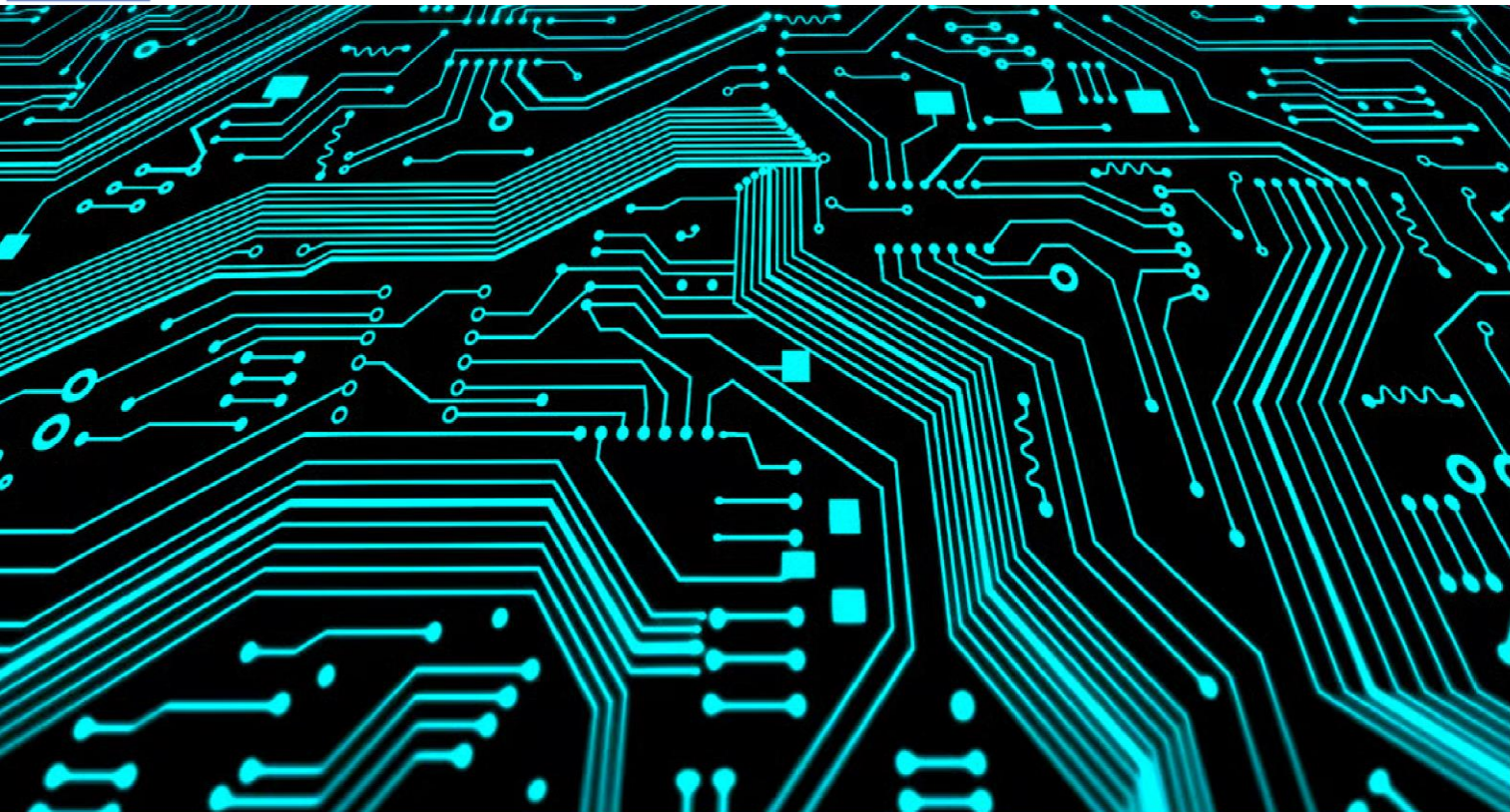




Co-funded by the
European Union



O'zbekiston Respublikasi
Oliy ta'lim, fan va innovatsiyalar vazirligi

R. Aliyev, M. Nosirov, A. Kurbanov

YARIMO'TKAZGICH MATERIALLARNING OPTIK VA FIZIK XUSUSIYATLARI

O'quv qo'llanma

Toshkent – 2025 yil

R. Aliyev, M. Nosirov, A. Kurbanov

**YARIMO'TKAZGICH MATERIALLARNING OPTIK VA FIZIK
XUSUSIYATLARI.**

O'quv qo'llanma.

Toshkent, 2025 yil. – 405 sahifa.

Taqrizchilar:

Fizika-matematika fanlari doktori, professor, O'zR FA Akademigi S.
Zaynabidinov

Fizika-matematika fanlari doktori, professor Q. A. Ismailov

Fizika-matematika fanlari bo'yicha falsafa doktori, dosent B.D. Rashidov

O'quv qo'llanma oliy ta'lim uchun xalqaro O'quv rejalari va dasturlarini tahlil etish orqali ishlab chiqilgan yangi dastur asosida tayyorlangan. Unda yarimo'tkazgichlar fizikasining fundamental asoslarini bayon qilish bilan bir vaqtda real materiallarning xususiyatlari, optik va elektrofizik parametrlari tahlil etilgan. Turli yarimo'tkazgich materiallarning umumiy fizik va optik parametrlari ko'psonli jadvallarda ularni o'z'aro taqqoslash imkoniyati bilan keltirilgan.

