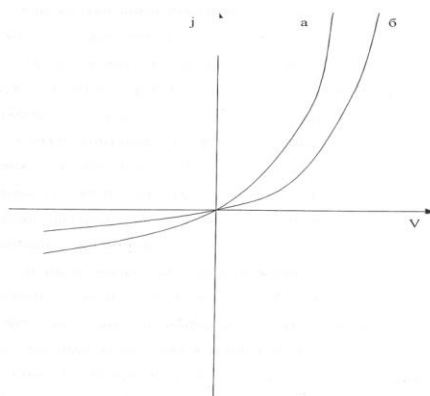
Demak to'g'ri yo'nalishda kontaktdan o'tayotgan tok tashqi kuchlanishining ortishi bilan tez ortib borsa, teskari yo'nalishda o'zgarmas qiymatga erishib, so'ngra ortmay qolar ekan.

Diffuzion nazariyada xam, diod nazariyasida ham, to'g'ri tok kuchlanishga bir xil bog'langan bo'lib, teskari tok esa diffuzion nazariyasida $V^{1/2}$ da proporsional

ravishda o'sib borsa, diod nazariyasida $j = \frac{1}{4} e n v$ — to'yinish tokiga intilib boradi.

Bu nazariyalarining qaysi biri kuchga ega ekanligi, berkituvchi qatlamning qalinligiga bog'liq bo'lib, «qalin» qatlamlarda diffuzion nazariya qo'llanilsa, «yupqa» qatlam uchun diod nazariyasi qo'llaniladi. (6 — rasm).

Metall—yarimo'tkazgich kontaktning Volt—Amper xarakteristikasi ko'rsatilgan.



6-rasm. Metall-yarimo'tkazgich kontaktning volt- amper xarakteristikasi.

5. Berkitmovchi kontaktlarning o'ri. Omik kontaktlar

Har qanday yarimo'tkazgichli asbobning asosiy elementi bo'lib Omik kontakt xizmat qiladi.

Odatda metall va yarimo'tkazgich orasidagi kontaktni olik kontakt deb qabul qilingan, bu kontaktni volt — amper xarakteristikasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi.

Bunday kontaktdagi tok va kuchlanish orasidagi bog'lanish chiziqli qonun Om qonuni bilan xarakterlanadi va u bu kontaktga qo'yilgan qutblanishga bog'lik bo'lmaydi. SHu nuqtai nazardan bu kontaktlarni chiziqli kontaktlar deb atash qabul qilingan.

CHiziqli volt -amper harakteristikasiga ega bo'lgan element undan o'tayotgan o'zgaruvchan tokni to'g'rilash xususiyatiga ega bo'lmaganligi uchun bunday kontaktni to'g'rilamaydigan kontakt deyish mumkin.

Odatda «Omik kontakt» ga chuqurroq, kengroq ma'no beriladi. Omik kontakt chiziqli harakteristikadan tashqari yana bitta eng zarur xususiyatga egadir, ya'ni unda injektsiyani yo'qligidir. SHunday qilib, har qanday omik kontakt injektsiyalomovchi kontakt deb qaraladi.

Ammo buni maxsus aytilmaydi, lekin bu narsa e'tibordan chetda qolmaydi, doim esda bo'ladi. Gap shundaki, bordiyu, omik kontaktlarda injektsiya bo'lishi mumkin deb faraz qilamiz, yarimo'tkazgichli asboblarda sodir bo'layotgan jarayonlar, biz o'rganayotgan jarayonlarga qaragan boshqacha xarakterga ega bo'lar edi. Masalan, teskari diod toki elektron — kovak o'tishdagi muvozanatdagi noasosiy zaryad tashuvchilar borligidan, deb faraz qilamiz. Agar omik kontaktlar injektsiyalomovchi deb qarajak, o'tish sohasiga berkituvchi kuchlanish berilishi bilan elektronlarni (p-oblast) p -sohaga va kovaklarni n -sohaga injektsiyasi boshlanadi. Agar omik to'g'rilalomovchi kontaktlar bilan elektron - kovak o'tishlar orasidagi masofa nomuvozanat xolatdagi zaryad tashuvchilar diffuzion uzunlikdan ko'p marta katta bo'lsa, injektsiyani e'tiborga olmasa xam bo'laveradi, chunki injektsiyalangan zaryad tashuvchilar elektron - kovak o'tishga yetib borguncha rekombinatsiyalanadilar.

Agar bu masofani o'lchash mumkin bo'lsa, yoki masofa diffuzion uzunlikdan kichik bo'lsa, injektsiyalangan noasosiy zaryad tashuvchilar elektron — kovak o'tish sohasiga yetib boradilar va uni volt — amper harakteristikasini shakliga ta'sir qiladi.

SHunday qilib, omik kontaktlardagi diod injektsiyani volt — amper harakteristikaning teskari tarmog'ida to'yinish qismini bo'lmasligiga sabab bo'ladi.

SHunday qilib, «omik kontakt» deganda, biz doim injektsiyalomovchi omik kontaktni tushunamiz.

Omik kontaktga qo'yiladigan talablardan biri, odatda, uning elektr qarshiligi minimal qiymatga ega bo'lishligidir, ko'pincha omik qarshilik parazit qarshilikga ega bo'ladi. Bundan tashqari omik kontaktga boshqa maxsus talablar qo'yiladi: yaxshi

issiqlik o'tkazuvchanlik, mexanik mustahkamlik, metallni yarim o'tkazgich bilan temperatura kengayish koeffitsientini qiymati bo'yicha moslashishi (temperatura o'zgarishi bilan yorilishi va o'zgarishlar, uzilishlar kelib chiqmaydi.

Omik kontaktdagi eng katta qarshilikni kelib chiqishini sababi potentsiald to'siq va u bilan bog'liq berkituvchi qatlamni bo'lishligidir.

SHunday qilib, omik kontaktni tayyorlashni eng qulay yo'li eritmadan foydalanishdir, chunki eritma yarimo'tkazgichdagi aralashmaning tipi qanday bo'lsa shunday tipga ega bo'ladi. (donorlar elektronli yarimo'tkazgich uchun va akseptorlar kovakni yarimo'tkazgich uchun). Bu kontaktni materiallni yarimo'tkazgich uchun eritish jarayonida kontakt oldi soxada yarimo'tkazgichning kristallanmagan qatlami, aralashma bilan sezilarli darajada to'yingan holat hosil bo'ladi. Bunday kontaktdagi energetik zonalarning holati 7 —rasmda ko'rsatilgan.

Omik kontaktdan yarimo'tkazgichga kilingan injeksiya tokning kovak tashkil etuvchisidan iborat bo'lib, tokning bu tashkil etuvchisi kontaktda, kichik musbat kuchlanish berilgan yo'nalishda oqadi.

Birinchi yondashishda elektron (j_n) va kovak (j_p) komponentlar orasidagi munosabat quyidagi ifoda bilan aniqladi.

$$\frac{j_p}{j_n} \approx \exp\left[\frac{q(\varphi - \psi)}{kT}\right] \quad (17)$$

Bu ifoda quyidagilarni e'tiborga olgan holda aniqlangan

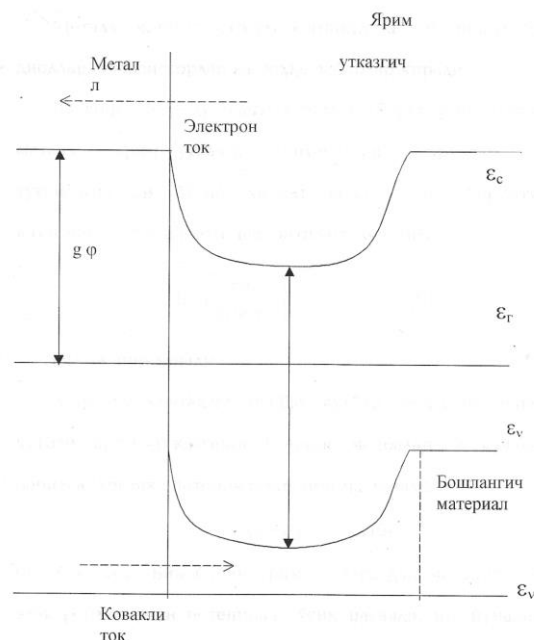
— Elektron kovakni siljishi bir — biriga teng;

— Fermi sathidan zona chegarasigacha bo'lgan masofa (2 — 3) kT ga teng.

Bu yerdan shu narsa aniqlanadiki, ($\varphi - \psi$) farqning absolyut qiymati qancha, katta bo'lsa, injeksiya sathi shuncha past bo'ladi.

SHunday qilib yaxshi omik injeksiyalanmaydigan kontaktni olish uchun quyidagilar amalga oshishi zarur:

- a) φ ning qiymati kichik bo'lishi kerak (asosiy— baza kontakti tayyorlanayotgan metallni tanlanishiga bog'liq);
- b) φ ning qiymati katta bo'lishi kerak (kontakt oldi soha kuchli legirlangan bo'lishi kerak);
- c) kontaktda soxada yashash vaqti minimal bo'lishi kerak (ushlash kesimi katta bo'lgan legirlangan moddaning tanlanishiga bog'liq).
- d) SHu narsaga e'tibor berish kerak, omik kontakt tayyorlanadigan metallni tanlashda soni qiymati bilangina emas, balki uni mexanik va harorat xosslarni ham e'tiborga olinadi. Omik kontaktlar uchun ko'proq qo'rg'oshin qalay va ularning birikmalari va oltin ishlatiladi.



7-rasm. Berkitmovchi kontaktning energetik diagrammasi.

12-MA'RUZA. P-N (ELEKTRON-KOVAK) O'TISH

REJA

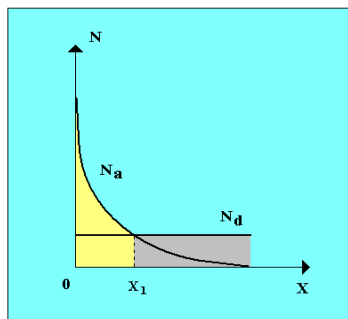
1. Elektron-kovak (p-n) o'tishning hosil bo'lishi
2. p-n o'tishda potentsial va maydon taqsimoti
3. p-n o'tishning VAX. To'g'rilagich diodlar

Tayanch so'zlar: p-n o'tish, aktseptor kirishma, diffuziya, elektroneytral, potentsial to'siq

1. Elektron-kovak (p-n) o'tishning hosil bo'lishi

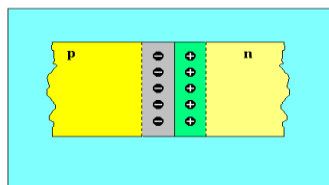
p-n o'tish hosil bo'lishining fizik manzarasini qarab chiqamiz. N_d kontsentratsiyali donor kirishma butun hajm bo'yicha tekis taqsimlangan, elektron turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichli kristall mavjud bo'lsin. Kristallning biror qirradi bo'yicha N_a kontsentratsiyali aktseptor kirishma diffuziyasi o'tkazilsin, bu holda $N_a \gg N_d$ (1.rasm). Bunday diffuziyadan so'ng, yarimo'tkazgich hajmi turli turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki qismga ajraladi. Haqiqatan ham, butun $0 < x < x_1$ sohada «kovaklar» kontsentratsiyasi $p \approx N_a - N_d$, elektronlar kontsentratsiyasi esa $n = N_d$ ga teng. $N_a \gg N_d$ bo'lganligi sababli, asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar hisoblanadi. $x > x_1$ sohada «kovaklar» kontsentratsiyasi kam ($N_a \ll N_d$), elektronlar kontsentratsiyasi esa $n = N_d$, demak bu soha n turdagi o'tkazuvchanlikka ega, ya'ni asosiy zaryad tashuvchilar bu sohada elektronlar

hisoblanadi. Boshqacha qilib aytganda x q x_1 tekislik yaqinida p sohadan n sohaga o'tish shakllanadi, ya'ni p-n o'tish hosil bo'ladi. Sohaning har ikki tarafida ($x=x_1$ tekislikning) elektronlar va «kovaklar» konsentratsiyalari turlicha. O'tishning paydo bo'lishida elektronlar yuqori konsentratsiyali sohadan kam konsentratsiyali sohaga diffuziya orqali o'tadi. Bu holda n sohada, $x=x_1$ tekislik yaqinida erkin elektronlar soni ionlashgan donorlar sonidan kichik bo'ladi. Bu esa elektroneytrallik shartining buzilishiga va ionlashgan donor aralashmalar tufayli paydo bo'ladigan kompensatsiyalanmaydigan musbat zaryadning hosil bo'lishiga olib keladi.



1-rasm. p-n o'tishning hosil bo'lishi

O'z navbatida $x = x_1$ tekislikka tegib turgan sohadan, p sohadan kovaklar n sohaga diffuziyalanadi. Bu esa p sohada ionlashgan akseptorlarning kompensatsiyalanmaydigan manfiy zaryadlari hosil bo'lishiga olib keladi. Shunday qilib, p va n sohalari ajralishi chegarasida aralashmalarining ionlashgan zaryadlari bilan xarakterlanadigan ikkilamchi elektr qatlami hosil bo'ladi (2-rasm). Bu qatlam tufayli hosil bo'lgan elektr maydoni, harakatchan zaryad tashuvchilarning keyingi diffuziyasiga to'sqinlik qiladi. Lekin bu maydon diffuzion tokka teskari yo'nalgan asosiy bo'lmagan elektr tashuvchilarning dreyf tokini yuzaga keltiradi. Tashqi kuchlanish bo'lmagan holda, muvozanat holatida, o'tish orqali natijaviy tok nolga teng bo'ladi.



2-rasm. P va n sohalari ajralish chegarasida ikkilamchi elektr qatlamining hosil bo'lishi

Bu degan so'z, elektr maydoni kuchlari va zaryad tashuvchilarning diffuziyasini aniqlovchi kuchlar, yarimo'tkazgichning ixtiyoriy kesimida bir-birini muvozanatlaydi demakdir. Zaryad tashuvchilarning diffuziya jarayoni to'xtatilgandan so'ng p-n o'tish termodinamik muvozanat holatida bo'ladi. Muvozanat holatida p va n sohalari qalinligi bo'yicha erkin elektronlar va kovaklarning konsentratsiyalari taqsimoti va p-n o'tishning energetik zonalar diagrammasi 3-rasmda ko'rsatilgan. Bundan tashqari

bu rasmda p va n sohalar ajralishi chegarasida hosil bo'lgan φ_0 balandlikka ega bo'lgan potentsial to'siq ham ko'rsatilgan. Potentsial to'siq kattaligini batafsil qarab chiqamiz. Termodinamik muvozanat holatida ixtiyoriy sistema uchun Fermi sathi doimiy kattalikdir. Agarda p-n o'tish termodinamik muvozanat holatida bo'lsa, r va n sohalarida Fermi sathi bir xil balandlikda bo'ladi (3-rasm). n sohadagi elektronlar konsentratsiyasi

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (1)$$

ga teng.

Energiyaning nol qiymatini n soha o'tkazuvchanlik zonasi tubiga mos keluvchi energiya deb hisoblaymiz, ya'ni $E_c = 0$, u holda

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2)$$

Bu yerdan n turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgich temperaturasi, o'tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar konsentratsiyasi va holatlarning effektiv zichligi kabi kattaliklarni o'zaro bog'lovchi n-sohadagi Fermi sathi energiyasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$E_{Fn} = -kT \ln \frac{N_c}{n}$$

yoki

$$kT \ln \frac{n}{N_c} = E_{Fn} \quad (3)$$

p sohadakovaklarkonsentratsiyasi quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$p = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_{Fp}}{kT}\right) \quad (4)$$

Bu yerdan p sohadagi Fermi sathi energiyasi uchun ifodani olamiz:

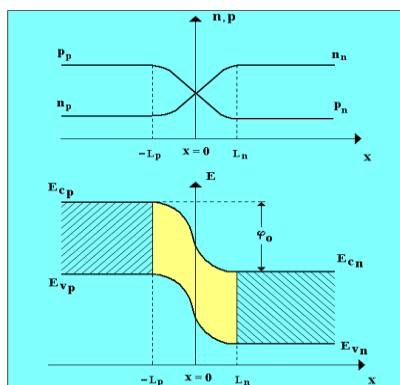
$$E_{Fp} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (5)$$

Nolinchi energiya sifatida o'tkazuvchanlik zonasi tubi olinganligini e'tiborga olib, p va n sohalar ajralish chegarasida hosil bo'ladigan potentsial to'siq balandligini olamiz:

$$\varphi_0 = -E_g + E_{Fp} + E_{Fn}$$

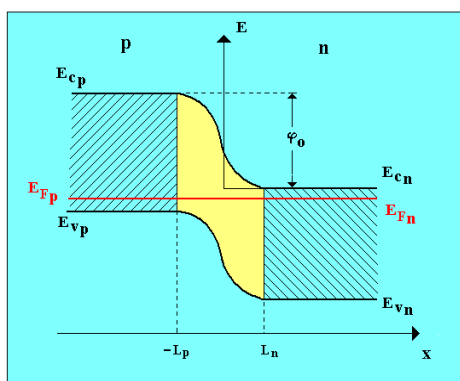
So'ngra (2) va (4) ifodalardan foydalanib φ_0 ning qiymatini olamiz:

$$\varphi_0 = -kT \ln \frac{N_c N_v}{np} \quad (6)$$



3-rasm. p-n o'tish qalinligi bo'yicha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi taqsimoti va potensial to'siqning paydo bo'lishi

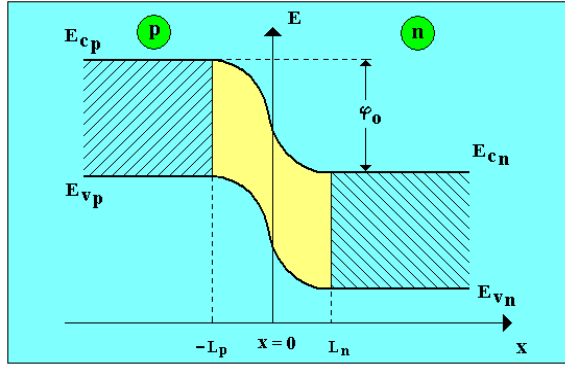
Olingan (6) ifodada ko'rinadiki p-n o'tish potensial to'siq balandligi (4-rasmga qarang) material turi hamda p va n sohalaridagi erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyalarini sbatibil aniqlanar ekan.



3.a-rasm. Muvozanat holatida p-n o'tishning energetik diagrammasi

2. p-n o'tishda potensial va maydon taqsimoti

Elektron va kovakli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki yarimo'tkazgich kontaktida hosil bo'lgan p-n o'tishni qarab chiqamiz. n sohada donor aralashma konsentratsiyasi- N_d , p sohadagi aktseptor aralashma konsentratsiyasi- N_a . bo'lsin. Bunda n sohadagi erkin elektronlar konsentratsiyasi n_n , p sohadagi erkin kovaklar konsentratsiyasi p_p . O'tish yetarlicha yuqori temperaturada mavjud, demak, har ikkala sohada aralashma to'la ionlashgan va $N_d=n_n$ va $N_a=p_p$. deb hisoblaymiz. Bunday o'tishning energetik zona diagrammasi 4-rasmda keltirilgan. Bu yerda E_{c_p} va E_{c_n} -r va n o'tish sohalaridagi o'tkazuvchanlik zonasining tubi; E_{v_p} va E_{v_n} - E_{c_n} -r va n o'tish sohalaridagi valent zonalarning eng yuqori energetik sathi.



4-rasm. p-n o'tish energetik diagrammasi

Diffuzion potentsial bilan xarakterlanadigan p va n sohalar orasidagi potentsial to'siq φ_0 p sohada L_p qalinlikdagi qN_a hajmiy zaryadni va o'tishning n sohasida L_n qalinlikdagi qN_d hajmiy zaryadni hosil qiladi. Bunda agarda p-n o'tishning ikkala sohasida ham elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi bir xil bo'lsa, ya'ni $p_p = n_n$, u holda $L_p = L_n$. n-sohadagi hajmiy zaryad zichligi (birlik hajmga mos keluvchi zaryad) quyidagicha ifodalanishi mumkin:

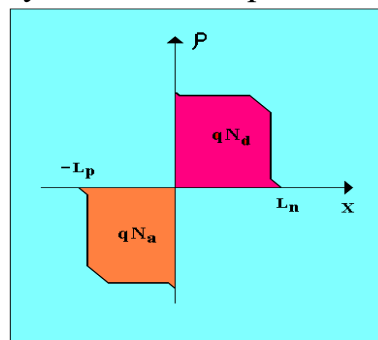
$$\rho = qN_d = qn_n, \quad 0 < x < L_n \quad \text{da} \quad (7)$$

p sohadagi hajmiy zaryad zichligi

$$\rho = -q(N_a - N_d) = -qp_p, \quad -L_p < x < 0 \quad \text{da} \quad (8)$$

ga teng bo'ladi.

O'tishning har ikkala sohasi uchun potentsial va hajmiy zaryad o'rtasidagi bog'lanish Puasson tenglamasi yordamida aniqlanadi:



5-rasm. p-n o'tishning p va n sohalaridagi hajmiy zaryad zichligi

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \text{agar} \quad 0 < x < L_n \quad (9)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0}, \quad \text{agar} \quad -L_p < x < 0. \quad (10)$$

Bunda n sohada $x=L_n$ bo'lganda, ya'ni hajmiy zaryad qatlami chegarasida quyidagi shart bajariladi:

$$\varphi = 0 \text{ va } \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (11)$$

$x=-L_p$ bo'lganda, ya'ni p sohadagi hajmiy zaryad qatlami chegarasida quyidagi shart bajariladi:

$$\varphi = \varphi_0 \text{ va } \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (12)$$

Har bir o'tish sohasi uchun (9) va (10) tenglamalarni yechib quyidagilarni olamiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x), \quad \text{agar } 0 < x < L_n, \quad (13)$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_p + x), \quad \text{agar } -L_p < x < 0 \quad (14)$$

Elektr maydon kuchlanganligi:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx}$$

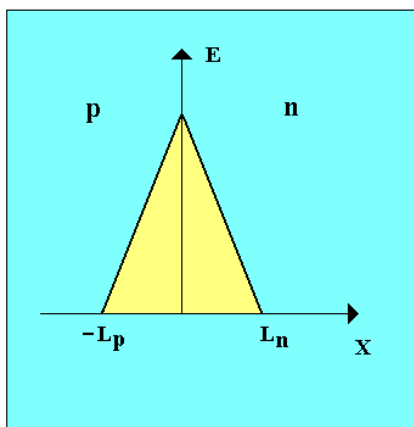
ekanligini e'tiborga olib, (13) va (14) ifodalardan p-n o'tishning har ikkala sohasida (6.-rasm) o'tishning qalinligi bo'yicha elektr maydon kuchlanganligi taqsimotini ifodalovchi munosabatni olamiz:

$$E = \frac{n_n}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x) \text{ yoki } E = \frac{p_p}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_p + x) \quad (15)$$

So'ngra (13) va (14) ifodalarni koordinatalar bo'yicha differentsiallab

$$\varphi = \frac{qn_n}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x)^2, \quad \text{agar } 0 < x < L_n ; \quad (16)$$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{qp_p}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_p + x)^2, \quad \text{agar } -L_p < x < 0. \quad (17)$$



6-rasm. p-no'tishda elektr maydon taqsimoti

$x=0$ da, ikki sohaning ajralish chegarasida $\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{d\varphi}{dx}$ shart bajariladi. Bu shartni e'tiborga olib quyidagi munosabatlarni olamiz:

$$\frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}L_n = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}L_p \quad (18)$$

yoki

$$n_n L_n = p_p L_p \frac{n_n}{p_p} = \frac{L_p}{L_n} \quad (19)$$

$x=0$ nuqtada (16) va (17) ifodalarni tenglashtirib

$$\varphi_0 - \frac{qp_p}{2\varepsilon\varepsilon_0}L_p^2 = \frac{qn_n}{2\varepsilon\varepsilon_0}L_n^2 \quad (20)$$

ifodani olamiz yoki

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0}(n_n L_n^2 + p_p L_p^2) \quad (21)$$

O'tish hajmiy zaryadi qatlamining to'la qalinligi (4-rasm) $L=L_n+L_p$ ko'rinishida yoziladi. (19) ifodani hisobga olib quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\frac{L}{L_n} = \frac{L_n+L_p}{L_n} = 1 + \frac{L_p}{L_n} = 1 + \frac{n_n}{p_p} = \frac{p_p+n_n}{p_p} \quad (22)$$

va

$$\frac{L}{L_p} = \frac{L_n+L_p}{L_p} = \frac{L_n}{L_p} + 1 = \frac{p_p}{n_n} + 1 = \frac{p_p+n_n}{n_n} \quad (23)$$

Bu yerdan

$$L_n = L \frac{p_p}{p_p+n_n} \text{ i } L_p = L \frac{n_n}{p_p+n_n} \quad (24)$$

ifodalarni olamiz. (24) ni (21) ga qo'yib, p-n o'tish potentsial to'sig'i balandligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \left[n_n \frac{p_p^2}{(p_p+n_n)^2} L^2 + p_p \frac{n_n^2}{(p_p+n_n)^2} L^2 \right] \quad (25)$$

yoki quyidagi ko'rinishda:

$$\varphi_0 = \frac{qL^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} \frac{1}{(n_n+p_p)^2} (n_n p_p^2 + p_p n_n^2) \quad (26)$$

(26) ifodani yanada soddaroq ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} \frac{n_n p_p}{n_n+p_p} L^2 \quad (27)$$

(27) ifodadan p-n o'tishning hajmiy zaryadi qatlamining to'la qalinligini topamiz:

$$L = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{n_n+p_p}{n_n p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

Keltirilgan ifodadan ko'rinadiki, p-n o'tishning hajmiy zaryad qatlami qalinligi yarimo'tkazgich materiali, φ_0 kattalik va r va n sohalardagi harakatchan zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari nisbatiga bog'liq bo'lar ekan. Agar p-n o'tishning birop sohasida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi boshqasinikidan yetarlicha katta bo'lsa, u holda hajmiy zaryad qalinligi kam konsentratsiyali sohaga tarqaladi.

$$L_n = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} p_p \gg n_n \text{ da} \quad (29)$$

$$L_p = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} n_n \gg p_p \text{ da} \quad (30)$$

3. p-n o'tishning VAX.

Rekombinatsiya sodir bo'lmaydigan p-n o'tish orqali tok o'tishini qarab chiqamiz. p va n sohalari qalinligi katta emas, p_p va n_n asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi n_i dan yetarlicha katta. Bu holda p va n sohalarning omik qarshiligi yetarlicha kichik va uni e'tiborga olmaslik mumkin. Issiqlik muvozanati holatida p-n o'tishning har ikkala tomonida elektronlar va kovaklar oqimi bir xil. Tashqi maydon qo'yilganda bu muvozanat buziladi. Agar p-n o'tish qalinligi L erkin yugurish yo'li l dan kichik bo'lsa, u holda p-n o'tishda zaryad tashuvchilar sochilishi kam va uni e'tiborga olmaslik mumkin. Bunday yaqinlashishlarda p-n o'tish orqali o'tayotgan tok potentsial to'siqni yengish uchun yetarli energiyaga ega bo'lgan tashuvchilar soni bilan aniqlanadi. To'g'ri yo'nalishdagi kuchlanish qo'yilganda p va n sohalari o'rtasidagi potentsial to'siq balandligi kamayadi va n sohadan elektronlar p sohaga o'tadi, kovaklar esa p sohadan n sohaga o'tadi. Mos sohalardagi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi ortadi. Ortiqcha tashuvchilar p-n o'tish chuqurligi bo'ylab so'riladi va rekombinatsiyaga uchraydi. Asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilar hosil qiladigan zaryad asosiy tashuvchilar oqimi bilan kompensatsiyalanadi. Qo'yilgan kuchlanish qanchalik katta bo'lsa, shuncha ko'p asosiy bo'lmagan tashuvchilar mos sohalarga o'tadi va p-n o'tish toki shuncha katta bo'ladi. Diffuzion va dreyf toklar tushunchasidan foydalanib, n sohadagi kovaklarning to'la toki quyidagicha yozilishi mumkin:

$$j_{p(n)} = ep_n \mu_p E - eD_p \frac{dn}{dx} \quad (31)$$

p sohadagi kovaklarning to'la toki (diffuzion va dreyf) esa

$$j_{p(p)} = ep_p \mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx} \quad (32)$$

ga teng bo'ladi. p sohada, ya'ni kovaklar konsentratsiyasi katta bo'lgan sohada tok asosan uning dreyf tashkil etuvchisi hisobiga paydo bo'ladi:

$$j_{p(p)} = ep_p \mu_p E.$$

n sohada esa kovaklar konsentratsiyasi kam, lekin katta konsentratsiya gradiyenti mavjud, shu sababli bu sohada to'la tok asosan uning diffuzion tashkil etuvchisi hisobiga paydo bo'ladi:

$$j_{p(n)} = eD_p \frac{dp}{dx}.$$

Qaralayotgan p-n o'tish yupqa bo'lganligi sababli, zaryad tashuvchilar undan rekombinatsiyaga uchramay o'tadi, shu sababli p-n o'tishning ($x=L_n, x=L_p$ tekisligida) ikkala tomonida kovaklar va elektronlar toki ($j_{p(p)} = j_{n(n)}$).

$$j_{p(n)} = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad (33)$$

p-n o'tish orqali o'tayotgan tokni hisoblash uchun quyidagi n sohada mavjud bo'lgan kovaklar zaryadi uzluksizligi tenglamasini qarab chiqamiz:

$$\frac{d^2p}{dx^2} = \frac{p-p_0}{Z_p^2} \quad (34)$$

bu yerda $Z_p^2 = D_p \tau_p$ -n sohadagi kovaklarning diffuzion uzunligi; D_p -kovaklarning diffuziya koeffitsiyenti; τ_p -n sohadagi kovaklarning yashash vaqti; p -kovaklarning n soha x tekisligidagi konsentratsiyasi; p_0 -n sohadagi kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi. Tahlil uchun (2,34) ni quyidagi

$$\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{1}{Z_p^2} (p-p_0) = 0 \quad (35)$$

ko'rinishda yozamiz. (35) tenglama doimiy koeffitsiyentli ikkinchi tartibli bir jinsli tenglamadir. Bu tenglamaning umumiy ko'rinishdagi yechimi quyidagi ko'rinishga ega:

$$p-p_0 = C_1 \exp\left(\frac{x}{Z_p}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{x}{Z_p}\right) \quad (36)$$

p_0 -n sohadagi kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi-bu n sohada asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasiga teng, $p_0=p_n$, u holda (36) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$p = p_n + C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (37)$$

C_1 va C_2 doimiylarni topish uchun p-n o'tishning turli sohalaridagi konsentratsiyalarni qarab chiqamiz. n sohadagi kovaklar konsentratsiyasi $x=\infty$ da kovaklarning bu sohadagi p_n konsentratsiyasiga teng, ya'ni $p(x)_{x=\infty} = p_n$, u holda $C_1=0$ va (37) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$p = p_n + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (38)$$

C_2 doimiykni r va n sohalar chegarasidagi $x=L_n$, tekislikda p-n o'tishga qo'yilgan U kuchlanishga bog'liqligi shartida foydalanib aniqlash mumkin:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT} \quad (39)$$

(39) ifodadan ko'rinadiki, $U=0$ shartda L_n tekislikda kovaklar konsentratsiyasi muvozanat xolatidagi konsentratsiyaga teng, ya'ni $p(L_n) = p_0$ bo'lib, bu holda (38) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$p_n \exp \frac{qU}{kT} = p_n + C_2 \exp \left(-\frac{L_n}{Z_p} \right) \quad (40)$$

bu yerdan S_2 :

$$C_2 = p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \quad (41)$$

(40) tenglama va C_1, C_2 larning topilgan qiymatlaridan foydalanib n soha qalinligi, ya'ni elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan soha qalinligi bo'yicha kovaklar taqsimotini aniqlovchi ifodani olamiz:

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (42)$$

Shuni eslatib o'tamizki, biz quyidagi

$$j_p(L_n) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (43)$$

tenglama orqali aniqlanuvchi p-n o'tishning L_n tekisligi orqali o'tuvchi kovak tokining diffuzion tashkil etuvchisini qarab chiqamiz. (42) tenglamani x koordinata bo'yicha $x=L_n$ shart bajarilgan xol uchun differentsiallab, diffuzion tokning kovakli tashkil etuvchisini aniqlovchi ifodani olamiz:

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (44)$$

Mos ravishda diffuzion tokning elektron tashkil etuvchisini hisoblashimiz mumkin:

$$j_n(-L_p) = \frac{qn_p D_n}{Z_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (45)$$

Diod orqali o'tuvchi to'la tok, tokning elektron va kovakli tashkil etuvchilari yig'indisidan iborat: $j = j_n(-L_p) = j_p(L_n)$, shu sababli

$$j = q \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (46)$$

8-rasmda p va n sohalarining yupqa p-n o'tish bo'yicha elektronlar va kovaklarning konsentratsiyalari taqsimoti (a) hamda elektron-kovak toklari zichliklari (b) keltirilgan. Shtrix orqali esa elektr tashuvchilar rekombinatsiyalashmay o'tadigan hajmiy zaryad sohasi ko'rsatilgan. (46) tenglama p-n o'tish orqali o'tayotgan tok zichligining unga qo'yilgan tashqi kuchlanishga bog'liqligini ifodalaydi.

$$j_s = \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \quad (47)$$

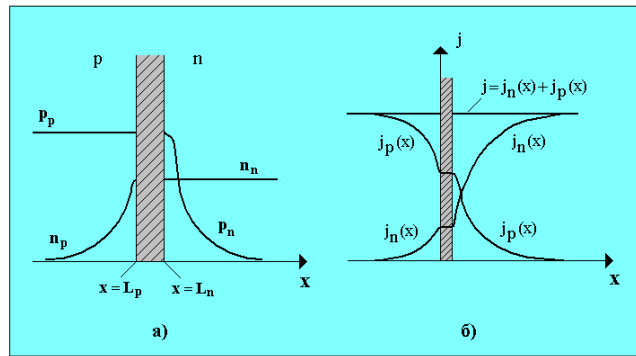
kattalikka to'yinish toki zichligi yoki teskari issiqlik toki zichligi deyiladi. Bu tushunchadan foydalanib (46) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$j = j_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (48)$$

(48) tenglamani keltirib chiqarishda p-n o'tish yuzasi birga teng deb olindi. Agarda p-n o'tish yuzasi S ga teng bo'lsa, u holda to'la tok $I = jS$ ga teng bo'ladi, bu yerda I-tok kuchi. Bu holda diodning VAX uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (49)$$

bu yerda I_s -to'yinish toki. (49) ifodadan ko'rinadiki, qo'yilgan kuchlanishning musbat qiymatlarida p-n o'tish orqali o'tayotgan tok yetarlicha katta va kuchlanish kattaligiga eksponentsial bog'liq. Kuchlanishning musbat qiymatlari o'tish orqali o'tayotgan to'g'ri tokka mos keladi, manfiy qiymatlari esa teskari tokka, ya'ni asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar hosil qilayotgan tokka mos keladi. 9-rasmda (49) munosabatlar yordamida hisoblangan yupqa, p-n o'tishning to'yinish toki asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi oshishi bilan ortadi. Shu sababli, to'yinish tokini kamaytirish uchun o'tishning p va n sohalaridagi asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini oshirish kerak.

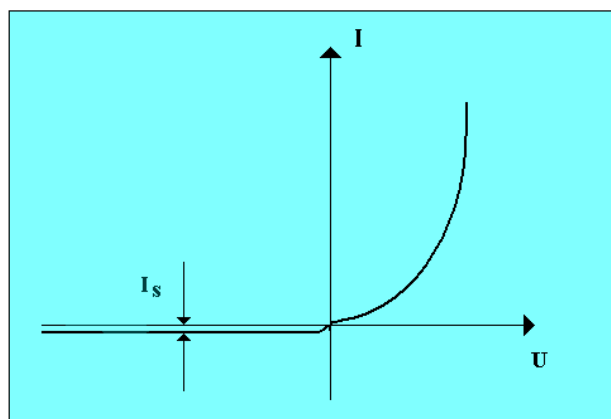


8-rasm. Yupqa p-n o'tishda harakatchan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (a) va elektron-kovakli toklar zichliklari (b)

Bu holda (27) ifodadan ko'rinadiki, o'tishning p-n sohalar orasidagi potensial to'siq balandligi ham ortadi. p-n o'tishorqali oqi bo'tadigan tok ikkita tashkil etuvchidan tashkil topgan. Ular tokning elektron va kovakli tashkil etuvchilaridir va ularning nisbati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{n_p D_n L_n}{p_n D_p L_p} = \frac{\mu_n n_n L_p}{\mu_p p_p L_n} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \quad (50)$$

Agar n sohadagi elektronlar harakatchanligi ularning p sohadagi harakatchanligiga yaqin, p sohadagi kovaklar harakatchanligi ularning n sohadagi harakatchanligidan farq qilmasa va elektron hamda kovaklarning diffuzion uzunliklari keskin farq qilmasa, u holda (50) munosabatga ko'ra elektron tokining kovak tokiga nisbati o'tkazuvchanliklar nisbatiga teng va bu sohalardagi asosiy zaryad tashuvchilarni parametrlariga bog'liq nisbat orqali aniqlanadi.



9-rasm. Ideal p-n o'tish VAX

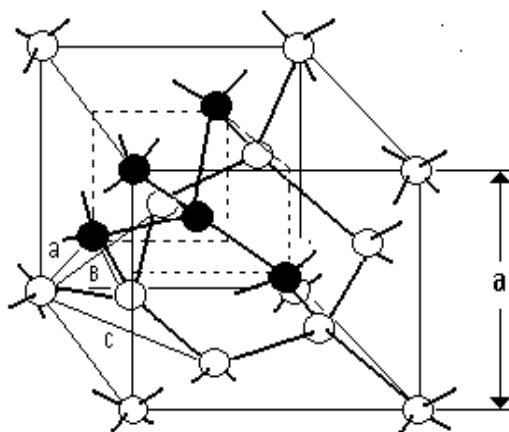
Agarda n sohada elektronlar konsentratsiyasi p sohadagi kovaklar konsentratsiyasidan yetarlicha ko'p bo'lsa, u holda p - n o'tish orqali o'tayotgan tok asosan kovaklar oqimi hisobiga bo'ladi.

SEMINAR MASHG'ULOTLARI

1-Seminar mashg'uloti. Yarimo'tkazgichlarning kristall tuzilishi. Dielektriklar haqida umumiy ma'lumotlar.

Yarimo'tkazgichlarning kristall tuzilishi

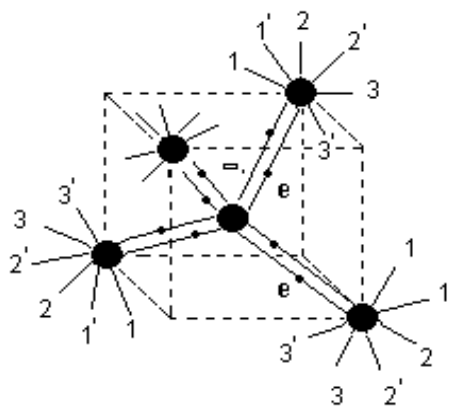
Agar biror moddaning atomlari uning hajmi bo'ylab o'zaro ma'lum davriylik bilan ma'lum o'zgarmas masofalarda joylashgan bo'lsa, u holda bunday modda kristall tuzilishga ega deyiladi. Atomlar ana shunday tartib bilan joylashib kristall panjarani hosil qiladi. Misol sifatida kremniy va germaniyni olsak, ularning kristall panjarasi bir xil bo'lib, olmos kristall (1-rasm) panjarasining o'zginasidir.



1-rasm. Olmos kristall panjarasi

Ushbu kristall panjarada har bir atom to'g'ri tetraedr uchlarida o'rnashgan to'rttadan atom bilan o'ralgan holatda turadi. Atomlarning kristall panjarada ana shunday tarzda mustahkam joylashgan nuqtalari kristall panjaraning tugunlari deyiladi. Bu atomlarning har birini alohida qarasak, ular elektrik jihatdan betaraf bo'ladi. Lekin shunga qaramasdan atomlar o'zaro yetarlicha bog'lanish kuchi bilan tortishib, o'z joylarida mustahkam turadi. Xo'sh, bu qanday kuch ekan?

Bu kuch kristall panjarani tashkil qiluvchi atomlarning valent elektronlari vositasida yuzaga keluvchi kimyoviy bog'lanish kuchidir. U odatda kovalent kuch deb yuritiladi. Ma'lumki, biz tahlil qilayotgan kremniy, germaniy va uglerod atomlari to'rt valentli bo'lib, to'rttadan valent elektronlarga ega. Demak, bunday atomlar bir vaqtda to'rtta atom bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi mumkin. Kovalent bog'lanishni yuzaga keltiradigan asosiy sabab bu o'zaro almashinish ta'siridir. Albatta, bu turdagi o'zaro ta'sir kvant-mexanik tabiatga ega. Ikki atom orasida ushbu almashinish o'zaro ta'siri yuzaga kelishi uchun ularning valent elektronlari qobiqlari qisman bo'lsa ham ustma-ust tushmog'i kerak. Boshqacha aytganda bu elektronlar ikkala atomga tegishli, ya'ni umumlashgan bo'lib qolishi kerak. Bunga eng muhim omil olmos turidagi kristall panjarada atomlarning yetarlicha bir-biriga yaqin yotganligidir (bu masofa taxminan $2 \cdot 10^{-10}$ m ga teng). Undan tashqari kovalent bog'lanishning o'ziga xos xususiyati shundaki, u ma'lum yo'nalish bo'ylab, xususan umumlashgan elektronlarning eng ko'p qismi mujassamlashgan yo'nalish bo'ylab yuzaga keladi. SHunday qilib, olmos panjarasiga mansub bo'lgan kristallarda (olmos, kremniy, germaniy) har bir atom o'zining eng yaqin atrofidagi to'rtta atom bilan ana shunday kovalent bog'langan bo'ladi.



2-rasm. Kremniyda kovalent bog'lanish

Demak, kristallning barcha uyachalardagi bu beshta atomni sakkizta "umumlashgan" elektronlar kovalent bog'lanish hosil qilib kristall panjaraning tugunlarida mustahkam ushlab turar ekan. Buni shartli ravishda kremniy uchun (2-rasm) quyidagicha aks ettirish mumkin. SHuni ta'kidlash lozimki, kristall panjarada kovalent bog'lanishni hosil qilishda faqat valent elektronlar qatnashadi, xolos. Ya'ni, atomning qolgan barcha ichki elektronlari o'z yadrolari ta'sirida qolib, bunday bog'lanishda ishtirok etmaydi.

Dielektriklar haqida umumiy ma'lumotlar

Dielektrik so'zi yunoncha dia - orqali va inglizcha elektrik — elektr so'zlaridan tuzilgan.

«Dielektrik» atamasini Faradey elektr maydon kiradigan moddalarni atash uchun kiritgan. Dielektriklar elektr tokini yomon o'tkazadi. Ionlanmagan barcha gazlar, ba'zi bir suyuqliklar va qattiq jismlar dielektriklar bo'ladi.

Metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi $\sigma \sim 10^8 - 10^6 \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$ tartibida, dielektriklarniki esa $10^{-10} - 10^{-15} \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$ tartibida bo'ladi. Bu tafovutni klassik fizika metallarda erkin elektronlar bo'ladi, dielektriklarda esa barcha elektronlar bog'langan bo'lib, ularni elektr maydon o'z atomlaridan ajratib ololmaydi, balki biroz siljitadi deb tushuntirar edi. Qattiq jismlarning kvant fizikasi elektronlar energiya zonalarining turlicha to'ldirilganligidan qattiq jismlarning elektr, optik vaboshqa ko'p xossalari kelib chiqishligini tushintirib bera oldi. Xususan dielektriklarda valent zonalar to'la to'ldirilgan bo'lib, ularning yuqorisidagi bo'sh zona to'ldirilgan zonyadan ancha yuqorida joylashgan, to'la to'ldirilgan zona elektronlari elektr

o'tkazuvchanlikda qatnasha olmaydi, ularning bo'sh zonaga o'tib olib, o'tkazuvchanlikda qatnasha olishi uchun yengib o'tilishi zarur bo'lgan energetik to'siq (taqiqlangan zona kengligi) ancha katta, bunday o'tish imkoniyati, odatda juda kichik, shuning uchun dielektriklar elektr tokini deyarli o'tkazmaydi. Ularda elektr maydon elektronlar zichligini qayta taqsimlaydi (atom va molekulalar ichida elektronlarni siljitadi) - qutblanish hodisasini yuzaga keltiradi.

Zonalar nazariyasiga asosan, dielektriklar bilan yarimo'tkazgichlar orasidagi farq yuqorigi to'ldirilgan zona bilan bo'sh zona orasidagi taqiqlangan zona kengligining har xil bo'lishligidan iborat. Yarimo'tkazgichlarda $E_g < Z eV$, dielektriklarda $E_g > 3 eV$ deb shartli xisoblanadi.

Dielektriklarda zaryadlanish erkin ko'chishi mumkin bo'lmaganligi tufayli uning ichkarisiga yetarlicha kuchli tashqi elektr maydonlar kira oladi. Bunda kristall panjarasinnng davriy elektr mapdoniga qo'shimcha (tashqi) maydon ko'shilganda uchta muhim holat dielektrikning ichki tuzilishining (elektronlar va ionlar vaziyatlarining) o'zgarishini aniqlash imkonini berishi mumkin.

Agar dielektrik namunasini statik elektr maydonga (masalan, kondensator plastinalari orasidagi maydonga) joylashtirilsa, kristallning statik dielektrik singdiruvchanligi ϵ_0 ni aniqlab, kristallning ichki tuzilishi o'zgarishi haqida muhim ma'lumot olish mumkin. ϵ_0 ni mikroskopik nazariya hisoblaydi.

Dielektrikning optik xossalarini, ya'ni uning yuqori takroriylikli elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirini aniqlash uchun dielektrik singdiruvchanlikning takroriylikka bog'lanishini, ya'ni $\epsilon = \epsilon(\omega)$ ni hisoblash zarur. Bunday sindirish ko'rsatkichi $n = \sqrt{\epsilon}$ ni aniqlash mumkin.

Ionlar kristallarida xatto tashqi maydonlar bo'lmaganida ham ionlar orasida uzoq ta'sir elektrostatik kuchlar mavjud bo'lishi mumkin. Bu kuchlar panjara o'zining muvazanatliy shakliga nisbatan deformatsiyalanishi (masalan, atomlar tebranishlari) oqibatida paydo bo'lishn mumkin.

Mazkur masalalarni tadqiqlashda muhit uchun yozilgan Maksvell tenglamalaridan foydalanish qulaydir. Keyin qattiq jismdagi mahalliy maydonlarni

muxokamaga kiritib, tashqi maydon ta'sirida qutblanish xodisalarini atomlar saviyasida bayon qilinadi.

2-Seminar mashg'uloti. Toza yarimo'tkazgich materiallar olish. Dielektrik yo'qotishlar va teshilish xodisalari.

Toza yarimo'tkazgich materiallar olish

Alohida toza yarimo'tkazgich materiallarni olish usullari juda ko'p. Biroq ularni eng samarali va ko'p qo'llaniladigani zonali suyultirish usulidir. Kristallizatsion tozalov kirishmalarni segregatsiya hodisalari, ya'ni kirishmalarni suyuq va qattiq fazalarda eruvchanligi bir xil bo'lmasligiga asoslangan. Qattiq va suyuq fazalarda kontaktlanuvchi kirishmalar kontsentratsiyasining nisbati taqsimot koefitsiyenti deyiladi. Taqsimot koefitsentining qiymati yarimo'tkazgich kirishmaning holat diagramasidan aniqlanadi. Bunda kirishma komponentini kiritish natijasida toza moddaning erish temperaturasi kamaysa, unda kirishmaning taqsimot koefitsenti birdan kichik. Amalda bunday xolat keng tarqalgan. Misol tariqasida, germaniy va kremniy juda ko'pchilik kirishmalarning taqsimot koefitsenti birdan kichik. Shuning uchun yo'nalishli kristallanishda ular eritma xajmidan fazalar oralili chegaradan samarali qochadi. Germaniyni zonali tozalash jarayoni vodorod, inert gazlar yoki inert gaz bilan vodorod aralashmasi atmosferasida o'tkaziladi. Tozalashga qo'yilgan quyma grafit qayiqchaga o'rnatilib, uni uzluksiz himoya gazi o'tib turgan kvarts trubaga joylashtiriladi

Yuqori chastotali generator bilan ta'minlangan induktor yordamida kengligi 40-50 mm kenglikdagi suyulgan kichik zona olinadi va tezligi 50-100 mkm/s bo'lgan aravacha quyma bo'ylab xarakatlanadi. Quyma uzunligi 1000mmva undan uzun bo'lishi mumkin. Talab darajasidagi tozalik bir yo'nalishga aravachani 5 - 8 marta o'tkazish bilan erishiladi. O'tishlar sonini oshirish bilan tozalik oshib ketmaydi, chunki qotishmadan va o'rab turgan atmosferada vaqt o'tishi bilan kirishmalarni kirish ehtimoligi oshib ketadi. Tozalov jarayonini tezlashtirish uchun quyma uzunligi bo'yicha suyultirish zonasini bir necha joyda hosil qilinadi. Bu holda qizdirgichni bitta kutkazish bir necha o'tishga farqlanadi Zonali suyultirishda taqsimot koefitsenti birdan kichik bo'lgan kirishmalar suyuq zonada ushlanib qoladi va u bilan birga quymani dumi tomon tuplanib qoladi. Japayon tugagandan so'ng quymani dumi kesib olinadi. quymani sifati materialni solishtirma qarshiligini o'lchash bilan amalga oshiriladi. Yarimo'tkazgichli tozalikdagi kremniyni olish texnologiyasiga quyidagi operatsiyalar kiradi:

Texnik kremniyni tozalovdan so'ng tiklanishi mumkin bo'lgan uchuvchi birikmaga aylantirish;

2. Birikmani fizik va kimyoviy tozalash;
3. Birikmani ajralgan toza kremniy bilan tiklanishi;
4. Oxirgi kristalizatsion tozalash.