O'quv qo'llanma Evropa ittifoqining "Erasmus+" dasturi doirasida "O'zbekistonda quyosh energetikasi bo'yicha maqsadli muhandislar tayyorlash O'quv dasturini ishlab chiqish" (101128871 - DEBSEUz - ERASMUS-EDU-2023-CBHE) loyihasida ko'zda tutilgan amaliy natijalardan biri sifatida tayyorlangan.

O'quv qo'llanma Andijon Davlat universiteti "Ilmiy Kengashi"ning 2025 yil 3
iyun kuni o'tkazilgan 10- yig'ilishi (Bayonnoma No. 10) qaroriga ko'ra
nashrga tavsiya etilgan.

KIRISH

Yarimo'tkazgich materiallar eng keng tarqalgan fotoelektrik energiya manbalarining asosini tashkil etadi. Har qanday energiya manbalaridan foydalanish, ularning fotoelektrik va energetik parametrlarini nazorat qilish, zarur bo'lganda korrektsiyalash hamda ularni elektr tarmoqlariga ulash jarayonlarida yarimo'tkazgich materiallar negizida yaratilgan elektron asboblardan foydalaniladi. Shuning uchun tayyorlanayotgan mutahassislar yarimo'tkazgich materiallar negizida yaratilgan elektron asboblari, ularning ishlash tamoyillari, ishchi parametrlari va elektr sxemalariga ulash tartiblarini bilish talab etiladi. Bunday bilimlarni egallashdan oldin talabalar yarimo'tkazgich materiallarning optik va fizik xususiyatlari bilan tanishishlari taqozo etiladi.