Yarimo'tkazgichlar ishlab chiqarishda polikristal kremniy olishning keng tarqalgan usullaridan trixlorsilan SiNSi_2 ni vodorodli tiklanishidir. Trixlorsilan SiNSi_2 ni olish uchun 300 - 4000 °C temperaturada maydalangan texnik kremniy quruq vodorod xloridida ishlovdan o'tkaziladi. Trixlorsilanning qaynash temperaturasi 320°C dir. Shuning uchun u ekstraksiya, adsorbtsiya va rektifikatsiya usullari bilan oson tozalanadi. Kremniy vodorodli tiklanishi quyidagi sxema bo'yicha olib boriladi. Vodorod oqimi yordamida tozalangan xlorosilan bug'i bug'lantirgichdan tiklanish kamerasiga o'tkaziladi. Kamerada toza kremniydan tayyorlangan xamirturish maxsus tok o'tkazgichlar joylashgan. Bu tayoqchalar elektr toki yordamida 1200 - 1300°C temperaturagacha qizdiriladi. Xamirturushga ajralgan kremniyning o'tirishi kerakli diametrdagi toza polikristalini beradi. Yarimo'tkazgichli monokristallar yarimo'tkazgichli asboblardan va integral mikrosxemalarni yaratilishida katta ahamiyatga ega bo'lgan va bo'lib qolmoqda. Qatlamni legirlash kirishma elementini tashkil etuvchi bug' birikmalari yordamida amalga oshiriladi. Nisbatan uncha yuqori bo'lmagan ishchi temperatura va kristallanishni kichik tezligi epitaksial qatlamni yuqori tozalikda va takomillashgan strukturani olish imkonini beradi. Elektron-kovak o'tishli epitaksial qatlamni olish integral mikrosxemalarni izolyatsiyalash (ajratish) uchun keng qo'llaniladi. Ko'pchilik xollarda integral mikrosxemalarni tayyorlashda kremniyli epitaksial qatlamlari monokristal dielektrik tagliklarga ham o'tqaziladi. Bunday tagliklar sifatida: sapfir (Al_2O_3), shpinel (MgO), berilliy oksidi (BeO), kvarts (SiO_2) va boshqa moddalardan ham foydalaniladi.

Dielektrik qatlamlarda kremniy epitaksiyasini olish integral mikrosxemalar elementlarini ideal izolyatsiyasini olish imkoniyatini yaratib beradi.

Donorli aralashma. Yarim o'tkazgichda juda oz konsentratsiyada aralashma bo'lsa, masalan, unga juda oz mish'yak atomlari qo'shilsa, erkin elektronlar soni ko'p marta ortadi. Buning sababi quyidagicha. Mish'yak atomlarining valentlik elektronlari beshta bo'ladi. Ulardan to'rttasi bu atomning atrofdagi atomlar bilan kovalent bog'lanish hosil qilishida ishtirok yetadi. Beshinchi valentlik elektroni esa o'z atomi bilan zaif bog'langan. Bu elektron mish'yak atomidan osongina chiqib ketib, erkin bo'lib qoladi.

Elektronlarni oson beradigan va binobarin, erkin elektronlari sonini oson ortiradigan aralashmalar *donor aralashmalar* deb ataladi.

Donor aralashma qo'shilgan yarim o'tkazgichlarda elektronlar soni teshiklar sonidan ko'p bo'lgani uchun bunday yarim o'tkazgichlar n-tip yarim o'tkazgich deb ataladi.

Akseptor aralashmalar. Aralashma sifatida uch valentli indiy olinsa yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining xarakteri o'zgaradi. Bu holda indiyatomi qo'shni atomlar bilan juft elektronli normal bog'lanish hosil qilishi uchun unga bitta elektron yetishmaydi. Natijadakovak hosil bo'ladi. Bu holda kristalltagi kovaklar soni aralashmaning atomlari soniga teng bo'lib qoladi. Bunday aralashma akseptor aralashmalar deb ataladi.

Shuni aytib o'tish kerakki, yarim o'tkazgich asboblarda asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar o'tkazuvchanligi katta ahamiyatga yega. Ularning hosil bo'lishi va tugatilishi rekombinasiya markazlari deb atalgan joylarda sodir bo'ladi. Bunday markazlar vazifasini donor yoki akseptor elementlarning tugunlari- atomlari bajaradi. Shuning uchun begona elementlarning miqdori ortishi bilan rekombinasiya markazlari ham ko'payadi va asosiy tok tashuvchilarning yashash vaqti qisqaradi. Bu hol begona elementning miqdori va turini tanlashda albatta hisobga olinishi kerak.

Shunday qilib, biz yuqorida tanishgan o'tkazuvchanlik turlarini hosil qilish usuli va uni tushuntirish juda yuzagi va taqribiydir. Ular asosan zonalar nazariyasi bilan tekshiriladi va miqdor o'lchovlari kiritiladi.

Dielektrik yo'qotishlar va teshilish xodisalari

\vec{E} o'zgaruvchan elektrik maydon energiyasining bir qismi dielektrikni qayta qutblashda issiqlikka aylanadi, chunki zarralarning moddada barcha harakatlari ularga elektrik maydon bergan energiyaning qisman isrofi bilan bog'liq bo'ladi. SHu isrofni dielektrik yo'qotishlar deyiladi. Zarralar harakati qancha katta bo'lsa, dielektrik yo'qotishlar shuncha katta bo'ladi. Demak, ular \vec{E} maydonning takroriyiligiga bog'liq.

Agar dielektrik qutblanishda asosiy o'rinda elektronlar va ionlarning siljishlari kichik bo'lsa, bu holda dielektrikni garmonik tebrangichlar (ostsillyatorlar) to'plamidan iborat deb qaralsa va bu tebrangichlar o'zgaruvchi \vec{E} maydonda majburiy tebranishlar qiladi deyilsa, agar tashqi maydon takroriyligi tebrangichning ω_0 xususiy takroriyiligiga yaqin bo'lganda energiya yo'qotish eng katta bo'ladi (rezonans).

Asosiy qutblanish elektronlar siljishi bilan bog'liq bo'lsa, bu holda yo'qotishlar optik takroriylikda ($\approx 10^{15}$ Gts) maksimumga erishadi, ammo elektrotexnik va radiotexnik takroriylikda nazarga olmaslik darajasida kichik bo'ladi. Ionlar siljishi bilan aniqlanadigan qutblanishda dielektrik yo'qotishlar IQ nurlar

sohasida ($10^{12}:10^{13}$ Gts) eng katta bo'ladi. Orientatsion qutblanishda dielektrik yo'qotishlar yana xam kichik takroriyliklarda sezilarli bo'ladi.

Yuqori takroriyliklarda dipol momentlar o'z yo'nalishini maydonga moslab ulgurmaydi, yo'qotishlar kichik. Past takroriyliklarda qutblanish maydon ketidan ulgurib boradi, siljishlar katta, ammo ularning vaqti ham katta bo'lganligidan dielektrik yo'qotishlar kichik. Tashki o'zgaruvchi $Y_e(\omega)$ maydonning takroriyligi molekulalar orientlanishi o'rnashishi vaqtiga (relaksatsiya vaqtiga) teng bo'lsa, dielektrik yo'qotishlar eng katta bo'ladi.

Masalan, suvda qutblanish asosan orientatsion mexanizmga ega, $\omega_{\max} \approx 10^{11}$ Gts chamasida. Dielektrik yo'qotishlar miqdoran dielektrik yo'qotishlar burchagi tangensi bilan aniqlanadi. U burchak qutblanish vektori R va elektrik maydon kuchlanganligi E orasidagi faza farqini ifodalaydi.

Haqiqiy dielektriklar qandaydir a elektrik o'tkazuvchanlikka ega, dielektrik yo'qotishlarning bir kismi ana shu a ga ham bog'liq. Past takroriyliklarda o'tkazuvchanlik bilan bog'liq Joul issiqligi ajralishi muhim bo'lishi mumkin, chunki $\omega > 0$ da ham u nolga teng emas, agar dielektrik yo'qotishlar faqat o'tkazuvchanlikka bog'liq bo'lsa, u holda $\text{tg}\delta = 4\pi\sigma/\omega$ bo'ladi.

Dielektriklardan o'tayotgan tok zichligi (uncha kuchli bo'lmagan elektr maydonlar holida) Om qonuni $j = \sigma E$ asosida maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi. Ammo, yetarlicha kuchli elektr maydonlarda Om qonunidan chetlanish, ya'ni tokning E ra bog'liq ravishda juda tez o'sishi yuz beradi. Muayyan $E = E_\delta$ maydonda dielektrikning elektr teshilishi sodir bo'ladi, ya'ni bunda dielektrik o'tkazuvchanligi ko'p darajada ortib ketadi, chunki unda yuqori o'tkazuvchanlikli kanal (kanallar) paydo bo'ladi. E_δ ni dielektrikning elektr mahkamligi deyiladi. Kvarts shisha misolida $\rho = 10^{16} - 10^{18}$ Om sm, $E_\delta = (2-3) \cdot 10^5$ V/sm.

Qattiq dielektriklarda elektr teshilishdan tashqari yana issiqliqdan teshilish ham mavjud. Bu holda tok ortishi bilan temperatura joul issikligi ortadi, bu esa harakatchan zaryad tashuvchilar soni ortishiga va solishtirma qarshilik kamayishiga olib keladi. Elektr teshilishdan maydon kuchayishi bilan uning ta'sirida zaryad

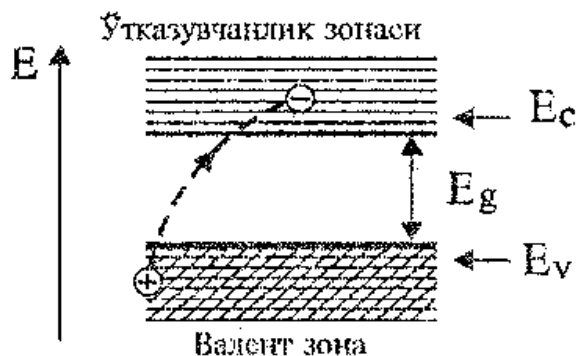
tashuvchilar hosil bo'lishi tez ko'payadi. Dielektrikda teshilish muqarrar nobirjinsliklar yordamlashadi, chunki u joylarda ϵ boshqa joylardan katta bo'ladi.

Dielektrik teshilganda hosil bo'lgan o'tkazuvchan ingichka kanallarni shnurlar (naychalar) deyiladi, tok shu kanallardan katta zichlikda oqadi, kanal hatto erib ketishi mumkin.

3-Seminar mashg'uloti. O'tkazuvchanlik zonalari, valent zona va ta'qiqlangan zona.

2. O'tkazuvchanlik zonalari, valent zona va ta'qiqlangan zona

Begona kirishmalar yo'q toza holdagi yoki kirishmalar xissasi kam bo'lgan, yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi *xususiy o'tkazuvchanlik* deb nomlanadi. Toza yarimo'tkazgich moddalar past temperaturada elektr tokini yomon o'tkazadi. Bunga sabab, ularda elektronning energetik zonalari to'ldirilishi dielektriklardagiga o'xshashligidir. $T=0K$ da qattiq jismlarda valent zonalari elektronlar bilan to'la to'lgan bo'lib, unda yuqorigi zona o'tkazuvchanlik zonalari bo'sh bo'ladi (1- chizma).

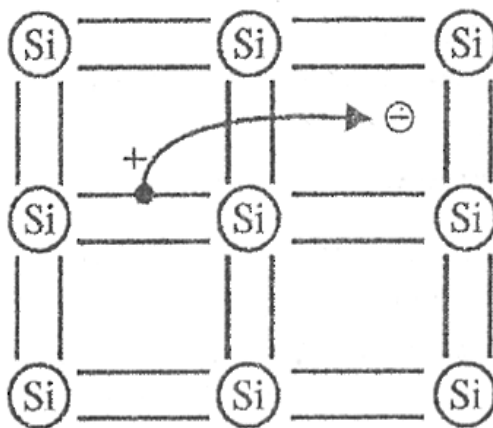


1-rasm. Yarimo'tkazgichning energiya zonalari

Etarlicha past temperaturalarda o'tkazuvchan zona bo'shligi uchun yarimo'tkazgich elektr tokini o'tkazmaydi. Temperatura ko'tarilishi bilan issiklik energiyasi ta'sirida valent zonadagi ba'zi elektronlar o'tkazuvchan zonaga o'tib oladi. Valent zonada esa musbat zaryadli kovaklar xrsil bo'ladi. Metallardan farkli o'laroq, qattiq jismlarda zaryad tashuvchilar vazifasini elektronlar va kovaklar o'taydi. Haqiqiy kristallda bu hodisa quyidagicha sodir buladi. Kovalent bog'lanish hosil qilishda qatnashayotgan elektronlardan biri issiklik harakati natijasida atomdan uzilib erkin elektronga aylanadi (2- chizma).

Elektron yetishmayotgan bog'lanish harakatchan kovakdan iborat. Erkin elektron ham, erkin kovak ham kristal panjara bo'ylab ko'chib yurishi mumkin. Qo'shni bog'dan elektron tortib olish natijasida mazkur joyda kovak yo'qoladi, lekin qo'shni bog'da kovak hosil bo'ladi. Bu hodisa kovakniig ko'chib yurishidir.

Uzilgan elektronlar yana qaytib o'zi hosil qilgan kovakka tushsa, erkin elektron va kovak jufti yo'qoladi, buni *rekombinatsiya* deyiladi. Noldan farqli temperaturalarda qattiq jismlarda albatta bunday kovaklar va o'tkazuvchanlik elektronlari mavjud bo'ladi va ular elektr tokini o'tkaza oladi. Qattiq jismlarning bu xossasi ularni dielektriklardan farqlaydi. Dielektriklarda normal sharoitda bunday zaryad tashuvchilar bo'lmaydi yoki juda kam miqdorda hosil bo'ladi. Toza yarim o'tkazgichlarda qancha o'tkazuvchanlik elektronlari paydo bo'lsa, shuncha kovaklar hosil bo'ladi.



2-rasm. Erkin elektron va kovakning paydo bo'lishi

Muvozanat holatda o'tkazuvchanlik elektronlari zichligini n_0 , kovaklarini r_0 deb belgilasak, xususiy o'tkazuvchanlik uchun

$$n_0 = p_0 = n_i. \quad (1)$$

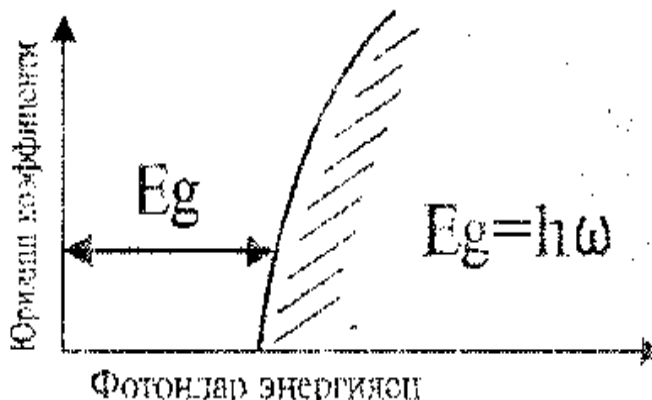
Bundan n_i — xususiy yarim o'tkazgichdagi zaryad tashuvchilar zichligi (intrinsic — xususiy).

Ma'lum bir temperaturadagi zaryad tashuvchilar miqdori taqirlangan zona kengligiga bog'liq bo'ladi. E_g —qancha kichik bo'lsa, o'tkazuvchanlik elektronlari soni shuncha ko'p bo'ladi.

Ge uchun $E_g = 0.67$ eV, Si uchun $E_g = 1,14$ eV ni tashkil qiladi. SHuning uchun, masalan, xona temperaturasida ($T = 300^\circ\text{K}$) Ge kristalldagi o'tkazuvchanlik elektronlari zichligi Si nikidan taxminan 10^3 marta katta.

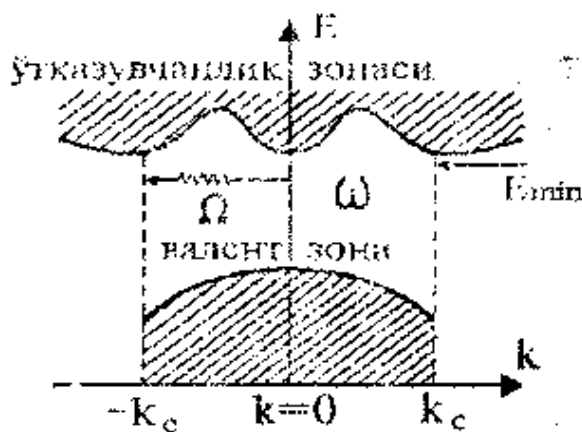
Qattiq jismlarning ta'qiqlangan zona kengligini optik usulda anikdash mumkin. Buning uchun qattiq jismlarda yorug'lik nuri yutilish ko'effitsentini to'lqin uzunligiga bog'likligi o'rganiladi. Foton energiyasi $\hbar\omega < E_g$ bo'lganda u deyarli yutilmaydi, chunki uning energiyasi valent zonadagi elektronlarni o'tkazuvchanlik zonasiga ko'tarish uchun yetmaydi. $\hbar\omega \geq E_g$ bo'lganda fotonlarning yutilishi boshlanadi (3- chizma).

Kristallda elektron kovak jufti hosil bo'ladi. Elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga bunday o'tish bevosita (ya'ni to'g'ri) o'tishdeb nomlanadi. Ba'zi qattiq jismlarning (masalan Ge, Si) zonalar tuzilishi murakkab bo'ladi.



3-rasm. Yarimo'tkazgichda yorug'lik yutilishi

Ularining o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar uchun eng kichik energiya (E_{\min})ra to'g'ri keluvchi to'lqin vektor k_c , valent zonadagi kovaklarning eng katta energiyasiga mos keluvchi to'lqin vektori ($k=0$) bilan mos kelmaydi (4-rasm).

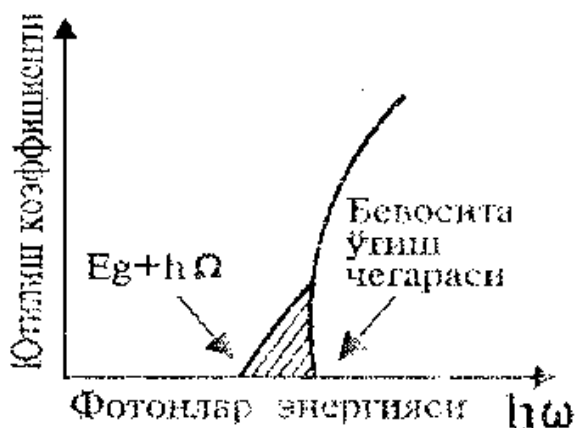


4-rasm. To'g'ri va noto'g'ri o'tishlar

Endi bevosita o'tish uchun harakat miqdori saklanish qonuni bajarilmaydi. Lekin, bundan o'tishlar fonon hosil bo'lishi bilan amalga oshishi mumkin. Unda energiya saklanish qonuni $\hbar\omega_{\phi} = E_g + \hbar\omega_q$. Impulsning saklanish qonuni esa

$$\vec{k}_{\phi} = \vec{k}_c + \vec{k}_q \quad (2)$$

ko'rinishda yoziladi.



5-rasm. Bevosita o'tishlar chegarasi

Bunda ω_f va k_f lar uyg'otilgan fotonning takroriyliigi va to'lqig' vektori. Yorug'lik ta'sirida elektronlarning bunday o'tishi *bilvosita* o'tish deb nomlanadi. Bilvosita o'tishda qattiq jismlarning ta'qiqlangan zona kengligini to'g'ridan to'g'ri aniqlab bo'lmaydi. Ta'qiqlangan zona chegarasi siljigan bo'ladi. Yarimo'tkazgichda yutilgan foton erkin elektron va kovak hosil kiladi. Energiyaning bir qismi esa $\hbar\omega_q$ energiyali fonon hosil qilishga sarflanadi. Ba'zi qattiq jismlar uchun ta'qiqlangan zona kengligi 1-jadvalda keltirilgan d — harfi bilan *bevosita* o'tish, i - harfi bilan *bilvosita* o'tish kuzatilgan qattiq jismlar belgilangan.

1-jadval

№	Яримўткавич кристалли	ўтish turi	$E_g, \text{Эв}$		№	Яримўткавич кристалли	ўтish turi	$E_g, \text{Эв}$	
			0°K	300°K				0°K	300°K
1	Si	i	1.17	1.14	9	Te	d	0.33	-
2	Ge	i	0.74	0.67	10	PbS	d	0.29	0.35
3	InSb	d	0.23	0.18	11	PbSe	d	0.17	0.27
4	InAs	d	0.36	0.35	12	PbTe	d	0.19	0.3
5	InP	d	1.29	1.35	13	CdS	d	2.58	2.42
6	GaP	i	2.35	2.26	14	CdSe	d	1.84	1.74
7	GaAs	d	1.52	1.43	15	CdTe	d	1.61	1.45
8	AlSb	i	1.65	1.52	16	SbTe	d	0.3	0.18

Kristalldagi energiyaviy zonalarning o'ziga xos xususiyatlari va ta'qiqlangan zonaning kengligiga qarab kristallarning elektrik xossalari qanday o'zgarishini qarab chiqaylik.[2]

2. Qattiq jismlarda valent zona, o'tkazuvchanlik zonasi haqida ma'lumotlar

Juda ko'p atomlardan qattiq jism hosil bo'lganda atomlar bir-biriga juda yaqin keladi, ular orasidagi (aniqrog'i, ularning elektronlari qobiqlari orasida) kuchli o'zaro ta'sir oqibatida atomdagi elektronlar energiyalari satxlari parchalanib (N ta atomdan tashkil topgan qattiq jismda atomdagi satx N ta satxga ajraladi), elektronlar energiyalari zonalari hosil bo'ladi. Biz bundan buyon elektronlar so'zini nazarda tutib, qisqaroq qilib **energiya zonalari**ni ko'rib o'tamiz.



6-rasm.

Kristall qattiq jismda energiya zonalarning energiya sathlardan hosil bo'lishi rasmda tasvirlangan. Undan ko'rinishicha, atomlararo d masofa kichraya borgach, ular orasida o'zaro ta'sir kuchayishi oqibatida atomdagi sathlar atomlararo muvozanatli masofa d_0 gacha erishilganda energiya zonalari tizimi shakllanadi. Bunda elektronlar joylashishi mumkin bo'lgan (ruhsat etilgan) energiya zonalari orasida elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lmagan (ta'qiqlangan) energiyalar zonalari joylashgan. Demak, yakka atomdagi chizig'iy energetik spektr qattiq jismda energetik zonalar spektriga aylanadi.

Davriy maydonda elektronning energiyalar spektri ruhsat etilgan va ta'qiqlangan energiya zonalariga ajralgan bo'ladi.

Ruhsat etilgan zona ichida elektronning energiyasi uzluksiz o'zgaradi, deb hisoblash mumkin, chunki har bir zona ichida energiya sathlari juda zich joylashgan (zonadagi sathlar soni kristaldagi atomlar soniga teng bo'ladi). Zonaning tartibi (yuqoriga qarab) ortgan sari ruhsat etilgan energiya zonalari kengayib, ta'qiqlangan zonalar torayib boradi. Ba'zi hollari ruhsat etilgan zonalardan ikkitasi bir-biri ustiga qisman tushishi ham mumkin.

Ta'qiqlangan zona

Zaryad tashuvchilarni yutilgan yorug'lik paydo qilganligi sababli biz bu yerda bir necha yutilish xollarini qarab chiqamiz.

8. Yorug'lik hususiy yoki asosiy yutilishi –bunda yutilgan foton energiyasi hisobiga elektron valent zonadan bevosita o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib oladi (zonalararo o'tish xodisasi yuz beradi). Foton energiyasi ta'qiqlangan zona kengligidan kichik bo'lmasligi kerak: $h\omega \geq E_g$.

9. Yorug'lik kirishmalar tomonidan yutilishi – bunda yutilgan foton energiyasi hisobiga elektronning kirishma atomidan o'tkazuvchanlik xonasiga yoki valent zonadan kirishma sathiga o'tishi sodir bo'ladi (7-rasm (2)). Bunday yutilish yuz berishi uchun foto energiyasi $h\omega$ kirishmaning ionlanish energiyasidan kattaroq bo'lishi zarur $h\omega \geq E_1$. Ta'qiqlangan zonadagi ikki sathlararo o'tishlar zaryad tashuvchilar xosil qilmasligi mumkin.

10. Yorug'likning erkin zaryad tashuvchilar yutilishi – yorug'lik to'liqining elektrik maydoni ta'sirida zaryad tashuvchilar majburan tebranadi, bu yorug'lik energiyasi evasiga yuz beradi (7-rasm (3)).

11. Eksiton yutilishi – bunda yorug'lik energiyasi hisobiga o'zaro bog'langan elektron-kovak jufti (eksiton) xosil bo'ladi (7-rasm (4)).

12. Yorug'likning kristall panjarasi tebranishlari tomonidan yutilishi – bunda yorug'lik energiyasiga panjara tebranishlari (qo'shimcha) uyg'otiladi.

13. Yorug'likning zonalar ichida yutilishi – zonalar murakkab tuzilishga ega bo'lgan qattiq jismlarda elektron (kovak) yutilgan.

14. Yorug'likning elektron-kovak plazmasi yutilishi- bu xodisada teng va yetarlicha ko'p elektronlar, hamda kovaklar to'plamidan iborat plazma o'z energiya spektriga mos tushadigan yorug'likni yutadi.

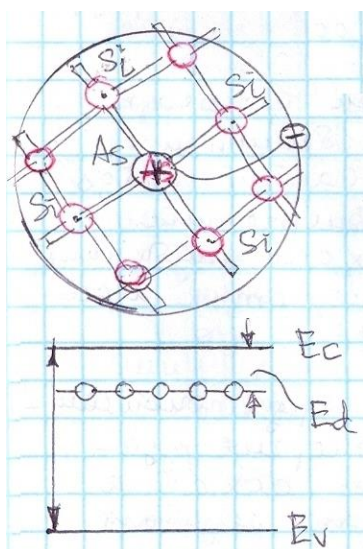
4-Seminar mashg'uloti. Kremniyga kirishma atomlarini kiritish usullari.

Kirishmali yarimo'tkazgichlar

Hattoki, yetarlicha toza bo'lgan yarimo'tkazgichlarda o'zining xususiy energetik sathlarini hosil qiluvchi kirishma atomlari mavjuddir. Bu energetik sathlar yarimo'tkazgichning takiklangan soxasida valent sohasi shipi va o'tkazuvchanlik sohasi tubidan har xil masofalarda joylashishi mumkin. Ayrim hollarda, yarimo'tkazgichga kerakli elektrofizik xususiyatlarni berish uchun, ataylab, kirishma atomlarini kiritishadi.

Kirishma atomlari energiyaviy sathlarining asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

Donor sathlar.



Faraz qilaylik, kristalldagi bir qism kremniy atomlari o'rniga boshvalentli mish'yak atomlari joylashtirilgan bo'lsin.

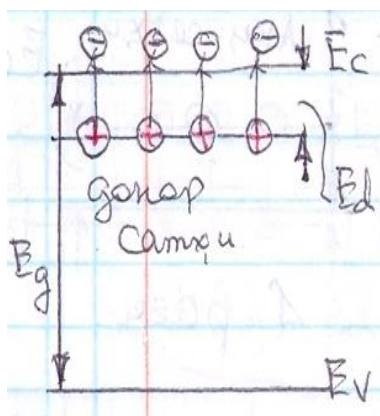
Kremniy olmos tipidagi kristall panjaraga ega, bu panjarada har bir atom to'rtta yaqin atomlar bilan kovalent boglanishi xosil kiladi (1-rasm).

Qo'shni atomlar bilan bunday bog'lanishni o'rnatish uchun mish'yak atomi valent elektronlaridan turttasini sarf qiladi, beshinchi elektron bu bog'lanishlarni o'rnatishda qatnashmaydi. Bu elektron dielektrik singdiruvchanligi koefitsientiga teng marta

1-rasm.

susaygan mish'yak atomi maydonida o'z harakatini davom etdiradi. Maydonning susayganligi sababli, elektron orbitasining radiusi 12 marotaba ortadi,

uning mish'yak atomi bilan bog'lanish energiyasi $\varepsilon^2 = 144$ marta kamayadi va natijada beshinchi elektronning erkin elektron bulish energiyasi $E_d \approx 0,01 \text{ eV}$ ga tenglashadi. Elektroniga bunday energiyani uzatganda u mish'yak atomidan uzilib kremniy panjarasida erkin harakat qilish imkoniga ega bo'ladi, shunday qilib o'tkazuvchanlik elektroniga aylanadi. "Zonalar" nazariyasi tili bilan bu jarayonni shunday tasavvur qilish mumkin: valent va o'tkazuvchanlik sohalari orasida mish'yak atomi beshinchi elektronining energetik sathi paydo bo'ladi (1-rasm). Bu energetik sath o'tkazuvchanlik sohasi tubining yaqinida $E_d \approx 0,01 \text{ eV}$ energetik masofada joylashadi.

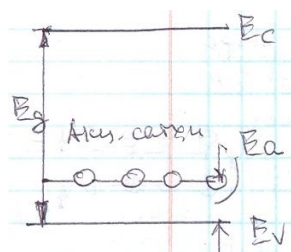


2-rasm

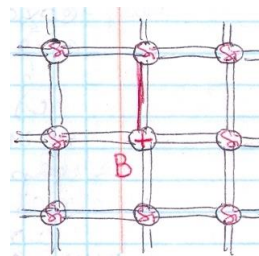
Bunday energetik sathlarda joylashgan elektronlarga E_d – energiya uzatilsa ular o'tkazuvchanlik sohasiga o'tadilar va hosil bo'lgan musbat zaryadlar qo'zg'olmas mish'yak atomlarida joylashgan bo'lib elektr o'tkazuvchanlikda qatnashmaydilar (2-rasm). O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar **donorlar** deb ataladi, ularning energetik sathlari – **donor sathlar** deb ataladi. Donor kirishmalariga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar, elektron **yarimo'tkazgichlar** yoki **n-tipdagi yarimo'tkazgichlar** deb ataladi, goh paytlarda ularni **donor yarimo'tkazgichlar** deb atashadi.

Aktseptor energetik sathlar

Yana faraz qilaylik, kremniy kristall panjarasidagi bir qism kremniy atomlari o'rnini 3 valentli Bor atomlari egallagan bo'lsin (3-rasm). 4-ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni hosil qilish uchun Bor atomiga bitta elektron yetishmaydi. Bu yetishmaydigan elektronni qo'shni kremniy atomlaridan olish mumkin.



3-rasm



4-rasm

Bu holda ham qo'shimcha elektronni olish uchun taxminan $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$ energiya zarur bo'ladi.

To'ldirilmagan bog'lanishni kushni atomlarning elektronlari egallashi, kristall panjarada kovakni hosil bo'lishini va kremniyning valent sohasida bo'sh vakant holatni hosil bulishini eslatadi.

4-rasmda Bor kirishma atomiga ega bo'lgan kremniyning energetik sohasi tuzilishi tasvirlangan.

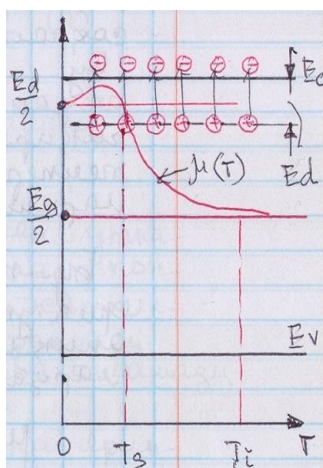
Valent sohasi shipining yaqinida $E_a \approx 0,019B$ masofada Bor atomining elektronlar egallamagan energetik sathlari joylashgan.

Nisbatan yuqori bo'lmagan temperaturalarda valent sohasidagi elektronlar bu energetik sathlarga o'tib Bor atomlari bilan bog'lanish hosil qiladi va kristall panjarada harakat qilish ehtimolligini yo'qotadilar, elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok eta olmaydilar.

Zaryad tashuvchilar faqat valent sohasida hosil bo'lgan kovaklardan iborat bo'ladi.

Yarimo'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar – **aktseptorlar**, ularning energetik sathlari – **aktseptor** sathlar deb ataladi.

Aktseptorlarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar – kovakli yarimo'tkazgichlar yoki p – tipli yarim o'tkazgichlar deb ataladi. 5-rasmda n - tipli yarimo'tkazgichda Fermi sathining temperaturaga o'tkazgichda keltirilgan.



5-rasm. Kirishmali yarimo'tkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi

Past temperaturalar sohasi

Past temperaturalarda kristall panjaraning issiqlikdan tebranishning o'rtacha energiyasi E_g – ta'qiqlangan soha kengligidan juda sezilarli kichikdir, natijada bu tebranishlar valent elektronlarini qo'zg'ataolmaydilar va o'tkazuvchanlik sohasiga uzataolmaydilar.

Aktivatsiya energiyasi $\sim 0,01$ eV bo'lgan donor sathlaridan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga uzatish uchun zarur bo'lgan temperaturani hsioblab ko'ramiz.

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{D_{\text{ж}}}{K},$$

Boshqa tarafdin $1kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{D_{\text{ж}}}{K}$

$$1D_{\text{ж}} = 6,24 \cdot 10^{18} \text{ эВ}$$

$$1kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 6,24 \cdot 10^{18} \text{ эВ} = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$$

$$T = \frac{Ed}{K} = \frac{0,019B}{8,6 \cdot 10^{-5} \frac{B}{K}} = \frac{1000}{8,6} K \approx 120K$$

Demak, temperatura 120 K ga yetganda issiqlik energiyasi Ed donor sathidagi elektronlarni qo'zg'otib o'tkazuvchanlik sohasiga uzatish uchun yetarli ekan.

Bu energiya ta'qiqlangan soha kengligidan 100 marta kichikligini esdan chiqarmaslik lozim. Shu sababli, bu temperaturada faqat kirishma atomlarining elektronlarini qo'zg'otish mumkin.

Bu past temperatura sohasida n - tipli yarimo'tkazgichda Fermi sathi holatini aniqlovchi ifoda-tegishli hisoblashlardan keltirib chiqarilgan:

$$\mu = -\frac{Ed}{2} + \frac{KT}{2} \ln \left[\frac{Nd\hbar^3}{2(2\pi m_{pKT})^{3/2}} \right], \quad (1)$$

R-tipli yarimo'tkazgich uchun esa,

$$\mu' = -\frac{Ea}{2} + \frac{KT}{2} \ln \left[\frac{Nd\hbar^3}{2(2\pi m_{nKT})^{3/2}} \right], \quad (2)$$

Bu yerda Nd va Na - donor va aktseptorlar konsentratsiyasidir.

(1)-ifodadagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq chizmasi 5-rasmda keltirilgan.

Elektron va aktseptorli yarimo'tkazgichlardagi Fermi sathi ifodalaridan foydalanib shu yarimg'otkazgichdagi elektron va kovaklar konsentratsiyalari ifodalariga ega bo'lamiz

$$n = \sqrt{2Nd} \left(\frac{2\pi m_{nKT}}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{Ed}{2KT}}, \quad (3)$$

$$p = \sqrt{2Na} \left(\frac{2\pi m_{pKT}}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{Ea}{2KT}}, \quad (4)$$

5-Seminar mashg'uloti. Kirishmalarning energiya sathlari. Kirishmali yarimo'tkazgichlar.

Kirishmalarning energiya sathlari

Kirishmalar hakidagi malumotni ularning yarimo'tkazgichlar kristallarida elektronlar uchun hosil qiladigan energiya sathlari to'g'risidagi qisqacha axborot bilan yakunlaymiz.

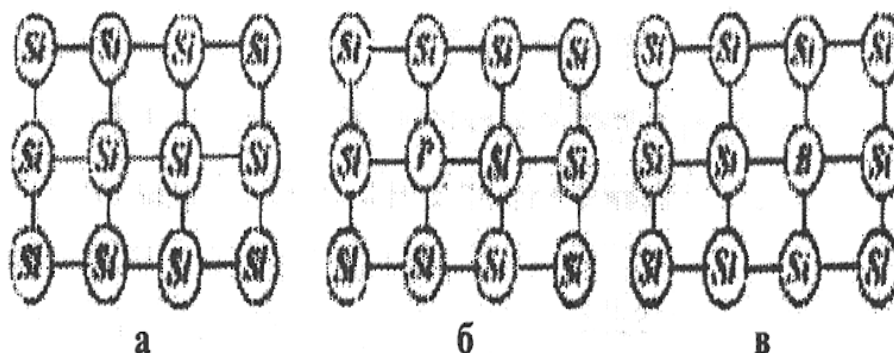
Kristall panjarasiga kirib olgan kirishmalar ideal metall panjarasi qat'iy davriyligini buzuvchi nuqsonlardir va ular elektronlar uchun o'ziga xos energetik holatlar paydo kiladi. Agar kirishmalar zichligi uncha katta bo'lmasa (aynimagan yarimo'tkazgich), mazkur holatlar kirishma atomlar yaqinida (mahalliy joylarda) o'rnashgan bo'lib, bu mahalliy holatlar sathlari yarimo'tkazgichning ta'qiqlangan

zonasida joylashgan bo'ladi. Mahalliy sathdagi elektron bog'langan elektron bo'lib, uni erkin elektronga aylantirish uchun yoki valent zonadagi elektronni mahalliy satxga o'tkazish uchun muayyan energiya kerak bo'ladi. Agar mahalliy sath o'tkazuvchanlik yoki valent zonasiga yaqin joylashgan bo'lsa, uni sayoz sath deyiladi. Sayoz sathdagi elektronni faollash energiyasi (kirishmani ionlash energiyasi) ta'qiqlangan zona kengligi E_g dan ancha marta kichik bo'ladi.

Ta'qiqlangan zonaning o'rta qismidagi mahalliy satxlar chuqur sathlar deb ataladi. Ba'zi kirishmalar sayoz sathlar hosil qilsa, ba'zilar chuqur sathlar paydo qiladi.

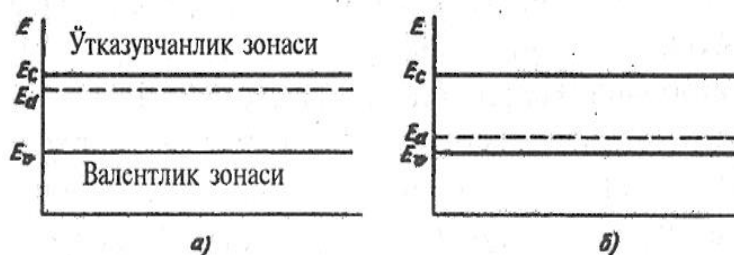
Eng ko'p qo'llaniladigan kremniy kristalini olaylik. Ma'lumki, kremniy panjarasida har bir atomning 4 ta eng yaqin qo'shnisi bo'lib, ular bilan 4 ta valent elektroni vositasida kovalent bog'langan (1-a-rasm). Agar shu panjaraga 5 valentli element atomi (masalan, fosfor) kiritilsa, kirishma atom kremniy atomi o'rniga joylashadi (1-b-rasm). Uning 4 ta valent elektroni 4 ta qo'shni kremniy (Si) atomlari bilan kovalent bog'lanishni ta'minlaydi, 5 valentli elektron esa o'z atomi bilan kuchsiz bog'lanishda bo'ladi. Unga E_g ga nisbatan ancha kam E_d energiya (u xona temperaturasida kT tartibida) berilsa, u o'z atomidan ajralib, o'tkazuvchanlik elektroni bo'lib qoladi, ya'ni o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib oladi. Bu elektronning kremniy energetik zonaviy diagrammasidagi sathi o'tkazuvchanlik zonasidan E_d energiya qadar pastda, ta'qiqlangan xonada tasvirlanadi (1-b-rasm). Bu sayoz sath. O'tkazuvchanlik xonasiga elektron bera oladigan kirishmani donor kirishma, u hosil qilgan sathni donor sath deyiladi. Yetarlicha donor kirishma kiritilgan va o'tkazuvchanlik elektronlari toza kristalldagidan ko'p bo'lgan yarimo'tkazgichni n-tur yarimo'tkazgich deyiladi. Agar kremniyga V elementlari (R As, Sb) atomlari kiritilsa, kremniy xona temperaturasida asosan elektron o'tkazuvchanlikli (n-tur) yarimo'tkazgich bo'ladi. Agar kremniy (Si) kristaliga 3 valentli bor(V) atomlari kiritilsa, ular ham kremniy atomlari o'rniga joylashib oladi (1-v-rasm).

Bor (V) atomida 3 ta valent elektron bor. Uning 4 ta qo'shni kremniy Si atomlari bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi uchun bir elektron yetishmaydi. Bu elektronni bor (V) atomi kremniy (Si) atomlari orasidagi bog'lanishdan (valent xonadan) tortib olishi mumkin. Buning uchun uncha katta bo'lmagan E_a energiya kerak bo'ladi.



1-rasm. Kremniy kristalliga kiritilgan kirishmalar joylashishi: a-kirishmasiz kremniy kristali; b-fosfor kiritilgan kremniy kristali; v-bor (V) kiritilgan kremniy kristali.

E_a ham xona temperaturasida kT tartibidadir. Bu sath ham ta'qiqlangan zonada. Ammo valent zona yaqinida joylashgan (1-v-rasm).



2-rasm. Yarimo'tkazgichning energetik diagrammasi: a) donor kirishmali yarimo'tkazgich; b) aktseptor kirishmali yarimo'tkazgich.

Valent zonadagi elektronni o'ziga biriktirib oladigan (kovak hosil qiladigan) kirishmani aktseptor kirishma, E_a energiyali satxni aktseptor sath deyiladi.

Aktseptor kirishma kiritib, kovaklari ko'paytirilgan yarimo'tkazgichni p-tur yarimo'tkazgich deyiladi.

Kremniyga III guruh elementlari (In, Al, Ga, B,...) atomlari kiritilsa, u xona temperaturasidayoq p-tur yarimo'tkazgich bo'ladi.

Agar yarimo'tkazgichga ham donor kirishma, ham aktseptor kirishma kiritilsa, donor sathdagi elektronlar aktseptor sathlarga o'tadi. Bunday yarimo'tkazgichlarni kompensirlangan yarimo'tkazgichlar deyiladi. Kompensirlanish sayoz va chuqur sathlar mavjud bo'lganida ham sodir bo'ladi.

Agar kirishma atomlar zichligi yetarlicha katta bo'lsa, qo'shni kirishma atomlar elektronlari o'zaro ta'sirlashadi, kirishma hosil qiladigan sathlar parchalanib, elektronlar (kovaklar) energiyasining kirishmaviy zonasini vujudga keltiradi.

Kirishmaviy energiya zonalari o'tkazuvchanlik yoki valent zonasi bilan tutashib ketishi mumkin. Bu hol kuchli legirlangan yarimo'tkazgichlarga xosdir.

Yarimo'tkazgichdagi kirishmalarning ko'pchiligi ta'qiqlangan zonaning o'rta qismida, o'tkazuvchanlik va valent zonalardan uzokda elektronlar uchun energiya

satxlari hosil qiladi. Bu satxlarni chuqur satxlar deyiladi deb aytgandik. Chuqur sathlar yo donorlik, yo aktseptorlik xossalariga ega bo'ladi. Ba'zi kirishmalar bir necha chuqur sathlar hosil qila oladi. Ularning ba'zilari donor bo'lsa, ba'zilari aktseptor bo'ladi (amfoter kirishmalar). Masalan, kremniyga bir necha o'n element atomlari kiritilib, ularning elektrofizik xossalari batafsil o'rganilgan, ulardan ba'zilari: oltin (Au), kumush (Ag), nikel (Ni), temir (Fe), kobalt (Co), oltingugurt (S), ko'roshin (Rb), platina (Rt), palladiy (Pd).

Chuqur sathlar yarimugkazgichlarda elektronlarning holatlararo o'tishlari bilan boliq juda ko'p va xilma-xil jarayonlarda muhim o'rin tutadi. Chuqur va sayoz sathlar hosil qiladigan kirishmalarning o'zaro munosabati masalalari, kirishmalarning nuqsonlar bilan o'zaro ta'siri muammolari fan va texnikada dolzarb muammolar xisoblanadi.

Nazorat qilinmaydigan kislorod, azot, uglerod va boshqa kirishmalar va ularning nuqsonlar bilan birikmalari ham kremniyda chuqur sathlar paydo qiladi. Masalan, kremniyda kislorod bilan vakansiya birlashuvi O+V (yoki A markaz) elektron uchun ta'qiqlangan zonada $E_s - 0,16$ eV chuqur sath hosil qiladi. Chuqur sathlarning elektron va kovakni ushlab olish kesimlarini ham bilish kerak.

Chuqur satxlar optik va fotoelektrik hodisalarda muhim vazifalarni bajaradi. Hozir chuqur sathlarni aniqlashning bir necha usullari bor.

Kirishmali yarimo'tkazgichlar

Hattoki, yetarlicha toza bo'lgan yarimo'tkazgichlarda o'zining xususiy energetik sathlarini hosil qiluvchi kirishma atomlari mavjuddir. Bu energetik sathlar yarimo'tkazgichning takiklangan soxasida valent sohasi shipi va o'tkazuvchanlik sohasi tubidan har xil masofalarda joylashishi mumkin. Ayrim hollarda, yarimo'tkazgichga kerakli elektrofizik xususiyatlarni berish uchun, ataylab, kirishma atomlarini kiritishadi.

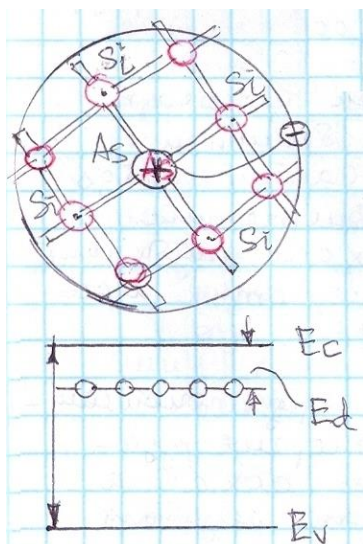
Kirishma atomlari energiyaviy sathlarining asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

Donor sathlar.

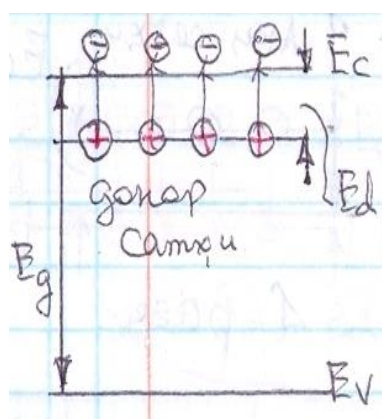
Faraz qilaylik, kristalldagi bir qism kremniy atomlari o'rniga boshvalentli mish'yak atomlari joylashtirilgan bo'lsin.

Kremniy olmos tipidagi kristall panjaraga ega, bu panjarada har bir atom to'rtta yaqin atomlar bilan kovalent boglanishi xosil kiladi (1-rasm).

Qo'shni atomlar bilan bunday bog'lanishni o'rnatish uchun mish'yak atomi valent elektronlaridan turttasini sarf qiladi, beshinchi elektron bu bog'lanishlarni o'rnatishda qatnashmaydi. Bu elektron dielektrik singdiruvchanligi ko'effitsientiga teng marta



1-rasm. susaygan mish'yak atomi maydonida o'z harakatini davom etdiradi. Maydonning susayganligi sababli, elektron orbitasining radiusi 12 marotaba ortadi, uning mish'yak atomi bilan bog'lanish energiyasi $\varepsilon^2 = 144$ marta kamayadi va natijada beshinchi elektronning erkin elektron bulish energiyasi $E_d \approx 0,019B$ ga tenglashadi. Elektroniga bunday energiyani uzatganda u mish'yak atomidan uzilib kremniy panjarasida erkin harakat qilish imkoniga ega bo'ladi, shunday qilib o'tkazuvchanlik elektroniga aylanadi. "Zonalar" nazariyasi tili bilan bu jarayonni shunday tasavvur qilish mumkin: valent va o'tkazuvchanlik sohalari orasida mish'yak atomi beshinchi elektronining energetik sathi paydo bo'ladi (1-rasm). Bu energetik sath o'tkazuvchanlik sohasi tubining yaqinida $E_d \approx 0,019B$ energetik masofada joylashadi.



2-rasm

Bunday energetik sathlarda joylashgan elektronlarga E_d – energiya uzatilsa ular o'tkazuvchanlik sohasiga o'tadilar va hosil bo'lgan musbat zaryadlar qo'zg'olmas mish'yak atomlarida joylashgan bo'lib elektr o'tkazuvchanlikda qatnashmaydilar (2-rasm). O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar **donorlar** deb ataladi, ularning energetik sathlari – **donor sathlar** deb ataladi. Donor kirishmalariga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar, elektron **yarimo'tkazgichlar** yoki **n-tipdagi yarimo'tkazgichlar** deb ataladi, goh paytlarda ularni **donor yarimo'tkazgichlar** deb atashadi.

6-Seminar mashg'uloti. Akustik tebranishlar bilan zaryad tashuvchilarning to'qnashishlari.

Akustik tebranishlar bilan zaryad tashuvchilarning to'qnashishlari.