Bugungi kunda yarimo'tkazgich materiallar negizida yaratilgan elektron asboblarning turlari juda keng, chunki elektron asbobning ekspluatatsion xarakteristikalarini va ularni ifodalovchi fizik parametrlari asos sifatida qo'llanilgan materialning xususiyatlari bilan cheklanadi. Bunday asboblari orasida optoelektron va fotoelektrik qurilmalar, shu jumladan quyosh elementlari tayyorlanadigan materiallarning optik va elektrofizik xususiyatlari juda muhim hisoblanadi. Optik xususiyatlari to'g'risida fikrlashganda avvalo materialning taqiqlangan energetik zonasining kengligi, optik o'tishlarning to'g'ri yoki to'g'ri emasligi muhim ahamiyatga ega. Material hajmida mavjud kristallografik sifat, turli jihatli nuqsonlarning bo'lishi, ularning nur tushgandagi va harorat o'zgargandagi zaryad ko'chish jarayonlariga salbiy yoki ijobiy ta'sir ko'rsatishi kabilar optik va fizik xususiyatlarning o'zgarishiga olib kelishi mumkin. Undan tashqari optik va fotoelektrik asbob tayyorlanadigan materialdan olinadigan yupqa plastinalar yoki yupqa qatlamlarning fizik va optik xususiyatlari ularning sirt holatlari bilan bog'liq. Sirt holatlarini yaxshilash orqali rekombinatsiya ildamligini pasaytirish uchun boshqa turdagi optik materiallardan foydalanish yoki sirtida turli shakl va o'lchamdagi teksturalar hosil qilish kabi texnologiyalarning qo'llanilishi yarimo'tkazgich asosli optik va elektron asboblarning xususiyatlarini, energetik parametrlarini yaxshilashga olib kelishi mumkin.

Yarimo'tkazgich materiallarning ko'pturliligi, kremniy, germaniy kabi elementar yarimo'tkazgich materiallardan tashqari turli atomlar birikmalaridan tashkil topgan atomar qotishmalar, molekulalarning birikishiga asoslangan molekulyar qotishmalar, organik va polimer materiallar kabi muqobil materiallar negizida yaratilgan quyosh elementlari ham raqobatbardoshlikni namoyon qilmoqda.

Zamonaviy nanotexnologiya yutuqlarini qo'llash orqali yarimo'tkazgich materiallar negizida yaratilgan elektron asboblari, shu jumladan quyosh

elementlarining chiqish parametrlarini tubdan yaxshilash imkoniyatlari paydo bo'lmoqda. Nanoplazmonika effekti, qaynoq zaryad tashuvchilar effekti kabi kvant o'lchamli effektlarni fotovoltaikada qo'llash orqali yarimo'tkazgich materiallarning va oqibatda ular negizida yaratilgan quyosh elementlarining optik va fotoelektrik xususiyatlarini tubdan yaxshilashga erishilmoqda. Shuning uchun "Yarimo'tkazgich materiallarning optik va fizik xususiyatlari" nomli yangi O'quv kursi shakllandi. Ushbu O'quv qo'llanma xalqaro O'quv rejalari va dasturlarini tahlil etish orqali ishlab chiqilgan yangi dastur asosida tayorlandi. Unda yarimo'tkazgichlar fizikasining fundamental asoslarini bayon qilish bilan bir vaqtda real materiallarning xususiyatlari, optik va elektrofizik parametrlari tahlil etilgan. Turli yarimo'tkazgich materiallarning umumiy fizik va optik parametrlari ko'psonli jadvallarda ularni o'z'aro taqqoslash imkoniyati bilan keltirilgan.

O'quv qo'llanma Evropa ittifoqining "Erasmus+" dasturi doirasida "O'zbekistonda quyosh energetikasi bo'yicha maqsadli muhandislar tayorlash O'quv dasturini ishlab chiqish" (101128871 - DEBSEUz - ERASMUS-EDU-2023-CBHE) loyihasida ko'zda tutilgan amaliy natijalardan biri sifatida tayorlangan. O'quv qo'llanma 14 ta bobdan tashkil topib, 424 bet hajmga ega. Har bir bob so'ngida nazorat uchun savollar, qo'llanma oxirida esa test namunalari va "Glossariy" keltirilgan. Qo'llanmadan "Muqobil energiya manbalari", "Fizika" bakalavrlar yo'nalishlari bo'yicha "Yarimo'tkazgichlar fizikasi", "Qattiq jismlar fizikasi", "Kondensirlangan holat fizikasi" va boshqa kurslarni o'qitishda foydalanish maqsadga muvofiq.