Elektronning energiyasini $E(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ ko'rinishda va uzun to'liqlik akustik fononlar (shunday fononlar orqali elektronlar kristall panjarasi bilan o'zaro ta'sirlashadi) energiyasini $E(q) = \hbar\omega(q) = \hbar v_0 q$ ko'rinishda ifodalaymiz (v_0 — tovush tezligi). Mazkur holda saqlanish qonunlari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\hbar(\vec{k} \pm \vec{q})}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \hbar v_0 q, \quad (8)$$

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q}. \quad (9)$$

Bu ifodalardagi «+» ishora fonon yutilishi, «—» ishora fonon chiqarilishi hollariga tegishlidir. Baholash shuni ko'rsatadiki, elastik to'qnashishda elektron oladigan (yoki beradigan) energiya, ya'ni fonon energiyasi elektronning dastlabki energiyasidan kichik bo'ladi ($h\nu_0 q \ll S kT$). SHuning uchun (8) ifodadagi $h\nu_0 q$ ni tashlab yuborib quyidagi munosabatni olamiz:

$$q = \pm 2k \cos \Theta. \quad (10)$$

Bundan elektron $k \approx q$ bo'lgan fononlarni yutadi yoki chikaradi degan xulosaga kelimiz. Bunday fononlar esa tebranish tarmog'ining uzun to'lqinli (kichik q li) boshlang'ich qismiga taalluqli bo'ladi.

Elektron energiyasiga nisbatan fonon energiyasini e'tiborga olmasak,

$$\delta [E(\vec{k} \pm \vec{q}) - E(\vec{k})] = \frac{m^*}{\hbar^2 k q} \delta \left(\frac{q}{2k} \pm \cos \Theta \right) \quad (11)$$

bo'ladi.

Oldingi paragrafdagi ifodani quyidagicha yozib olish mumkin:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} = \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}') \left(1 - \frac{k'_x}{k_x} \right) = - \sum_{\vec{q}} W^+(\vec{k}, \vec{q}) \frac{q_x}{k_x} + \\ + \sum_{\vec{q}} W^-(\vec{k}, \vec{q}) \frac{q_x}{k_x} \end{aligned} \quad (12)$$

Birinchi yig'indi, ravshanki, fonon yutilishi, ikkinchi yig'indi esa, fonon chiqarilishi jarayonlarini ifodalaydi. Fononning \vec{q} vektori bo'yicha olinadigan yig'indi \vec{q} — fazo bo'yicha sferik koordinatalar bo'yicha integrallash bilan almashtiriladi:

$$\sum_{\vec{q}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{q_{min}}^{q_{max}} q^2 dq \int_0^\pi \sin \Theta d\Theta \int_0^{2\pi} d\varphi.$$

1-rasmdan ko'rinadiki,

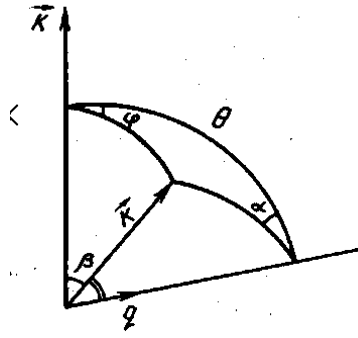
$$\cos \alpha = \cos \Theta \cos \beta + \sin \Theta \sin \beta \cos \varphi. \quad (13)$$

Lekin, $q_x = q \cos \alpha$, $k_x = k \cos \beta$.

Endi (12) ifoda

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{m^*}{\hbar^2 k^2} \int_{q_{min}}^{q_{max}} q^2 dq \int_0^\pi \sin \Theta d\Theta \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ \omega(q) N_q \delta \left(\frac{q}{2k} + \cos \Theta \right) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} - \right. \\ \left. - \omega(q) (N_q + 1) \delta \left(\frac{q}{2k} - \cos \Theta \right) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

ko'rinish oladi.



1-rasm.

Ayrim hisoblashlar natijasi quyidagicha bo'ladi:

$$\int_0^{2\pi} \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} d\varphi = 2\pi \cos\theta \quad (15)$$

$$-\int_0^\pi 2\pi \cos\theta \delta\left(\frac{q}{2k} \pm \cos\theta\right) \sin\theta d\theta = \pm \frac{\pi q}{k} \quad (16)$$

Agar (16) ni (14) ga qo'yilsa

$$\frac{1}{\tau} = \frac{V}{8\pi^2} \frac{m^*}{\hbar^2 k^3} \int_{q_{min}}^{q_{max}} \omega(q) (2N_q + 1) q^3 dq \quad (17)$$

kelib chiqadi. $\hbar\omega(q) - \hbar v_0 q \ll kT$ bo'lgani uchun

$$N_q = \left[e^{\frac{\hbar v_0 q}{kT}} - 1 \right]^{-1} \approx \frac{kT}{\hbar v_0 q} \approx N_q + 1 \gg 1 \quad (18)$$

bo'ladi. Endi (18) ni (17) ga ko'yib, $0 \leq q \leq 2k$ oralikda integrallashni bajarsak, relaksatsiya vaqti uchun

$$\tau = \frac{\tau_{ok}}{k} = \frac{\tau_0}{\sqrt{E}} \quad (19)$$

ifodani topamiz, bunda

$$\tau_{ok} = \frac{9\pi}{4} \frac{M v_0^2 \hbar^3}{V_0 c^2 m^* kT} \quad \text{ba} \quad \tau_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{2m^*}} \tau_{ok} \quad (20)$$

Bu holda elektronning erkin yugurish yo'li

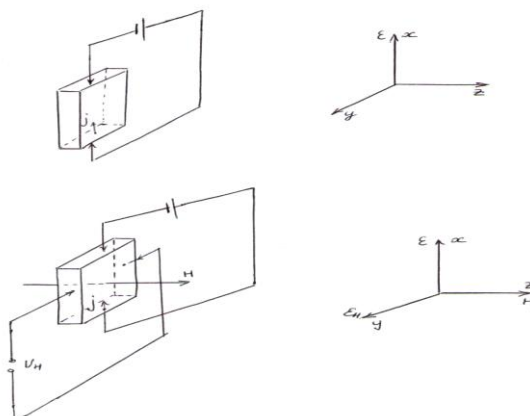
$$l = v\tau = \tau_{ok} \hbar / m \quad (21)$$

Demak, akustik tebranishda elektronlar sochilishi muhim bo'lgan holda relaksatsiya vaqti energiyaga bog'liq, ya'ni $\tau \sim E^{-1/2}$, ammo erkin yugurish yo'li energiyaga bog'liq emas.

7-Seminar mashg'uloti. Optik tebranishlarda zaryad tashuvchilarning sochilishi.

Yarimo'tkazgich materialga tashqi ta'sirlar

Yarimo'tkazgich materialga turli tashqi kuchlar (elektr va magnit maydon) ta'sir qildirib ko'raylik. Bunda zaryad tashuvchilar muvozanatsiz holatda bo'ladi: tashuvchilarning yo'nalishli ko'chishi – ko'chish hodisasi paydo bo'ladi. 1- rasmda kristallga elektr, elektr va magnit maydon kuchlari ta'siri ko'rsatilgan.



1-rasm. Ba'zi bir kinetik hodisalarni hosil bo'lish sxemasi.

Bir jinsli kristallga tashqi elektr maydon qo'yilganda elektr tokini keltirib chiqaradi. Bunga sabab kristallning ruxsat etilgan zonalarida erkin tashuvchilarning tashishi bo'lib, tok zichligi

$$J = \sigma \varepsilon \quad (1)$$

aniqlanadi. Bunda σ – proporsionallik koeffitsienti, moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deyiladi; ε – elektr maydon kuchlanganligi. Kristallga bir vaqtning o'zida bir qancha tashqi kuchlar, masalan, elektr va magnit maydoni qo'yilgan bo'lsin va ular kuchlanganlik vektori o'zaro perpendikular (1-rasm, b). Bu holda ε maydon ta'siriga x o'q bo'ylab tashuvchilar harakat yo'nalishi, magnit maydon x ta'sirida z o'q bo'ylab ko'chishiga tashkil etuvchi hosil bo'ladi. Kristallni qarama-qarshi chekkalarida ε_n e.yu.k, ya'ni holl e.yu.k hosil bo'ladi. Bu effekt Xoll effekti deyiladi, proporsionallik koeffitsienti R ifodada

$$\varepsilon_n = RHj \quad (2)$$

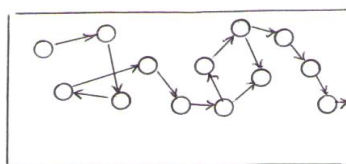
Xoll koeffitsienti deyiladi.

Barcha hamma hollarda yarimo'tkazgichga qandaydir F_i kuchlar ta'siri kristallda zaryad tashuvchilarning ko'chishini hosil qiladi, bu ko'chishga kinetik hodisalar deb ham ataladi. Yuqiridagi (1) va (2) ifodalardagi σ va R kinetik koeffitsientlar deb ataladi.

Misol tariqasida solishtirma elektr o'tkazuvchanlikni sifat tomonlarini ko'ramiz.

Kristallni davriy maydonida harakatlanuvchi elektronning tezligi $v = \frac{nk}{m}$

ekanligi aniqlangan va u vaqtga bog'liq emas. Bundan shu kelib chiqadiki, ideal kristalda tashqi elektr maydon bo'lmaganda so'nmas elektr toki bo'lishi, ya'ni ideal kristall nol qarshilikli bo'lishi yoki elektr o'tkazuvchanlik cheksiz bo'lishi kerak. Biroq real kristallar chegaralangan elektr o'tkazuvchanlik, kristall davriy maydonida buzilishi bilan bog'liq bo'ladi. Davriylikni buzilishlaridan biri panjara atomlarining issiqlik tebranishidir. Atomlarning bunday tebranishi ta'sir sferasiga uchragan elektronlar harakat traektoriyasi egirlanadi, ya'ni ular sochiladi. Undan tashqari, real kristalda kristall panjarani buzuvchi turli nuqsonlar: kirishma atomlar, vakantsiya, dislokatsiya va boshqalar bo'ladi. Bu nuqsonlar ham elektronlarni sochilishiga olib keladi. Panjarada kristalda elektron murakkab traektoriya bilan harakatlanadi, qaysiki har bir akt sochilishidan keyin o'zgaradi. Bunga zaryad tashuvchilarning yo'nalishli ko'chishi bo'ladi.(2-rasm).



2-rasm. Yarimo'tkazgichda tashqi kuchlar ta'sirida zaryad tashuvchilarning ko'chishi

Sochilishni miqdoriy o'lchovi yoki erkin yugurish yo'li l (ikkita to'qnashish orasida tashuvchini o'tishining o'rtacha masofasi), yoki to'qnashishlar orasidagi o'rtacha vaqt τ xizmat qiladi, ya'ni

$$\tau = l/v \quad (3)$$

Bu erda v - elektron tezligi.

Vaqt τ relaksatsiya vaqti deb ham atalib, u kristallga berilayotgan tashqi kuchlar uchirilganda tokni so'nishini harakterlaydi.

SHunday qilib, tashuvchilarga bir tomondan, tartibli harakatlantiruvchi tashqi kuch ta'siri, boshqa tomondan – tashuvchilarni tartibsiz xaotik harakatga keltiruvchi sochilish ta'sir qiladi.

Ikkita qarama-qarshi ta'sir qiluvchi kuchlar natijasida kristalda zaryad tashuvchilar harakati o'rtacha tezlik \bar{v} o'rnatiladi, u elektr maydoniga proporsional

$$\bar{v} = \mu E \quad (4)$$

Kattalik, μ kuchlanganlik 1 V/s maydonda tashuvchining o'rtacha tezligiga teng bo'lgan kattalik bo'lib, zaryad tashuvchilarning harakatchanligi deyiladi. Uning o'lchami $\text{sm}^2/(\text{v}\cdot\text{s})$. Shunday qilib, o'rtacha tezlik, harakatchanlikni bilgan holda solishtirma elektro'tkazuvchanli

$$\delta = n e \mu \quad (5)$$

ga teng. Demak, elektr o'tkazuvchanlik to'qnashishlar soni va xarakteriga, ya'ni sochilish aktlar soni va xarakteriga bog'liq. SHu sababli umumiy mulohazalardan barcha kinetik koeffitsientlar erkin zaryad tashuvchilarning relaksatsiya vaqti bilan aniqlash mumkin ekan.

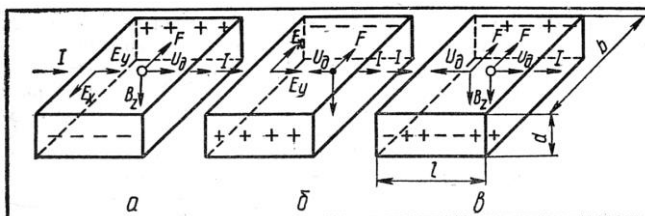
Zaryad tashuvchilarni ikki xil ekanligini e'tiborga olsak, unda

$$\delta = \epsilon n \mu_{\tau} + \epsilon p \mu_{\rho} \quad (6)$$

bo'ladi.

2. Yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti

Endi yarimo'tkazgichlarda oqayotgan tokka magnit maydonini ta'sirini ko'ramiz, qaysiki bunda magnit maydon V zaryadlar harakat yo'nalishiga perpendikulyar qilib o'rnatilgan. Deylik, kesim yuzasi db bo'lgan yarimo'tkazgich parallelepiped ko'rinishida bo'lsin. Elektr maydon u o'qi bo'ylab, magnit maydon z (Vz) o'ki bo'ylab yo'nalgan (1-rasm). Elektr maydon ta'sirida zaryad tashuvchilar U harakat yo'nalishli tezlik oladi. Bu dreyf tezlik yo'nalishi kovaklar uchun maydon bo'ylab, elektronlar uchun esa qarama-qarshi yo'nalishida bo'ladi.



3-rasm. Yarimo'tkazgichlarda Xoll e. yu. k. paydo bo'lish sxemasi O'tkazuvchanligi: a) kovakli ; b) elektronli ; v) aralashmali.

Agarda zaryad tashuvchilar kovaklar bo'lsa, unda magnit maydon (Lorents kuchi) B_z ta'sirida ular namuna qirg'oqlarini chap tomoniga og'adi va bu qirralarida musbat zaryad to'planadi, qarama-qarshi qirradi esa kompensatsiyalanmagan manfiy zaryadlar qoladi (3-rasm).

Agarda zaryad tashuvchilar elektronlar bo'lsa, magnit maydon B_z ta'sirida ular qirg'oqlarni chap tomonida manfiy zaryadlar hosil bo'lgan holda to'planadi va qarama-qarshi qirg'oqda kompensatsiyalanmagan musbat zaryadlar to'planadi.

Harakatlanayotgan elektron yoki kovakka ta'sir qiluvchi Lorents kuchi elektron yoki kovak harakat tezligi V_d va magnit maydon induksiyasi B ga perpendikulyar:

$$\mathbf{F} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (7)$$

biroq

$$\mathbf{V}_d = \mathbf{r} \quad (8)$$

Shu sababli

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (9)$$

ya'ni Lorents kuchi zaryad tashuvchini belgisiga bog'liq bo'lmay, u faqat maydonlar $\hat{\mathbf{E}}$ va \mathbf{B} yoki tok zichligi \mathbf{J} bilan aniqlanadi. 3- rasm a va b larda tasvirlangan holatlar uchun $\mathbf{F} \times \mathbf{v}$ o'qi bo'ylab yo'nalgan. Zaryad tashuvchilar – elektronlar va kovaklarni, agarda ularni tezligi elektr maydon \mathbf{E} bilan aniqlansa ikkala zaryad bir tomonga og'adi.

Agarda elektr tokini oqishida kovaklar ham, elektronlar ham qatnashsa (aralash o'tkazuvchanlik, 3-rasm,) unda ko'rinish murakkablashadi. Agarda elektronlar va kovaklar harakatchanligi bir xil bo'lsa, unda plastinka yon chekkalaridagi elektronlar va kovaklar o'zaro kompensatsiyalanishi hisobiga zaryad yig'indisi 0 bo'ladi. Agarda bu tenglik bajarilmasa, ya'ni kontsentratsiya yoki bir zaryad tashuvchilar belgilari boshqasidan katta bo'lsa, unda namuna chekkalarida elektronlar va kovaklarni qisman o'zaro kompensatsiyalashadi va chekkalarda qarama-qarshi zaryadlar to'planadi, hamda 0 ga teng bo'lmaydi. Agarda yarimo'tkazgich namuna chekkalarida qarama-qarshi tomonlari zaryadlanadi (3-rasm, a, b, v), unda E_y va B_z ga nisbatan kundalang elektr maydoni E_x - mos keluvchi potentsial farq elektr yurituvchi kuch (e.yu.k.) $\hat{\mathbf{E}}$ hosil bo'ladi. Yarimo'tkazgichda kundalang B_z induktsiyali magnit maydonda elektr tok zichligi J_y vujudga keltiruvchi elektronlar va kovaklar o'tkazuvchanligini og'ishi natijasida elektr maydon kuchlanganligi E_x hosil bo'lish hodisasiga Xoll effekti deyiladi. Maydon E_x Xoll maydoni deyilib, unga mos e. yu.k. Xoll e.yu.k. deyiladi. Xoll maydon E_x yo'nalishi zaryad tashuvchilarni ishorasiga bog'liq. Biz ko'rgan hollarda (1-rasm, a va b) p-namunada E_x o'ngga va chapga p- namunada bo'ladi.

Xoll e. yu. k. sonli qiymati kirishmali o'tkazuvchanlik holat uchun quyidagi tasavvurlardan aniqlash mumkin. Yarimo'tkazgichni yon chekkalarida zaryadlarni to'planish jarayoni hosil buluvchi elektr maydon kuchi qE_x Lorents kuchi \mathbf{F} ga teng bo'lmaguncha davom etadi, bundan Xoll elektr maydon kuchlanganligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\mathbf{E}_x = [\mathbf{v}_d \cdot \mathbf{b}_z] \quad (5)$$

Bu yerda $\mathbf{V}_d = \mu_p \mathbf{E}_y$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_x \mathbf{b}_z$ bo'lib, bir jinsli magnit maydonda Xoll e. yu .k. uchun

$$\mathbf{E} = \mu_p \mathbf{E}_y \mathbf{b}_z \quad (6)$$

ifodani olamiz.

Zaryad tashuvchilar (elektron va kovaklar) harakatchanligi ifodasini tok zichligi orqali ifodalab

$$\mu = \frac{J}{q_0 p E_y} \quad (7)$$

olamiz va

$$J = \frac{I}{db} \quad (8)$$

hisobga olib, Xoll e.yu.k. uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\varepsilon = \frac{1}{q_0 p} \frac{IB}{d} \quad (9)$$

bu yerda d magnit maydon yo'nalishidan namuna qalinligi, r - zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (kovaklar). Quyidagini belgilab, Xoll e. yu. k. uchun

$$\varepsilon = R \frac{IB}{d} \quad (10)$$

ifodani olamiz. Proportsionallik koeffitsienti R Xoll doimiysi yoki Xoll koeffitsienti deyiladi.

Yarim o'tkazgichda haqiqatda esa, zaryad tashuvchilar tezliklar bo'yicha taqsimlangan. Bu taqsimot ma'lum konkret yarimo'tkazgichda tashuvchilarni sochilish mexanizmlarga bog'lik bo'ladi, shu sababli Xoll koeffitsientining anik qiymati (9) ifodada farq qiladi. Bu farq A ko'paytma bilan ifodalanadi.

Ko'paytma A ning qiymati 1 dan to 2 gacha oraliqda bo'lib, zaryad tashuvchilarni sochilish mexanizmiga bog'liq. masalan, to'yingan yarimo'tkazgich uchun $A=1$, kristall panjaradan issiqlik tebranishlardan tashuvchilar sochilimi egallagan yarimo'tkazgichlarda $A= 1,18$, ion kirishmali yarimo'tkazgichlar uchun $A = 1, 93$.

Elektr o'tkazuvchanligi n -turdagi yarimo'tkazgichlar uchun Xoll elektr e. yu. k. qarama-qarshi qutbli. SHu sababli bunday yarimo'tkazgich uchun Xoll koeffitsienti boshqa ishorali bo'ladi.

Elektronlari va kovaklari deyarli bir- biriga teng bo'lgan yarimo'tkazgichlarda (masalan, xususiy yarimo'tkazgichlarda) Xoll koeffitsientining ko'rinishi ancha murakkab.

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, Xoll koeffitsienti ishorasidan yarimo'tkazgichni o'tkazuvchanligini turini va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini hisoblash mumkin.

Undan tashqari, Xoll koeffitsientini va solishtirma elektr o'tkazuvchanligini bilib, zaryad tashuvchilarni harakatchanligini topish mumkin. Xoll effektidan magnit maydon o'lchagichlari yaratish uchun foydalanish mumkin. Buni keyingi paragraflarda ko'ramiz.

4.

5.

6. Tomson effekti

Doimiy temperatura farqi hosil qilingan metall sterjenni ko'rib chiqamiz. Uning issiq uchi temperaturasi T_1 , sovuq uchi temperaturasi T_2 bo'lsin. o'tkazgichni doimiy tok manbaiga ulaymiz.

Undan elektr toki o'ta boshlaydi va Joule-Lentz qonuniga ko'ra

$$Q_{\text{ж}} = I^2 R t \quad (10.73)$$

miqdorda Joule issiqligi ajralib chiqadi. Bunda I — sterjendagi tok kuchi, R — uning elektr qarshiligi va t — tok o'tish vaqti. 1856 yili ingliz fizigi U. Tomson (lord Kelvin) yuqorida keltirilgan doimiy temperatura gradientiga ega bo'lgan (bir uchi T_1 va ikkinchi uchi T_2 temperaturali) tokli o'tkazgichda Joule issiqligi $Q_{\text{ж}}$ dan tashqari yana qo'shimcha issiklik miqdori — Q_{ajralib} chiqishi, yoki yutilishi mumkin ekanligini oldindan aytib beradi. Bu fikr keyinchalik frantsuz fizigi Leru tajribalarida tasdiqlandi va Tomson effekti deb nomlandi. O'tkazgichda ajralib chiqayotgan to'liq issiklik miqdori

$$Q = Q_{\text{ж}} \pm Q_{\text{S}} \quad (14)$$

ko'rinishda yoziladi. Q_{S} ning ishorasi tokning va temperatura gradientining o'zaro yo'nalishiga bog'liq. Agar tok o'tkazgichning sovuq uchidan issiq uchi tomon yo'nalsa, Q_{S} musbat bo'lib o'tkazgichda qo'shimcha issiklik miqdori ajralib chiqadi. Bunda metalldagi elektronlar issiq uchidan sovuq uchi tomon yo'naladi. Tok yo'nalishini teskariga o'zgartirsak, Q_{S} manfiy va issiklik yutiladi. Metallarning erkin elektronlar nazariyasi doirasida ushbu hodisa quyidagicha izohlanadi.

O'tkazgichning issiq qismidagi elektronlarning o'rtacha kinetik energiyasi sovuq qismidagidan katta bo'ladi. Tashqi elektr yurituvchi kuch ta'sirida elektronlar metallning sovuq qismiga qarab dreyf harakat qilganda, sovuq qismga yetib kelgach, kristall panjarasi ionlari bilan to'qnashib, bir qism energiyalarini ularga beradi va «soviydi».

Natijada ularning o'rtacha kinetik energiyasi o'tkazgichning sovuq qismidagi elektronlarniki bilan tenglashadi. Bunda o'tkazgichda qo'shimcha Q_{S} miqdorda issiklik ajralib chiqadi.

Agar tok yo'nalishini o'zgartirsak, sovuq elektronlar o'tkazgichning issiq qismiga qarab harakat qiladi va termo dinamik muvozanatga kelish uchun panjara ionlarining bir qism energiyasini yutadi. Tomson issikdigi Q_{S} o'tkazgichdan oqib o'tgan zaryad miqdori va uning uchlaridagi temperaturalar farqiga proporsional:

$$Q_{\text{S}} = \tau_T (T_1 - T_2) I t. \quad (15)$$

Bunda τ_T Tomson koeffitsenti deb ataladi.

Ushbu ifoda xona temperaturasiga yaqin va uncha katta bo'lmagan temperaturalar oralig'ida bajariladi. Tomson nazariyasiga asosan, ikki o'tkazgichdan

yasalgan termojuftliklarning -a Zeebek koeffitsienti Tomson koeffitsientiga bog'liq ekan.

$$\tau_T = T \frac{d\alpha}{dT} \cdot (16)$$

Oxirgi ifoda Tomson va Zeebek hodisalarini o'zaro bog'lovchi munosabatdir.

8-Seminar mashg'uloti. Zaryad tashuvchilarning kirishmalar ionlarida, neytral atomlarda va boshqa nuqsonlarda sochilishi. Yarimo'tkazgich materialga tashqi ta'sirlar.

1. Muvozanat va nomuvozanat holatlardagi zaryad tashuvchilar

Qattiq jismlarda, xususan yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar energiyalari srektri zonaviy tuzilishga egadir. Ko'chish hodisalarida (masalan, tokda) qatnasha oladigan erkin zaryad tashuvchilapn,i hosil qilish jarayoni ta'qiqlangan zonani yoki mahalliy (lokal) sathlar va ruxsatlangan zonalar orasidagi to'siqlapn,i yengib o'tish uchun energiya sarflashni talab qiladi.

Termodinamik muvozanat sharoitida bu energiya kristallning issiqlik energiyasi jamg'armasidan olinadi. SHu bilan bir vaqtda kristalldagi elektronlar kristall panjarasi bilan kuchli o'zaro ta'sirlashadi va SHuning uchun odatda panjara bilan elektronlar gazi temraturasi bir xil bo'ladi. Yarimo'tkazgichning temraturasi ko'tarilganda bir vaqtda ham zaryadlarining (atomlarining yoki ionlarning) panjara tugunlari atrofida tebranishlari amrlitudasi ortadi, ham elektronlarning energiyalari bo'yicha taqsimoti o'zgaradi, termik ionlanish kuchayadi, ya'ni zonalarda erkin elektronlar va kovaklar soni ortadi.

Biror temraturada termodinamik muvozanat sharoitida Yarimo'tkazgichda mavjud bo'lgan erkin zaryad tashuvchilar (elektronlar va kovaklar) muvozanatliy zaryad tashuvchilar deyiladi. Zonalarda erkin zaryad tashuvchilar termik ionlanishdan tashqari tashqi ta'sirlar oqibatida (masalan, yorug'lik ta'sirida) ham raydo bo'lishi mumkin. yorug'lik ta'siri oqibatida zonalarda erkin zaryad tashuvchilar raydo bo'lishi hodisasi ichki fotoeffekt deb ataladi.

2 . Muvozanatliy, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar.

Ularning energiya bo'yicha taqsimoti.

Yarimo'tkazgich da ortiqcha (muvozanatdagi miqdorga nisbatan) zaryad tashuvchilar kontakt (yoki $n-p$ — *o'tish*) orqali injeksiyalanish hisobiga, kuchli elektr maydonlar ta'sirida, yuqori energiyali zarralar nurlari ta'siri oqibatida va boshqa sabablar tufayli yuzaga kelishi mumkin. Bunda elektronlarga energetik to'siqlapn,i yengish uchun zarur bo'lgan energiyani tashqi manba beradi va uni asosan elektronlar

jamFaradi, biroq kristall panjaraning issiqlik energiyasi (temperaturasi) deyarli o'zgarmay qoladi. Tashqi ta'sir mavjud bo'lganida shu tarzda kristall panjara va elektronlar orasidagi muvozanat buziladi. Shu sababdan yarimo'tkazgichda tashqi ta'sir tufayli vujudga keladigan zaryad tashuvchilarni nomuvoziy natij zaryad tashuvchilar deyiladi.

Tashqi ta'sirning mavjud bo'lishi va bo'lmasligi (masalan, yarimo'tkazgichni yoritish va yoritmay qo'yish) nomuvoziy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasini o'zgartiradi, ammo muvoziy konsentrasiyaga ta'sir qilmaydi. SHuning uchun elektronlar va kovaklarning to'la konsentrasiyalari (n, p) muvoziy (p_0, n_0) va ortiqcha ($\Delta n, \Delta p$) konsentrasiyalar yig'indisiga teng bo'ladi:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (1)$$

$$p = p_0 + \Delta p. \quad (2)$$

Endi muvozanat holatdagi elektronlar va kovaklarning energiyalar bo'yicha taqsimoti masalasini ko'rib chiqaylik.

Katta h ω energiyali fotonlar vujudga keltirgan nomuvoziy holatdagi zaryad tashuvchilar energiyasi dastlab muvoziy holatdagi tashuvchilarning k_0T tartibidagi o'rtacha energiyasidan ancha katta bo'lishi mumkin. Keyin nomuvoziy holatdagi tashuvchilar fononlar bilan va panjaraning turli nuqsonlari bilan to'qnashganda ularga o'z energiyasining bir qismini uzatib, temperaturasi panjara temperaturasi bilan tenglashadi.

Ma'lumki, termodinamik muvoziy sharoitida elektronning E energiyali holatni egallaganligi ehtimolligini Fermi funksiyasi

$$f = \left[1 + \exp\left(\frac{E - F}{k_0T}\right) \right]^{-1} \quad (3)$$

ifodalaydi; bu yerda F — Fermi sathi.

Muvoziy o'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklari yetarlicha kichik konsentrasiyali bo'lsa (siyrak (aynimagan) elektronlar yoki kovaklar gazi), — $k_0T \gg 1$ bo'ladi va (3) Fermi taqsimoti Maksvell-Bolsman taqsimotiga aylanadi: a) o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar uchun

$$f = 1 + \exp\left(\frac{F - E}{k_0T}\right) \quad (4)$$

b) valent zonadagi kovaklar uchun

$$f^1 = 1 + \exp\left(\frac{E - F}{k_0T}\right) \quad (5)$$

Bu holda muvoziy erkin elektronlar va kovaklarning to'la konsentrasiyasi mos ravishda

$$n_0 = N_s \exp(-F/k_0T) \quad (6)$$

$$p_0 = N_v \exp[-(F + E_g)/k_0T] \quad (7)$$

ko'rinishda bo'ladi; bu yerda $N_s=2(2\pi m_n k_0 T/h^2)^{3/2}$, $N_v=2(2\pi m_r k_0 T/h^2)^{3/2}$, E_g — ta'qiqlangan zona kengligi.

(6) va (7) ifodalarga asosan, muvozanatliy zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasi temperaturaga va Fermi sathi vaziyatiga bo'liq. Fermi sathi mazkur Yarimo'tkazgich uchun tuzilgan elektrn,eytrallik tenglamasidan aniqlanadi. Nomuvozanatliy tashqi ta'sir mavjud bo'lgan holda (1) va (2) ifodalapn,i (6) va (7) ifodalarga o'xshash ko'rinishda tasvirlash mumkin:

$$n=n_0+\Delta n=N_s \exp(F_n/k_0 T) \quad (8)$$

$$p=p_0+\Delta p=N_v \exp[-(F_p+E_g)/k_0 T] \quad (9)$$

F_n va F_p energetik sathlapn,i mos ravishda elektronlar va kovaklar uchun Fermi kvazisathlari deyiladi. Ravshanki, ular rasman kiritiladi, aslida F_n va F_p turlicha bo'ladi, vaholanki, muvozanat sharoitida butun Yarimo'tkazgich uchun Fermi sathi bitta bo'ladi $p = p_0$, $r = r_0$ bo'lganda $G'_p = G'_r = G'$ (6) va (8) hamda (7) va (9) ifodalardan:

$$G'_n - G' = k_0 T \ln(p/p_0), \quad (10)$$

$$G' - G'_r = k_0 T \ln(r/r_0). \quad (11)$$

Bundan chiqadigan xulosa: nomuvozanat holatdagi n , p konsentrasiyalar muvozanatdagi n_0 , p_0 konsentrasiyalardan qancha ko'r farq qilsa, F_n va F_p lar F dan shuncha ko'proq uzoqda bo'ladi.

3. Nomuvozanat o'tkazuvchanlik va uning relaksasiyasi

Biror tashqi ta'sir oqibatida yarimo'tkazgich da nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga kelishi uning o'tkazuvchanligini o'zgartipadi. Umumiy holda to'la solishtipma elektr o'tkazuvchanlik quyidagiga tengligi ma'lum:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(\mu_n n + \mu_p p). \quad (1)$$

Bu o'rinda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga keltipish sharoiti va darajasi tok tashuvchilarning harakatchanligini aniqlaydigan omillarga ta'sir qilmaydi va shu sababli harakatchanliklar (μ_n va μ_p) o'zining muvozanat sharoitidagi qiymatini saqlaydi, deb hisoblaymiz. U holda (3.1) va (3.2.) ifodalardan foydalanib, (3) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (2)$$

bundan nomuvozanatliy o'tkazuvchanlikning

$$\Delta \sigma = ye(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (3)$$

ifodasi kelib chiqadi.

Yorug'lik intensivligini (1 sm² yuzaga 1s da tushayotgan yorug'lik energiyasi miqdorini) I orqali ifodalaymiz. U holda 1 sm yuzli va dx qalinlikli Yarimo'tkazgich qatlamida yutilayotgan energiya miqdori I va dx larga prororsional bo'ladi:

$$-dI = \alpha I dx, \quad (4)$$

bundagi α — yorug'lik yutilish koefisienti.

Birlik vaqtda birlik hajmda yutilayotgan yorug'lik energiyasi:

$$-(dI/dx) = \alpha I. \quad (5)$$

Demak,

$$\Delta n' = \Delta p' = a\beta I, \quad (6)$$

bunda β — bir yorug'lik kvanti (foton) vujudga keltirgan elektronkovak juftlari sonini aniqlaydigan kvantiy chiqish.

$$\alpha\beta I = g \quad (7)$$

kattalik zaryad tashuvchilarni (bu holda yorug'lik ta'sirida) vujudga keltirish (generasiyalash) tezligidir.

Agar zaryad tashuvchilarni generasiyalashdan boshqa jarayonlar yuz bermaganida edi, nomuvozanat yaryad tashuvchilar konsentrasiyasi

$$\Delta n = \Delta p = \beta\alpha I t \quad (8)$$

Qonun bo'yicha vaqt o'tishi bilan tobora ortib borgan bo'lar edi.

Demak, nomuvozanat yaryad tashuvchilarning stasionar konsentrasiyalarini Δp_n va Δp_p larning erkin holatda o'rtacha yashash vaqtlari τ_n va τ_p lar ko'raytmasi ko'rinishida ifodalash mumkin:

$$\Delta n_{st} = \Delta n' \cdot \tau_n = \beta\alpha I \tau_n \quad (9)$$

$$\Delta p_{st} = \Delta p' \cdot \tau_p = \beta\alpha I \tau_p \quad (10)$$

Bu holda stasionar nomuvozanat o'tkazuvchanlik (bizning holda fotoo'tkazuvchanlik) quyidagicha tasvirlanadi:

$$\Delta\sigma_{st} = \Delta\sigma + \Delta\sigma_n + \Delta\sigma_p = e(\mu_n \Delta n_{st} + \mu_p \Delta p_{st}) = ye\beta\alpha I(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (11)$$

4. Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning yashash vaqti

Molekulaning o'rtacha erkin yugurish vaqtini ta'riflaganda

$$\tau = I / S_M \bar{v}_T N_0 \quad (1.)$$

ifodadan foydalaniladi, bunda \bar{v}_T — molekula issiqlik harakatining o'rtacha tezligi, $S_M = \pi R_m^2$ — uning ko'ndalang kesimi, R_m — radiusi, N_0 — molekulalar konsentrasiyasi (Loshmidt soni).

SHunga o'xshash, sochilish nazariyasida va rekombinasiya nazariyasida bu jarayonlarning xarakterli vaqtini aniqlashda sochilish (to'qnashish) hamda tutilish ko'ndalang kesimi tushunchalari kiritiladi.

Endi rekombinasiya jarayonida foydalaniladigan «tutish kesimi» tushunchasi bilan tanishamiz. Nomuvozanat yaryad tashuvchi, masalan, elektron kristall panjarada harakatlanayotib muayyan ehtimollik bilan kovakka duch kelib qolishi va unda tutilishi mumkin.

Elektronning kovak bilan har bir uchrashuvi ushlanish bilan yakunlanadi deb hisoblaymiz. Elektronning mazkur (k) tipdagi kovaklar bilan birlik vaqtda

uchrashishlar soni N_{rk} shu kovaklar konsentrasiyasi R_k ga va elektronning o'rtacha nisbiy tezligi v_{nk} ga prororsionaldir:

$$N_{pk} = S_{nk} r_k v_{nk} \quad (2)$$

bu yerda S_{nk} — elektronni k tipdagi kovak tutib olishi effektiv kesimi. Elektronning kovaklar bilan ikki ketma-ket duch kelishi orasida o'tgan o'rtacha vaqt

$$\tau_{nk} = \frac{1}{N_{nk}} = 1/S_{nk} v_{nk} p_k \quad (3)$$

bo'ladi, uni mazkur holda nomuvozanatliy elektronning o'rtacha yashash vaqti deyiladi.

(1) va (3) ifodalapni taqqoslab, ular shaklan o'xshash ekanligini ko'ramiz ($v_{nk} \rightarrow \bar{v}_T, r_k \rightarrow N_0, S_{pk} \rightarrow S_M$).

(3) ifodani kovaklarning ko'r turlari mavjud bo'lgan hol uchun umumlashtirish mumkin. Bu holda elektronning barcha turlardagi kovaklar bilan birlik vaqtda uchrashishlari soni:

$$N_n = \sum_k S_{nk} p_k v_{nk} \quad (4)$$

yashash vaqti:
$$\tau_n = I / \sum_k S_{nk} p_k v_{nk} \quad (5)$$

(5) ni quyidagicha ifodalasa ham bo'ladi:

$$\frac{I}{\tau_n} = \sum_k \frac{I}{\tau_{nk}} \quad (6)$$

Yuqoridagi mulohazalapni valent zonadagi erkin kovakning elektron to'ldirgan markaz tomonidan tutilishi holi uchun ham takrorlash mumkin. Bunday markazlarning bir necha turlari mavjud.

(3) va (5) ifodalarga o'xshash, kovakning bir turdagi markazda tutilishigacha bo'lgan o'rtacha yashash vaqti:

$$\tau_{pk} = I / S_{pk} v_{pk} n_k \quad (7)$$

bir necha turdagi markazlarda tutilishigacha bo'lgan o'rtacha yashash vaqti:

$$\tau_p = I / S_{pk} v_{pk} n_k \quad (8)$$

$$\frac{I}{\tau_p} = \sum_k \frac{I}{\tau_{pk}} \quad (9)$$

bundagi S_{pk} — kovakni k- markaz tutib olishi effektiv kesimi, v_{pk} — kovakning o'rtacha nisbiy tezligi, n_k esa k-markaz konsentrasiyasi.

$$\gamma_{nk} = S_{nk} \cdot v_{nk} \quad (10)$$

$$\gamma_{pk} = S_{pk} \cdot v_{pk} \quad (11)$$

kattaliklar tutib olish (rekombinasiya) koeffisientlari deyiladi. (12.) va (13) lapni nazarga olsak:

$$\tau_{nk} = 1/\gamma_{nk} \cdot p_k \quad (12)$$

$$\tau_{rk} = 1/\gamma_{pk} \cdot n_k \quad (13)$$

Tutilish kesimlarining effektiv kattaliklari (ulapn,i bundan so'ng, soddalik uchun tutilish kesimi deb ataymiz), albatta, tutuvchi markazlar tabiatiga hamda tutilish jarayoni qanday sharoitda yuz berayotganiga bog'liq bo'ladi. Shu sababli har bir holda bu masala sinchiklab o'rganiladi.

Nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqti ma'nosini quyidagicha tushunish mumkin: yuqorida ko'rganimizdek, generasialash tezligi (ya'ni birlik hajmda birlik vaqtda yorug'lik hosil qiladigan elektron-kovak juftlari soni) ifodasi (7) formuladir. Rekombinasialash tezligi (p_n , p_p), aftidan, nomuvozanat yaryad tashuvchilar konsentrasiyasiga prororsional:

$$p_n = \Delta n / \tau_n, \quad p_p = \Delta p / \tau_p \quad (14)$$

Nostasionar sharoitda, xususan, doimiy tashqi kuchlar ta'siri ostida stasionar holat o'pn,ashishigacha nomuvozanat yaryad tashuvchilar konsentrasiyasining o'zgarishini generasiya va rekombinasiya tezliklari farqi aniqlaydi:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g_n - r_n = \alpha\beta I - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (15)$$

$$\frac{d\Delta p}{dt} = g_p - r_p = \alpha\beta I - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (16)$$

bu yerdagi n , p indekslar mos kattaliklarning elektronlar na kovaklarga tegishli ekanini ko'rsatadi.

$t = 0$ vaqt momentida yoritish (generasiya) to'xtatiladi deb faraz qilamiz. Bunda muvozanat holatning o'pn,ashish jarayoni boshlanadi, u holda

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n \quad (17)$$

$$d\Delta p/dt = -\Delta p/\tau_p \quad (18)$$

tenglamalarni integrallasak,

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp(-t/\tau_n) \quad (19)$$

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) \exp(-t/\tau_p) \quad (20)$$

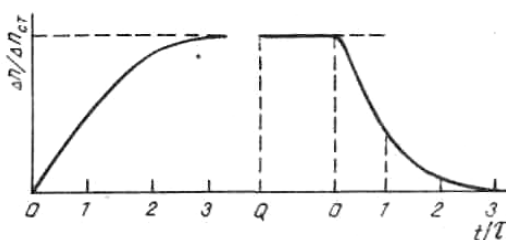
Demak, elektronlar va kovaklarning τ_n va τ_p yashash vaqtlari muvozanat holat o'pn,ashishi va unga teskari jarayon — nomuvozanat (xususan stasionar) holat o'pn,ashish jarayoni vaqtini belgilaydi.

Stasionar holatda $g_n = p_n$, $g_p = p_p$, binobarin, stasionar yashash vaqtlari quyidagi ko'rinishda ifodalanishi mumkin:

$$\tau_n^{cm} = \Delta n / g_n, \quad \tau_p^{cm} = \Delta p / g_p \quad (21)$$

Nomuvozanat o'tkazuvchanlikning stasionar qiymatiga yoritish boshlanganidan muayyan vaqt o'tgandan keyin erishiladi. yoritish to'xtatilganidan keyin muayyan vaqt o'tgach esa nomuvozanat o'tkazuvchanlik yo'qoladi. Bu xulosa faqat yarimo'tkazgichni yoritish holi uchungina emas, balki boshqa tashqi kuchlar ta'sir qilayotgan hollar uchun ham o'rindir.

1-rasmda nomuvozanatliy o'tkazuvchanlikning (bizning holda fotoo'tkazuvchanlikning) o'sishi va rasayishi tasvirlangan; bu chiziq lapni nomuvozanatliy o'tkazuvchanlik relaksasiyasi chiziq lari deyiladi. Bu chiziq larning shakli yorug'lik intensivligiga, ya'ni generasiyalash tezligiga, SHuningdek rekombinasiya mexanizmlari va tezligiga bog'liqdir.



1- rasm. Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar relaksasiyasi: I — o'sish sohasi; II — rasayish sohasi.

Quyida ikki muhim holni qarab chiqamiz.

a) CHizig'iy rekombinasiya. Bu holda yoruglik intensivligi kichik, ya'ni generasiyalash tezligi yetarlicha kichik, rekombinasiyalanish tezligi esa nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasining birinchi darajasiga prororsional bo'ladi deb faraz qilinadi. Keyingi faraz, (14) ga muvofiq, yashash vaqti nomuvozanatliy tashuvchilar konsentrasiyasiga bog'liq bo'lmaydi demakdir. Bu holni amalga oshish shartlari: bir turdagi rekombinasiyalanish markazlari (ushlagichlari) mavjud, ularning p_n , yoki n_k konsentrasiyasi yetarlicha katta va yoritish darajasiga bog'liq emas ((12) va (13) formulalarga qarang).

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar (aniqlik uchun elektronlar) konsentrasiyasining birlik vaqt ichida o'zgarishini (15) tenglama tavsiflaydi. Qaralayotgan holda $\tau_n = \text{sonst}$; $t = 0$ raytda Yarimo'tkazgich namunasi doimiy intensivlikli yorug'lik bilan yoritilayotgan bo'lsin. U holda (15) tenglamaning boshlanFich $\Delta n(t = 0) = 0$ shart o'rinli bo'lgan holdagi yechimi:

$$\Delta n = \alpha \beta \tau_n / [1 - \exp(-t/\tau_n)] \quad (22)$$

$t \rightarrow \infty$ bo'lganda:

$$\Delta n(t \rightarrow \infty) = \alpha \beta \tau_n / \Delta n_{st} \quad (23)$$

(22) ifoda nomuvozanat holatdagi elektronlar konsentrasiyasining, binobarin, nomuvozanatliy o'tkazuvchanlik mos tashkil etuvchisining o'sish chiziFini tavsiflaydi. Yoritish boshlanganidan biror τ_n tartibdagi vaqt o'tgach konsentrasiyaning Δn_{st} qiymatiga erishiladi.

Endi $t = 0$ vaqtda namunaning yoritilishi to'xtatiladi, deb faraz qilaylik. Bu holda (15) tenglama

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n \quad (24)$$

ko'rinishni oladi va $\Delta n(0) = \Delta p_{sg} = \alpha \beta \tau_n I$ boshlang'ich shartni e'tiborga olganda

$$\Delta n(t) = \alpha \beta \tau_n / \exp(-t/\tau_n) \quad (25)$$

echimga kelamiz. Bu ifoda nomuvozanatliy elektronlar konsentrasiyasining rasayish chiziFinu tasvirlaydi. Yoritish to'xtatilgan raytdan biror (τ_n tartibdagi) vaqt o'tgach nomuvozanatliy elektronlar amalda yo'q bo'ladi. Ana shunday mulohazalar nomuvozanatliy kovaklar uchun ham takrorlash mumkin.

Nomuvozanatliy o'tkazuvchanlikning o'sish va rasayish chiziklari yordamida τ_n va τ_r yashash vaqtlarini aniqlash mumkin.

b) Kvadratik (zonalararo) rekombinasiya. Bu holda rekombinasiya tezligi Yarimo'tkazgich dagi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasi kvadratiga prororsional bo'ladi. Bu holning amalga oshish sharti: o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonadagi kovaklar konsentrasiyalari bir xil, rekombinasiya elekronlarning o'tkazuvchanlik zonasidan bevosita valent zonaga o'tishi ko'rinishida yuz beradi. Bu holda rekombinasiya tezligi

$$p_n = \gamma (\Delta n)^2 \quad (26)$$

bo'lib, (25) tenglama

$$d\Delta n/dt = \beta \alpha I - \gamma (\Delta n)^2 \quad (27)$$

ko'rinishni oladi. Bu tenglamani doimiy intensivlikli yoritishning boshlanish va to'xtatilish hollari uchun yechsak, nomuvozanatliy konsentrasiyaning o'sish va rasayish jarayonlarini tavsiflovchi quyidagi ifodalapn,i olamiz:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha \beta I / \gamma / \tanh(t \sqrt{\gamma \alpha \beta I})} \quad (\text{o'sish}), \quad (28)$$

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha \beta I / \gamma / [t \sqrt{\gamma \alpha \beta I} + 1]} \quad (\text{rasayish}). \quad (29)$$

Bu holda relaksasiya jarayonining vaqt doimiysi sifatida yashash vaqti tushunchasini kiritish mumkin emas, chunki u jarayon davomida uzluksiz o'zgarib boradi. Bu yerda oniy yashash vaqti to'g'risida garirsa bo'ladi, u har bir onda muayyan qiymatga va muayyan ma'noga ega bo'ladi.

Oraliq va yakuniy nazorat savollari

1-variant

1. Moddalarning solishtirma o'tkazuvchanligi bo'yicha klassifikatsiyasi. Metallar, yarimo'tkazgichlar, dielektriklar.
2. Kristall panjara tushunchasi
3. Kristall panjara turlari.

2-variant

1. Donor kirishma nima?
2. Aktseptor kirishma nima?
3. Amfoternaya kirishma nima?

3-variant

1. Aynimagan yarimo'tkazgich nima?
2. Aynigan yarimo'tkazgich nima?
3. Yarimo'tkazgichlarning energetik sathlar nazariyasi asoslari.

4-variant

1. O'tkazuvchan soha, valent soha, taqiqlangan soha.
2. Kristallarda kimyoviy bog'lanishlar.
3. Kristall panjara atomlarining tebranishi. Fononlar.

5-variant

1. Kristallda kristallografik orientatsiya.
2. Solishtirma qarshilikni aniqlashning to'rt zondli usuli printsiplari nimalarga asoslangan?
3. To'rt zondli usulning boshqa usullarga nisbatan qulaylik va afzalliklari nimalardan iborat?

6-variant

1. Zondlar joylashuvining qanday printsiptial turlari mavjud?
2. O'lchash zondlari orasidagi potentsiallar farqini o'lchash uchun millivoltmetrga qanday talablar qo'yiladi?
3. Hisoblash formulasidagi tuzatish ko'paytuvchilari nima maqsadda kiritiladi?

7-variant

1. Kristall panjara atomlarining tebranishi. Fononlar.
2. Nernst-Ettinghausen effekti.
3. Yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilarning sochilish turlari.

8-variant

1. Qaysi kattaliklar sochilishning miqdoriy o'lchovi hisoblanadi?
2. Ixtiyoriy geometrik shakldagi yarimo'tkazgich plastinasining solishtirma qarshiligini to'rt zondli usul yordamida aniqlashning asosiy printsiipi qanday?
3. O'lchov zondlari orasidagi potentsiallar farqini aniqlashda millivoltmetrga qanday talablar qo'yiladi?

9-variant

1. Yarimo'tkazgichda nuqsonlar turi.
2. Kirishma atomlari.
3. Yarimo'tkazgichda nuqsonlar turi. Vakansiyalar.

10-variant

1. Yarimo'tkazgichda nuqsonlar turi. Sirtiy sathlar.
2. Yarimo'tkazgichda nuqsonlar turi. Dislokatsiyalar.
3. Yarimo'tkazgichda nuqsonlar turi. Yassi va murakkab nuqsonlar.

11-variant

1. Nima uchun aralash kirishmaviy o'tkazuvchanlikli yarimo'tkazgichlarda, bir tur o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgichlarga nisbatan issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti yuqori bo'ladi?
2. Kirishmalarning yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligiga ta'siri.
3. Xususiy yarimo'tkazgich.

12-variant

1. Aralashmali yarimo'tkazgich.
2. Yarimo'tkazgich plastinasining o'tkazuvchanlik turini termozond usuli bilan aniqlash qanday fizik jarayonlarga asoslangan?
3. Lokal qizdirilganda yarimo'tkazgichda erkin zaryad tashuvchilar taqsimoti qanday o'zgaradi?

13-variant

1. Yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik turini termozond yordamida aniqlash usuli boshqa usullardan qanday farq qiladi va uning afzalliklari nimalardan iborat?
2. Xoll effekti.
3. Termoelektrik hodisalar.

14-variant

1. Issiqlik o'tkazuvchanlik.
2. Yarimutkazgichdakinetik (ko'chish) hodisalar. Rigi-Ledyukaeffekti.

3. Termoelektrik hodisalar. Zeebek effekti.

15-variant

1. Termoelektrik hodisalar. Pelte effekti.
2. Termoelektrik hodisalar. Tomson effekti.
3. Xoll effekti nima?

16-variant

1. Nima uchun magnit maydon ta'sirida yarimo'tkazgichdagi zaryadlangan zarra harakatining xarakteri o'zgaradi?
2. Xoll effektini o'rganishda qanday magnit maydon kuchsiz va qanday magnit maydon kuchli deb ataladi?
3. Xoll koeffitsienti deb qanday kattalikka aytiladi?

17-variant

1. Xoll effekti yordamida yarimo'tkazgich materialning qanday parametrlarini aniqlash mumkin?
2. Yarimo'tkazgichlar kuchli elektr maydonida.
3. Frants-Keldish effekti.

18-variant

1. Yarimo'tkazgichlar kuchli elektr maydonida Gann effekti.
2. Yarimo'tkazgichlar kuchli elektr maydonida urilish ionizatsiyasi.
3. Yarimo'tkazgichlarda fotoelektrik hodisalar. Ichki fotoeffekt.

19-variant

1. Yarimo'tkazgichlarda fotoelektrik hodisalar. Fotoo'tkazuvchanlik relaksatsiyasi.
2. Tashqi fotoeffekt.
3. Yarimo'tkazgichlarda fotoelektrik hodisalar. Fotoelektromagnit effekt.

20-variant

1. Dember effekti.
2. Yarimo'tkazgichlarning tashqi ta'sirlarga sezgirligini qanday tushuntirish mumkin?
3. Yarimo'tkazgichda kontakt hodisalar. Boyitilgan qatlam.

21-variant

1. Yarimo'tkazgichda kontakt hodisalar. Kambag'allashgan qatlam.
2. Yarimo'tkazgichda kontakt hodisalar. Inversion qatlam.

3. Metall-yarimo'tkazgich kontakti.

22-variant

1. Kontak potentsiallar farqi.
2. n-tipli yarimo'tkazgich nima?
3. p -tipli yarimo'tkazgich nima?

23-variant

1. Yarimo'tkazgichda elektronlar konsentratsiyasi.
2. Yarimo'tkazgichda kovaklar konsentratsiyasi.
3. n-tipli yarimo'tkazgichda Fermi sathi joylashuvini aniqlash.

24-variant

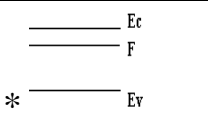
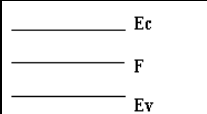
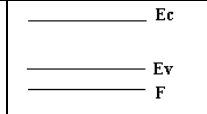
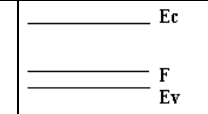
1. p -tipli yarimo'tkazgichda Fermi sathi joylashuvini aniqlash.
2. Xususiy yarimo'tkazgichda Fermi sathi joylashuvini aniqlash.
3. Termoelektrik hodisalar. Pelte effekti.

TEST SAVOLLARI

T/r	Test topshirig'i	To'g'ri javob	Muqobil javob	Muqobil javob	Muqobil javob
1	Quyidagi ta'riflardan qaysi biri to'g'ri?	* n- tip o'tkazuvchanlikdagi yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar elektronlardir.	n- tip o'tkazuvchanlikdagi yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar kovaklardir.	p- tip o'tkazuvchanlikdagi yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar elektronlardir.	Xususiy yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar elektronlar
2	Yarimo'tkazgichlardagi	* Xususiy zaryad	Elektronli o'tkazuvcha	Kovakli o'tkazuvchan	Ionli o'tkazuvcha

	xususiy o'tkazuvchanlik nima?	tashuvchilik o'tkazuvchanlik	nlik.	lik.	nlik.
3	Yarimo'tkazgichlarda kirishmali o'tkazuvchanlik nima?	* Kirishma markazlari natijasida hosil bo'luvchi o'tkazuvchanlik.	Elektronli o'tkazuvchanlik.	Kovakli o'tkazuvchanlik.	Elektronlar va kovaklar ishtirokidagi o'tkazuvchanlik
4	n – tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich uchun dreyf toki ifodasini ko'rsating	* $J = qn\mu_n E$	$J = qp\mu_n E$	$J = qp\mu_p E$	$J = q\mu_n E$
5	p- tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich uchun qaysi zaryad tashuvchilar noasosiy hisoblanadi?	* Elektronlar.	Eksitonlar	Kovaklar.	To'g'ri javob yo'q.
6	n – tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgichda Fermi sathi qaerda joylashgan?	* Taqiqlangan sohaning yuqori yarmida.	O'tkazuvchan sohada.	Valent sohada.	Taqiqlangan sohaning pastki yarmida.
7	p – tip o'tkazuvchanlikka ega	*Taqiqlangan sohaning pastki	O'tkazuvchan sohada.	Valent sohada.	Taqiqlangan sohaning yuqori

	yarimo'tkazgichda Fermi sathi qaerda joylashgan?	yarmida.			yarmida.
8	Xususiy o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgichda Fermi sathi qaerda joylashgan?	* Taqiqlangan sohaning o'rtasida.	O'tkazuvchan sohada.	Taqiqlangan sohaning pastki yarmida.	Taqiqlangan sohaning yuqori yarmida.
9	p- tip o'tkuazuvchanlikli yarimo'tkazgich uchun energetik sohalar diagrammasini ko'rsating				
10	Elektr o'tkazuvchanlikning $\sigma = en\mu$ ifodasida μ nima?	* Zaryad tashuvchilarning xarakatchanligi.	Zaryad tashuvchilarning o'rtachaxarakat tezligi.	Zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi.	Zaryad tashuvchilarning effektiv massasi.
11	Quyidagi ta'riflardan qaysi biri to'g'ri?	* n- tip o'tkazuvchanlikdagi yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar elektronlardir.	n- tip o'tkazuvchanlikdagi yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar kovaklardir.	p- tip o'tkazuvchanlikdagi yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar elektronlardir	Xususiy yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar elektronlar
12	Yarimo'tkazgichlardagi xususiy o'tkazuvchanlik	* Xususiy zaryad tashuvchilari o'tkazuvchanlik	Elektronli o'tkazuvchanlik.	Kovakli o'tkazuvchanlik.	Ionli o'tkazuvchanlik.

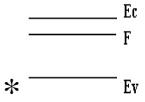
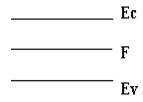
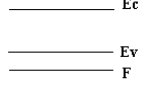
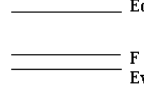
	ik nima?	nlik.			
13	Yarimo'tkazgi chlarda kirishmali o'tkazuvchanlik nima?	* Kirishma markazlari natijasida hosil bo'luvchi o'tkazuvchanlik.	Elektronli o'tkazuvchanlik.	Kovakli o'tkazuvchanlik.	Elektronlar va kovaklar ishtirokidagi o'tkazuvchanlik
14	Xona xaroratida kremniy taqiqlangan soha energiyasining kengligi nimaga teng?	*1.12 eV.	0.8 eV.	1.0 eV.	1.5 eV.
15	n – tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgi ch uchun dreyf toki ifodasini ko'rsating	* $J = qn\mu_n E$	$J = qp\mu_n E$	$J = qp\mu_p E$	$J = q\mu_n E$
16	n – tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgi ch uchun energetik sohalar diagrammasini ko'rsating				
17	p- tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgi	* Elektronlar.	Eksitonlar	Kovaklar.	To'g'ri javob yo'q.

	ch uchun qaysi zaryad tashuvchilar noasosiy hisoblanadi?				
18	Yarimo'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi qanday birliklarda o'lchanadi?	* To'g'ri javob yo'q.	Kulonlarda.	Santimetrlarda.	Metr kublarda.
19	Dielektriklar	*Hammasi to'g'ri	Elektr tokini yomon o'tkazadi	Ta'qiqlangan sohasi katta	Zaryadlarning kinko'chish imumkin bo'lmaydi
20	Dipol	*Musbat va manfiy zaryaddan iborat birikmalar	O'zaro ta'sirlashuvchi 2 zaryad	Miqdorlari teng va qarama-qarshi	Zaryadli bog'langan 2 zaryad
21	Qutblanish	*Ionlarni bir yo'nalishda tuzilgani	Elektrning tartibli joylashishi	Elektronlar va ionlarni o'zaro ta'sirlashuvi	Tashqi elektr maydoni ta'sirida atomning elektron qobiqlarini deformatsiyalanishi
22	Qutblanish turlari	*Orientatsion, elektron, ion	Atomli, molekulali, ionli, qutblanish	Ion-ion, elektron-atom, molekulyar-kristall panjaralari	Atom, ionlarni va elektronlarni tashqi maydon bilan

					ta'sirlashuvi
23	Pezoelektrik xodisa	*Elektr maydon ta'sirida kristallda deformatsiya vujudga kelishi	Magnit maydoni ta'sirida qutblanish	Issiqlik ta'sirida dielektrik xususiyatlarini o'zgarishi	Tashqi ta'sirlarni dielektrik doimiysini o'zgartirish
24	Dielektrik yo'qotish	*Tashqi elektr maydonini dielektrik qutblanishga sarflangan qismi	Tashqi o'zgaruvchan elektr maydonning xajmida issiqlikka aylangan qismi	Dielektrik xajmida dipol xosil bo'lish energiyasi	Dielektrikda ionlar siljishiga sarflangan energiya
25	Dioksid kremniy bu	*Dielektrik xususiyatli modda	Tokni yaxshi o'tkazuvchi modda	Yarimo'tkazgich modda	O'ta o'tkazuvchi modda
26	Zaryad tashuvchilarning sochilishini nima?	* Sochilish bu – zaryad tashuvchilar xarakteristik traektoriyasining egilishi.	Sochilish bu – zaryad tashuvchilar o'rtacha tezligining ortishi.	Sochilish bu – zaryad tashuvchilarning bo'linishi.	Sochilish bu – zaryad tashuvchilar sonining kamayishi.
27	Qaysi kattaliklar sochilishning miqdoriy o'lchovi hisoblanadi?	* Erkin yugurish yo'li va relaksatsiya vaqti.	O'rtacha tezlik va zaryad tashuvchilar xarakteristikligi.	Zaryad tashuvchilarning turi va ularning konsentratsiyasi.	Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti
28	Moddaning issiqlik o'tkazuvchanligi nima?	* Moddaning ko'proq qizigan tarafidan	Elektr tokio'tgandamodda ningqizishi.	Moddaning kamroq qizigan tarafidan ko'proq	Yoritilgan moddaning qizishi

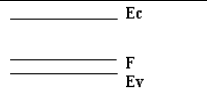
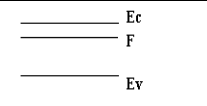
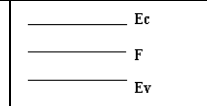
		kamroq qizigan tarafiga issiqlik miqdorining o'tish xodisasi		qizigan tarafigi issiqlik miqdorining o'tish hodisasi.	
29	Yarimo'tkazgichlarda Nernst-Ettingsgauzen effekti qanday tashqi kuchlar ta'sirida vujudga keladi?	* Magnit maydon va temperatura gradienti.	Elektr maydon va temperatura gradienti.	Elektr va magnit maydonlar.	Modda tuzilishi va issiqlik
30	Yarimo'tkazgichlardagi xususiy o'tkazuvchanlik nima?	* Xususiy zaryad tashuvchilik o'tkazuvchanlik.	Elektronli o'tkazuvchanlik.	Kovakli o'tkazuvchanlik.	Ionli o'tkazuvchanlik.
31	Yarimo'tkazgichlarda kirishmali o'tkazuvchanlik nima?	* Kirishma markazlari natijasida hosil bo'luvchi o'tkazuvchanlik.	Elektronli o'tkazuvchanlik.	Kovakli o'tkazuvchanlik.	Elektronlar va kovaklar ishtirokidagi o'tkazuvchanlik
32	Fermi sathi	*Mutloq nol haroratda fermionlar egallagan eng yuqori energiya sathi	Ideal kristaldagi elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lmagan soha	Mutloq nol harakatda atomning valent elektronlarga to'liq to'ldirilgan kristalldagi elektronlarni mumkin	Uyg'otilgan da sathlarda elektronlar tura oladigan soha

				bo'lgan energiya qiymatlari sohasi	
33	Fermion	*Yarim butun spinga ega bo'lgan zarra yoki ko'p zarrali kvant tizimning uyg'onish-kvazizarra	Atomdan elektron ajralishi yoki birikishidan hosil bo'ladigan zaryadlangan zarracha	Yorug'lik energiyasini o'lchov birligi	Atom yadrosidagi zaryadsiz zarracha
34	Brillyuen sohasi	*Kristallda elektron energiyasi uzluksiz o'zgarib boradigan va chegarasida uziladigan to'lqin vektorlarining fazoviy sohasi	Uyg'otilgan da sathlarda elektronlar tura oladigan soha	Ideal kristaldagi elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lmagan soha	Mutloq nol haroratda atomning valent elektronlarga to'liq to'ldirilgan kristalldagi elektronlarni mumkin bo'lgan energiya qiymatlari sohasi
35	Yarimo'tkazgichlardagi xususiy o'tkazuvchanlik nima?	* Xususiy zaryad tashuvchilik o'tkazuvchanlik.	Elektronli o'tkazuvchanlik.	Kovakli o'tkazuvchanlik	Ionli o'tkazuvchanlik.
36	Yarimo'tkazgichlarda kirishmali o'tkazuvchanlik nima?	* Kirishma markazlari natijasida hosil bo'luvchi o'tkazuvchanlik	Elektronli o'tkazuvchanlik.	Kovakli o'tkazuvchanlik	Elektronlar va kovaklar ishtirokidagi o'tkazuvchanlik

37	Xona xaroratida kremniy taqiqlangan soha energiyasining kengligi nimaga teng?	*1.12 eV.	0.8 eV.	1.0 eV.	1.5 eV.
38	n – tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich uchun dreyf toki ifodasini ko'rsating	* $J = qn\mu_n E$	$J = qp\mu_n E$	$J = qp\mu_p E$	$J = q\mu_n E$
39	n – tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich uchun energetik sohalar diagrammasini ko'rsating				
40	p- tip o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich uchun qaysi zaryad tashuvchilar noasosiy hisoblanadi?	* Elektronlar.	Eksitonlar	Kovaklar.	To'g'ri javob yo'q.
41	Yarimo'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilarning	* To'g'ri javob yo'q.	Kulonlarda.	Santimetrlarda.	Metr kublarda.

	kontsentratsiyasi qanday birliklarda o'lchanadi?				
42	Anod	*Tok manbaining musbat qutbi	Uyg'ongan holatda valent sohosidan elektronni o'ziga tortib oladigan nuqson	Tok manbaining manfiy qutbi	Kimyoviy elementning xossasini o'zida saqlaydigan uning eng kichik bo'lagi
43	Katod	*Tok manbaining manfiy qutbi	Tok manbaining musbat qutbi	Uyg'ongan holatda valent sohosidan elektronni o'ziga tortib oladigan nuqson	Uyg'ongan holatda valent sohosidan elektronni o'ziga tortib oladigan nuqson
44	Atom	*Kimyoviy elementning xossasini o'zida saqlaydigan uning eng kichik bo'lagi	Mikrozarralari to'g'ri davriy joylashuvga ega bo'lmagan jism	Tok manbaining manfiy qutbi	Uyg'ongan holatda valent sohosidan elektronni o'ziga tortib oladigan nuqson
45	Aynigan yarimo'tkazgich	*Fermi sathi o'tkazuvchanlik yoki valent sohasida joylashgan yarimo'tkazgich	Fermi sathi taqiqlangan sohada uning chegaralaridan kamida KTdan kattaroq masofada joylashgan yarimo'tkazgich	Uyg'ongan holatda valent sohosidan elektronni o'ziga tortib oladigan nuqson	Tok manbaining musbat qutbi

46	Aynimagan yarimo'tkazgich	*Fermi sathi taqiqlangan sohada uning chegaralaridan kamida KTdan kattaroq masofada joylashgan yarimo'tkazgich	Fermi sathi o'tkazuvchanlik yoki valent sohasida joylashgan yarimo'tkazgich	Tok manbaining manfiy qutbi	Uyg'ongan holatda valent sohosidan elektronni o'ziga tortib oladigan nuqson
47	Bog'langan elektron	*Atom yadrosiga elektrostatik tortishish tufayli bog'langan elektron	Atom elektronining energiyasini belgilovchi kvant son	Kristall panjara simmetriyasining mumkin bo'lgan xillari	Vodorod atomida yadroga eng yaqin elektronning orbita radiusi
48	Bolometr	*Elektrik qarshiligi temperaturaga bog'liq bo'lgan, elektromagnit nurlanish energiyasini o'lchovchi asbob	Atom tizimlarining magnitik momentlarini o'lchash birligi	Vodorod atomida yadroga eng yaqin elektronning orbita radiusi	Kristall panjara simmetriyasining mumkin bo'lgan xillari
49	p- tip o'tkuazuvchanlikli yarimo'tkazgich uchun dreyf tokining ifodasini ko'rsating	* $J = q\mu_p E$	$J = q\mu_n E$	$J = qn\mu_n E$	$J = q\mu_n E$
50	p- tip o'tkuazuvchanlikli				

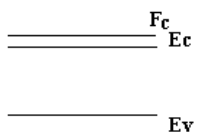
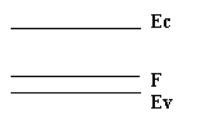

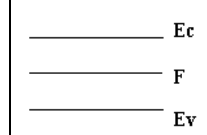
	yarimo'tkazgich uchun energetik sohalar diagrammasini ko'rsating				
51	Elektr o'tkazuvchanlikning $\sigma = en\mu$ ifodasida μ nima?	* Zaryad tashuvchilarning xarakatchanligi.	Zaryad tashuvchilarning o'rtacha xarakatchanligi.	Zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi.	Zaryad tashuvchilarning effektiv massasi.
52	Elektr o'tkazuvchanlikning $\sigma = en\mu$ ifodasida n nima?	* Zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi.	Zaryad tashuvchilarning xarakatchanligi.	Zaryad tashuvchilarning effektiv massasi.	Zaryad tashuvchilarning o'rtacha xarakat tezligi.
53	Zaryad tashuvchilarning xarakatchanligi bu...	* 1 V/sm elektr maydonidagi zaryad tashuvchilarning o'rtacha tezligi.	Yarimo'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarning o'rtacha tezligi.	Yarimo'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarning maksimal tezligi.	Yarimo'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarning minimal tezligi.
54	Ichki fotoeffekt bu...	* Yorug'lik ta'sirida yarimo'tkazgich elektr qarshiligining o'zgarishi.	Yorug'lik ta'sirida yarimo'tkazgichda fotonlar sonining ortishi.	Yoritilganlikda erkin zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasining kamayishi.	Tashqi ta'sirlar ostida elektronlarning ko'chishi
55	Tashqi fotoeffekt bu...	* Yorug'lik ta'sirida elektronlarning yarimo'tkazgichdan emissiyasi.	Yoritilganlikda erkin zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasining kamayishi.	Tashqi kuchlar ta'sirida yarimo'tkazgich o'tkazuvchanligining	Yorug'lik ta'sirida elektronlarning erkin bo'lishi

				kamayishi.	
56	Fotoelektromagnit effekt yoki Kikoina-Noskov effekti bu...	*Notekis yoritilgan yarimo'tkazgich zaryad tashuvchilar diffuziyasi yo'nalishiga tik magnit maydon ga qo'yilganda ko'ndalang EYuK ning hosil bo'lishi.emis siyasi.	Tekis yoritilgan yarimo'tkazgich zaryad tashuvchilar diffuziyasi yo'nalishiga tik magnit maydon ga qo'yilganda ko'ndalang EYuK ning hosil bo'lishi.	Notekis yoritilgan yarimo'tkazgich zaryad tashuvchilar diffuziyasi yo'nalishiga tik magnit maydon ga qo'yilganda bo'ylama EYuK ning hosil bo'lishi.	Tekis yoritilgan yarimo'tkazgich zaryad tashuvchilar diffuziyasi yo'nalishiga tik magnit maydon ga qo'yilganda bo'ylama EYuK ning hosil bo'lishi.
57	Fononlar	*Kristall panjarasi atomlari tebranishlari ni o'zaro ta'sirlashuv energiyasi o'lchovi	Yorug'lik energiyasini o'lchov birligi	Neptonlar sinfiga mansub bo'lgan manfiy zaryadlangan elementar zarra	Atom yadrosi tarkibidagi musbat zaryadlangan zarracha
58	Foton	*Yorug'lik energiyasini o'lchov birligi	Kristall panjarasi atomlari tebranishlari ni o'zaro ta'sirlashuv energiyasi o'lchovi	Elektronlar harakatining xususiy magnit momenti	Neptonlar sinfiga mansub bo'lgan manfiy zaryadlangan elementar zarra
59	Donor	*Kristall panjaraning uyg'onmagan holatda maxalliy sathida elektron	Atomlari donorlik xossasiga ega bo'lgan kirishma	Neptonlar sinfiga mansub bo'lgan manfiy zaryadlangan elementar	Yorug'lik energiyasini o'lchov birligi

		mavjud bo'ladigan nuqsoni		zarra	
60	Donor kirishma	*Atomlari donorlik xossasiga ega bo'lgan kirishma	Kristall panjaraning uyg'onmagan holatda maxalliy sathida elektron mavjud bo'ladigan nuqsoni	Uyg'ongan holatda valent sohasidan elektronni o'ziga tortib oladigan nuqson	Atomdan elektron ajralishi yoki birikishidan hosil bo'ladigan zaryadlangan zarracha
61	Yarimo'tkazgich – metall o'tish chegarasidagi potentsial to'siq nima bilan aniqlanadi?	* hamma javob to'g'ri	CHIqish ishlari farqi bilan.	Metallvayarimo'tkazgichdagielektronlarkontsentratsiyasiningfarqibilan.	Yoritilganlik bilan.
62	Omik kontaktga qanday shartlar qo'yiladi?	* Kontakt volt – amper xarakteristikasining chiziqiligi.	Kontakt volt – amper xarakteristikasining noxiziqiligi.	Xarorat bog'lanishining mavjudligi.	Yoritilganlikka sezgirligi.
63	MDYa tizimida dielektrikning roli	*Elektron jarayonlarni boshqaruvchi zaruriy qatlam	Tashqi muxitdan muxofaza	Doimiy mavjud, tabiiy qatlam	Metall-dielektrik yarimo'tkazgich kontaktini ta'minlovchi qatlam
64	Xoll samarasi	* \bar{H} magnitik maydonda joylashgan	Ikki xil metall yoki yarimo'tkazgich kontakti	Bir jisimli tok o'tib turganda va bunda	N- simon volt-amper tavsifnomali yarimo'tkaz

		\bar{j} zichlikli tok oqayotgan qattiq o'tkazgichda \bar{H} va \bar{j} larga tik yo'nalishda elektrik maydonning vujudga kelishi	orqali doimiy tok o'tib turadigan issiq ajralishi yoki yutilishi hodisasi	bo'ylama temperature gradusini mavjud bo'lganda issiqlik ajralishi yoki yutilishi	gichlarda elektr tokining yuqori takroriylikli tebranishlarini hosil bo'lishi
65	Gann samarasi	*N- simon volt-amper tavsifnomali yarimo'tkazgichlarda elektr tokining yuqori takroriylikli tebranishlarini hosil bo'lishi	\bar{H} magnitik maydonda joylashgan \bar{j} zichlikli tok oqayotgan qattiq o'tkazgichda \bar{H} va \bar{j} larga tik yo'nalishda elektrik maydonning vujudga kelishi	Ikki xil metall yoki yarimo'tkazgich kontakti orqali doimiy tok o'tib turadigan issiq ajralishi yoki yutilishi hodisasi	Bir jisimli tok o'tib turganda va bunda bo'ylama temperature gradusini mavjud bo'lganda issiqlik ajralishi yoki yutilishi
66	Pelte samarasi	*Ikki xil metall yoki yarimo'tkazgich kontakti orqali doimiy tok o'tib turadigan issiq ajralishi yoki yutilishi hodisasi	N- simon volt-amper tavsifnomali yarimo'tkazgichlarda elektr tokining yuqori takroriylikli tebranishlarini hosil	Bir jisimli tok o'tib turganda va bunda bo'ylama temperature gradusini mavjud bo'lganda issiqlik ajralishi yoki	\bar{H} magnitik maydonda joylashgan \bar{j} zichlikli tok oqayotgan qattiq o'tkazgichda \bar{H} va \bar{j} larga tik

			bo'lishi	yutilishi	yo'nalishda elektrik maydonning vujudga kelishi
67	Tomson samarasi	*Bir jisimli tok o'tib turganda va bunda bo'ylama temperature gradusini mavjud bo'lganda issiqlik ajralishi yoki yutilishi	Ikki xil metal yoki yarimo'tkaz gichkontakti orqali doimiy tok o'tib turadigan issiq ajralishi yoki yutilishi hodisasi	\bar{H} magnitik maydonda joylashgan \bar{j} zichlikli tok oqayotgan qattiq o'tkazgichda \bar{H} va \bar{j} larga tik yo'nalishda elektrik maydonning vujudga kelishi	N- simon volt-ampere tavsifnomali yarimo'tkaz gichlarda elektr tokining yuqori takroriylikli tebranishlari ni hosil bo'lishi
68	p-n o'tishdagi potentsial to'siq nima bilan aniqlanadi?	* Yarimo'tkaz gich materialining turi va p va n sohalardagi erkin zaryad tashuvchilarning nisbati bilan.	Yarimo'tkaz gich materialining turi bilan.	n sohadagi erkin elektronlarning konsentratsiyasi bilan.	p sohadagi erkin kovaklarning konsentratsiyasi bilan.
69	p - n o'tish volt – ampere xarakteristikasini tavsiflovchi ifodani ko'rsating.	* $I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right)$	$I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} \right)$	$I = I_s \left(\exp \frac{1}{kT} - 1 \right)$	$I = \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right)$

70	n - tip yarimo'tkazgichning Xoll koefitsienti nima?	* $R = \frac{1}{qn}$	$R = \frac{\mu}{qP}$	$R = \frac{1}{qP}$	$R = \frac{n}{qP}$
71	p - tip yarimo'tkazgichning Xoll koefitsienti nima?	* $R = \frac{1}{qP}$	$R = \frac{n}{qP}$	$R = \frac{1}{qn}$	$R = \frac{\mu}{qP}$
72	p- tip o'tkuazuvchanlikli yarimo'tkazgich uchun dreyf tokining ifodasini ko'rsating	* $J = qP\mu_p E$	$J = qP\mu_n E$	$J = qn\mu_n E$	$J = q\mu_n E$
73	p- tip o'tkuazuvchanlikli yarimo'tkazgich uchun energetik sohalar diagrammasini ko'rsating	* 			
74	p-n o'tishning to'g'rilash xossasi shundan iboratki, u orqali to'g'ri kuchlanishda, teskari kuchlanishda	1. tok o'tadi, 2. tok o'tadi. Lekin u to'g'ri tokdan yuz minglab marta kichik	1. tok o'tadi, 2. tok o'tmaydi.	1.tok o'tmaydi, 2. tok o'tadi.	1.tok o'tadi, 2. tok o'tadi.
75	Sanoat chastotali o'zgaruvchan	past chastotali, o'rta va	yuqori chastotali diodlar	yuqori chastotali va yuqori	past chastotali ,past quvatli

	tokni o'zgarmas tokka aylantirish uchun qaysi diodlar ishlatiladi.	yuqori quvvatli diodlar;		quvvatli diodlar	diodlar
76	Quyidagi ifodalardan qaysi biri p-n o'tishni VAX ni ifodalaydi?	* $j = j_s (e^{\frac{eV}{kT}} - 1)$	$I = g U^{-3/2}$	$I = fU^2$	$I=f(U)$
77	Yarimo'tkazgichli materiallar elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha necha turga bo'linadi?	3	5	4	2
78	Teskari kuchlanish ta'sirida sig'imi 6^{-10} marta o'zgaradigan diod – bu	Varikap	Tunnel diod	Stablitron	Fotodiod
79	Yarimo'tkazgichli materiallar elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha necha turga bo'linadi?	3	5	4	2
80	Teskari kuchlanish ta'sirida sig'imi 6^{-10}	Varikap	Tunnel diod	Stablitron	Fotodiod

	marta o'zgaradigan diod – bu				
--	------------------------------------	--	--	--	--

TAQDIMOTLAR

Rasmda Brave fazoviy panjaralari ko'rsatilgan.
Trigonal panjarani ko'rsating.

1 2 3

A. 2 B. 3

C. 1, 2, 3 D. 1

4 : 52 Chiqish

Rasmda kubstimon panjara ko'rsatilgan.
[111] kristallografik tekislikni ko'rsating.

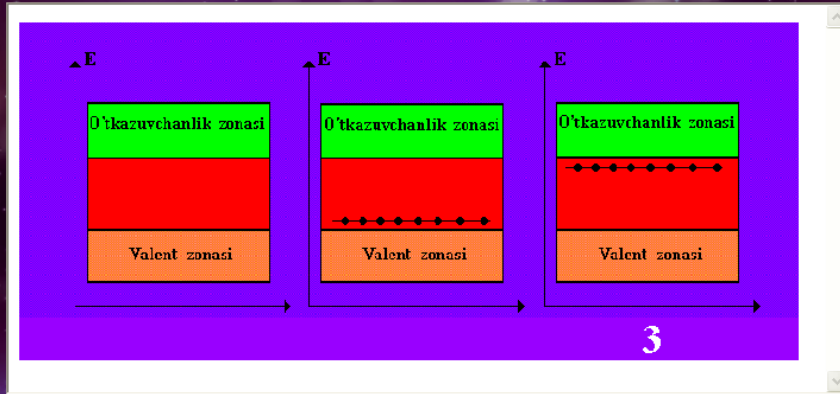
1 2 3

A. 1 B. 3

C. 2 D. 1, 2, 3

4 : 10 Chiqish

Yarimo'tkazgich materiallarning zonaviy diagrammalari rasmda ko'rsatilgan.
O'tkazuvchanligi kovak tur bo'lgan material uchun qaysi diagramma mos keladi?

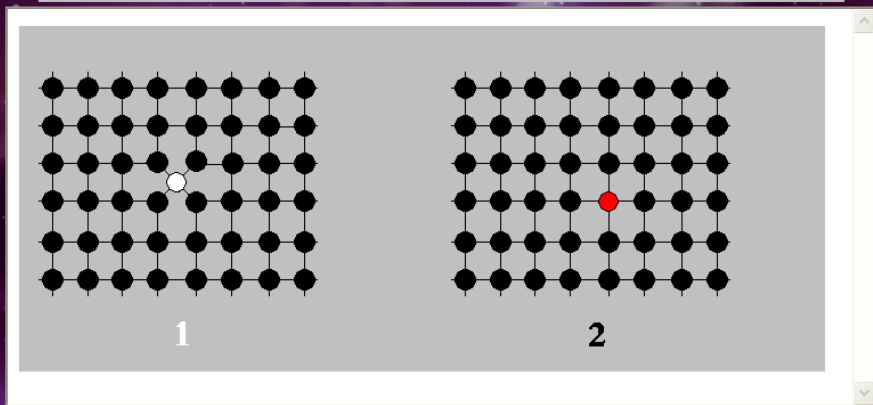


- A. 1
- B. 3
- C. 2
- D. 2,3

4 : 55

Chiqish

Yarimo'tkazgich kristall panjarasiga kiritilgan chuqur markazlar rasmda ko'rsatilgan.
Markazlardan qaysi biri suqulma kirishma hisoblanadi?

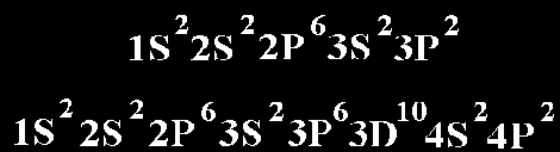


- A. 1, 2
- B. 1
- C. 2
- D. To'g'ri javob yo'q

4 : 45

Chiqish

Rasmda elektronlarning ikki xil yarimo'tkazgich uchun taqsimoti berilgan. Bu (atom nomeri Si-14, Ge-32) taqsimot qaysi yarim o'tkazgich uchunligini ko'rsating.



A. To'g'ri javob yo'q

B. Yuqori – Si

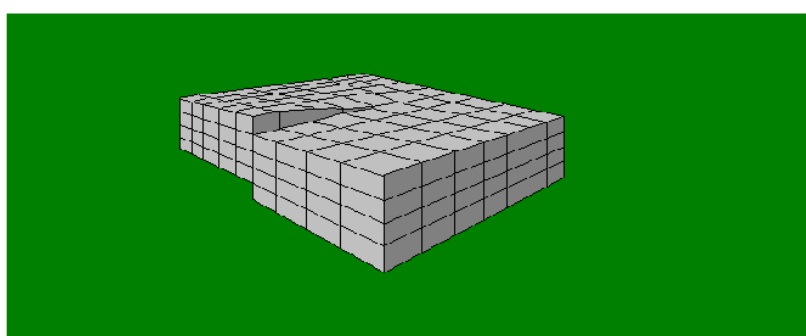
C. Pastki – Si

D. Yuqori – Ge

4 : 50

Chiqish

Rasmda kristall panjaraning qanday nuqsoni ko'rsatilgan?



A. Chegaraviy dislokasiya

B. Siljish dislokasiya

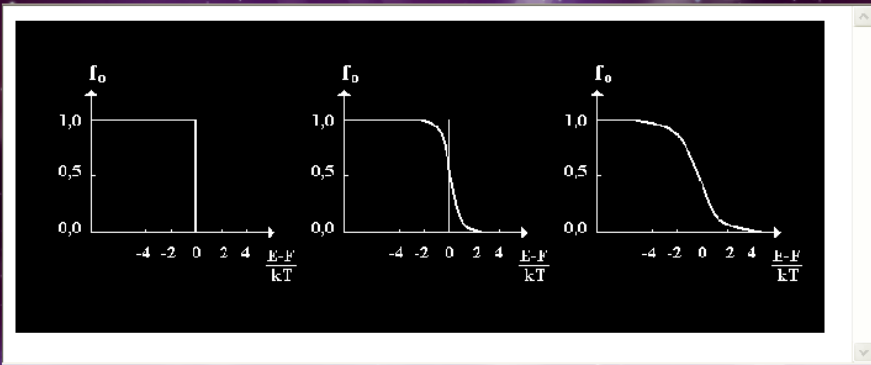
C. Qirraviy dislokasiya

D. Vintsimon dislokasiya

4 : 36

Chiqish

Rasmda Fermi – Dirak funqsiyasining har xil temperaturalar uchun taqsimoli berilgan. Temperatura uchun to'g'ri taqsimotni ko'rsating.



- | | | | |
|---|-------------------|----|-------------------|
| A | $T_3 < T_1 < T_2$ | B. | $T_1 < T_2 < T_3$ |
| C | $T_3 < T_2 < T_1$ | D. | $T_3 < T_2 < T_1$ |

4 : 53

Chiqish

Berilgan holat uchun elektronlar bilan to'lish ifodasi keltirilgan. Ushbu ifoda qanday ataladi?

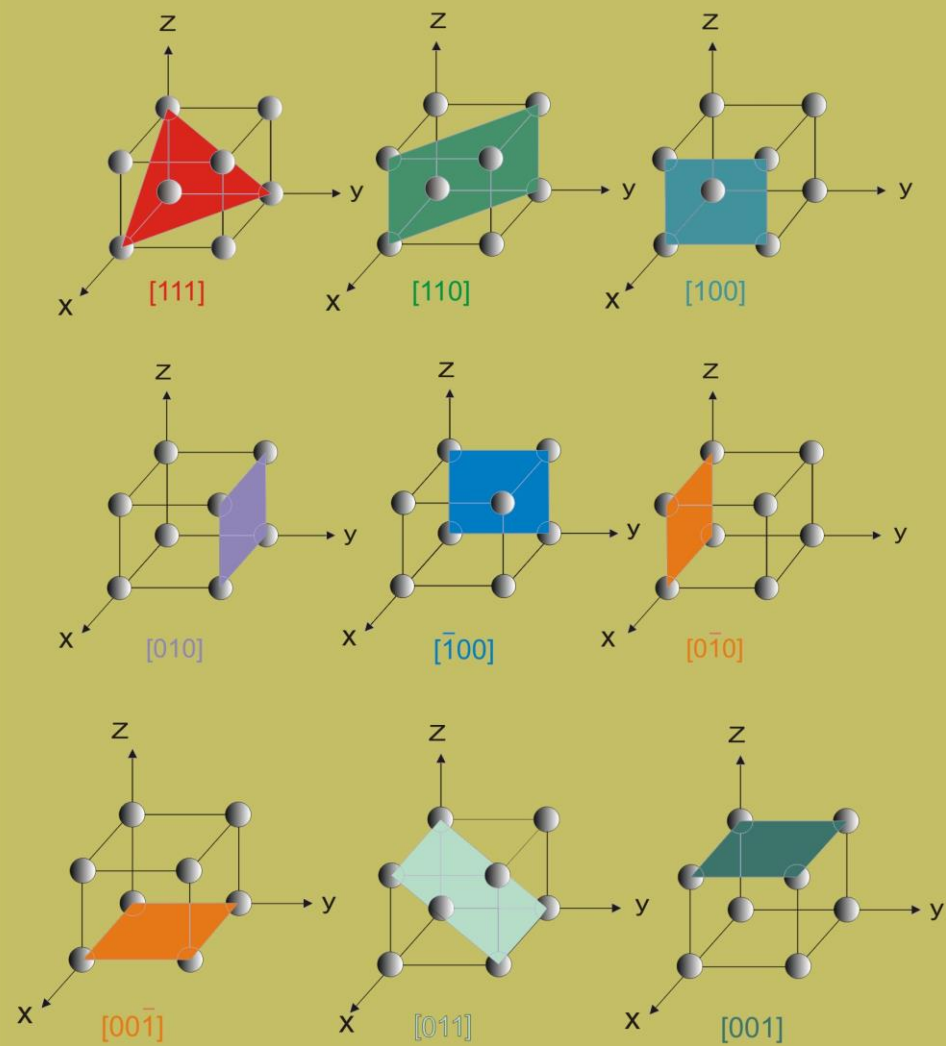
$$f_0(E) = \frac{1}{\exp \frac{E-F}{kT} + 1}$$

- | | | | |
|----|---------------------------------|----|------------------------------------|
| A. | Bolsman funqsiyaning taqsimoti | B. | Fermi Dirak funqsiyaning taqsimoti |
| C | Maksvell funqsiyaning taqsimoti | D | To'g'ri javob yo'q |

4 : 51

Chiqish

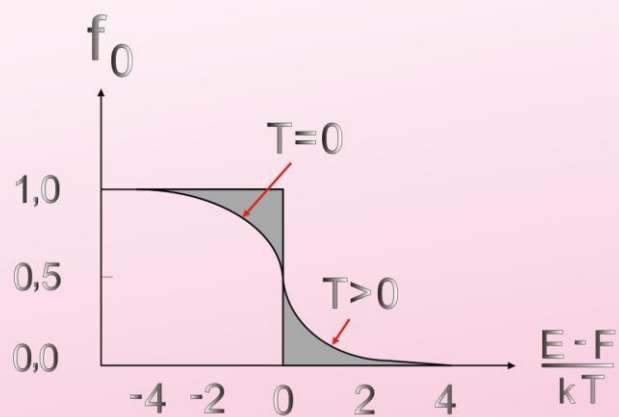
KUBSIMON KRISTALNING ASOSIY TEKISLIKLARINING MILLER INDEKSLARI



BA'ZI YARIMO'TKAZGICHLANING FIZIKAVIY PARAMETLARI

Parametr	O'lchov birligi	Si	Ge	GaAs	InSb
		300K	300K	300K	300K
Elektronga asldoshlik	eV	4,05	4,0	4,07	4,59
Taqiqlangan sohaning kengligi	eV	1,12	0,803	1,43	0,18
Xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi	sm^{-3}	$1,6 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^{16}$
Dieléktrik singdiruvchanlik		11,8	16,0	10,9	17,0
Sindirish ko'rsatkichi	n	3,44	4,0	3,4	3,75
Elektronlar harakatchanligi	$\text{sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	1450	3900	8500	7800
Kovaklar harakatchanligi	$\text{sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	600	1900	400	750
Noasosiy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti	S	$2,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-8}	10^{-8}
O'tkazuvchanlik sohasidagi holatlarning samaraviy zichligi	sm^{-3}	$2,8 \cdot 10^{19}$	$1,04 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$	$3,7 \cdot 10^{16}$
Valentlik sohasidagi holatlarning samaraviy zichligi	sm^{-3}	$1,02 \cdot 10^{19}$	$6,1 \cdot 10^{18}$	$7,0 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{19}$
Elektronlarning effektiv massasi	$\frac{m^*}{m_0}$	0,97 (l) 0,19 (t) 1,08 (d)	1,6 (l) 0,082 (t) 0,57 (d)	0,068	0,013
Kovaklarning effektiv massasi	$\frac{m^*}{m_0}$	0,16 (l) 0,5 (h) 0,59 (d)	0,04 (l) 0,3 (h) 0,37 (d)	0,12 0,5	0,012 0,6

FERMI - DIRAK FUNQSIYANING TAQSIMOTI



$$f_0(E) = \frac{1}{\exp \frac{E-F}{kT} + 1}$$

F - Fermi energiyasi - sistema zarralari sonini bir birlikka o'zgartirish uchun sarflangan ish

T - temperatura

k - Boltsman doyimiyasi

GLOSSARIY

№	O'zbekcha	Ruscha
1.	Yarimo'tkazgich - o'z solishtirma elektrik o'tkazuvchanligi bo'yicha o'tkazgich va dielektrik orasida bo'lgan va solishtirma elektrik o'tkazuvchanligining temperatura va kirishmalar kontsentratsiyasiga kuchli bog'lanishi bilan o'tkazgichdan farq qiladigan modda	Полупроводник –это вещество по своему электрическому сопротивлению занимающее промежуточное положение между металлами и диэлектриками, а также отличающиеся от проводников сильной связью δ от T
2.	Yarimo'tkazgich asboblari - ishlashi bir jinsli va nobirjins <i>p-n</i> o'tishlarga, geteroo'tishlarga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarning xossalari asoslangan xilma-xil asboblarning umumiy nomi	Полупроводниковые приборы – электронные изделия различных типов принцип работы которых основанный на особенностях <i>p-n</i> и гетеропереходах
3.	Qattiq jism - moddaning agregat holati; turg'un shaklga hamda uni tashkil qilgan atomlarning o'z muvozanat holatlari atrofida kichik tebranishlar tarzidagi issiqlik harakatiga ega bo'lishi bilan tavsiflanadi	Твердое тело - агрегатное состояние тела, в котором составляющие атомы находятся в состоянии покоя или колебаний вокруг состояний покоя в виде тепловых движений
4.	Sathda yashash vaqti - tizimning berilgan sathda yashash vaqtining <i>e</i> marttagacha kamayishi uchun ketadigan vaqt	Поверхстное время жизни – время затрачиваемое на уменьшение времени жизни в <i>e</i> раз.
5.	Zaryadlangan zarra - moddaning elektrik zaryadga ega bo'lgan zarrasi	Заряженная частица – част вещества имеющиеся электрический заряд
6.	Dielektriklar - amalda elektrik tokni o'tkazmaydigan moddalar	Диэлектрики – обычно тока не пропускающие вещества
7.	Diffuziya - biror muhitda atomlar, molekulalar, ionlar va boshqa yirikroq zarralarning issiqlik harakati oqibatida, uning konsentratsiyasi kamayishi yo'nalishida moddaning (zarralarning) tarqalishi	Диффузия – распространение в веществе атомов, молекул и других частиц в направлении уменьшения концентрации частиц под действием теплового движения

8.	Atom kristall - panjarasi tugunlarida elektrik betaraf atomlar joylashgan kristall	Атомный кристалл - кристалл в узлах решетки которого размещены нейтральные атомы
9.	Atom radiusi - molekulalar va kristallarda atomlararo masofalarni taqriban baholash imkonini beruvchi tavsif	Радиус атома –межмолекулярное или межатомное расстояния в кристаллах, дающие возможности их приблизительно оценит
10.	Fermi sathi - mutlaq nol temperaturada fermionlar egallagan eng yuqori energiya sathi	Уровень Ферми – максимальный энергетический уровень при 0 К температуре, который могут занимать фермионы
11.	Kirishmalar zonasi - bir xildagi kirishma sathlari to'plami hosil qilgan va to'la yoki qisman taqiqlangan sohada joylashgan energiyaviy soha	Примесные зоны – энергетическая зона находящаяся полностью или частично в запрещенной зоне, образованная скоплением идентичными примесными атомами
12.	Kirishmaviy yarimo'tkazgich - donor va (yoki) akseptor kirishmasiga ega bo'lgan yarimo'tkazgich	Примесные полупроводники – полупроводники содержащие донорные или акцепторные подвижные заряды примеси
13.	Noasosiy zaryad tashuvchilar - mazkur yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasidan nisbatan kam konsentratsiyali harakatchan zaryad tashuvchilar: <i>p</i> -tur yarimo'tkazgichdagi elektronlar, <i>n</i> -tur yarimo'tkazgichdagi kovaklar	Подвижные носители заряда -концентрация которых меньше чем основных носителей: электроны <i>p</i> -типа, дырки в <i>n</i> -типа полупроводниках
14.	Tomson elektrotermik samarasi - bir jinsli yarimo'tkazgichdan ma'lum bir zichlikli tok o'tib turganda va bo'ylama temperatura gradienti mavjud bo'lganda joul issiqligidan boshqa issiqlik ajralishi yoki yutilishi	Электротермический эффект Томсона - выделение и поглощение Джоулева тепла при прохождении тока в однородном полупроводнике в данном направлении и при наличии его теплового градиента
15.	Kirishmaviy sathlar - yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasida joylashgan hamda	Уровень примесей – энергетический уровень, расположенные в запрещенной

	kirishmalar, tuzilish nuqsonlari mavjudligi bilan bog'liq elektrik o'tkazuvchanlik	зоне полупроводника и обусловленные наличием примесей и дефектов структуры
16.	Nerst -Ettingauzen samarasi - \vec{j} zichlikli tok oqayotgan o'tkazgichga $\vec{H} \perp \vec{j}$ magnitik maydon ta'sir qilganda \vec{j} va \vec{H} larga tik yo'nalishda temperatura gradientining yuzaga kelishi	Эффект Нерста-Эттингаузена – под воздействием магнитного поля $\vec{H} \perp \vec{j}$ в полупроводнике с током плотности \vec{j} возникает градиент температуры в направлении перпендикулярном направлениям \vec{j} и \vec{H} это эффект Нерст-Эттингаузена
17.	Erkin zona - mutlaq nol temperaturada elektronlar bo'lmaydigan ruxsat etilgan zona	Свободный электрон - свободный от ядерного притяжения и свободно перемещающийся в веществе или около него электрон
18.	Fotodielektrik samara - elektromagnitik nurlanish ta'sirida muhit statik dielektrik singdiruvchanligining o'zgarishi	Фотоэлектрический эффект – изменение статического диэлектрического поглощения среды под воздействием электромагнитного излучения
19.	Fotoelektrik tok - fotosamara natijasida vujudga kelgan elektrik tok	Фотоэлектрический ток – электрический ток, возникающий в результате фотоэффекта
20.	Kontakt potensial to'sig'i - ikki jism sirtida yopuvchi qatlam hosil bo'lishi sababli vujudga keladigan potensial to'siq	Контактный потенциалный барьер – потенциалный барьер возникающий образованием на поверхности двух веществ закрывающего слоя
21.	Omik kontakt - qo'shni sohalardan tok o'tishida ma'lum me'yorda om qonunidan muhim chetlanishlar bo'lmaydigan kontakt	Омический контакт – при прохождении тока между двумя веществами не наблюдается, существенным образом, отклонения о закона Ома
22.	p-n o'tishning elektrik teshilishi - p-n o'tishning ko'chki yoki tunnel mexanizmi tufayli vujudga keladigan teshilishi	Пробой p-n-перехода – туннельный или лавинный пробой тока в p-n-перехода
23.	p-n struktura - bir-biri bilan	p-n struktura – соединенные

	chegaradosh p -soha va n -sohadan iborat struktura	между собой n - и p - полупроводники
--	---	---