I bob

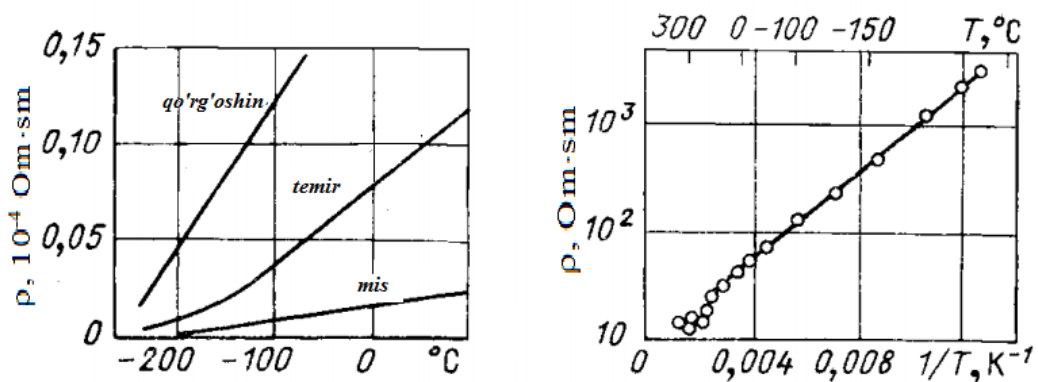
YARIMO'TKAZGICHLAR.

ELEKTR O'TKAZUVCHANLIKNING ELEMENTAR NAZARIYASI

1.1. Moddalarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligiga qarab tasniflanishi.

Yarimo'tkazgichlar

Barcha moddalar elektrofizik xususiyatlariga ko'ra uchta katta toifaga ajratilishi mumkin: metallar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklar. Moddalar odatda solishtirma elektr qarshiligi (ρ) bo'yicha tasniflanadi. Metallarning solishtirma elektr qarshiligi 10^{-6} - 10^{-4} Om·sm oralig'ida (masalan, oltin uchun xona haroratida $\rho=1,58 \cdot 10^{-6}$ Om·sm, nixrom qotishmasi uchun $\rho=1,05 \cdot 10^{-4}$ Om·sm). Elektr qarshiligi 10^{-4} dan 10^{10} Om·sm gacha bo'lgan moddalar yarimo'tkazgichlar deyiladi. Nihoyat, elektr qarshiligi 10^{10} Om·sm dan katta bo'lgan moddalar dielektriklar deyiladi (masalan, hona haroratida slyuda uchun elektr qarshilik 10^{13} - 10^{16} Om·sm, shisha uchun esa 10^8 - 10^{15} Om·sm).



1.1-rasm. Metallar va kremniy solishtirma qarshiligining haroratga bog'liqligi

Keltirilgan misollardan shuni anglash mumkinki, bir sinfdagi moddadan boshqasiga o'tishda elektr qarshilikning qiymatlari bir-biriga to'liq mos kelmaydi. Shuning uchun elektr qarshilik qiymatlari moddalarni tasniflash uchun aniq mezon bo'la olmaydi. 1.1 va 1.2-rasmlardan ko'rinib turibdiki, metallar va yarimo'tkazgichlar elektr qarshilik va elektr o'tkazuvchanlikning haroratga bo'lgan turlicha bog'liqliklariga ega. Metallar uchun haroratning oshishi bilan ρ mutanosib ravishda o'sadi, ya'ni

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) = \rho_0 T / T_0, \quad (1.1)$$

Bu yerda ρ_0 - 0°C da metallning solishtirma qarshiligi; α - qarshilikning harorat bo'yicha koeffitsienti, u $1/273$ ga teng; $T_0 = 273$ K.

Metallarda, 1.2-rasmga ko'ra, solishtirma elektr o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi manfiy bo'lib, bu shuni anglatadiki, haroratning oshishi bilan uning o'tkazuvchanligi kamayadi.

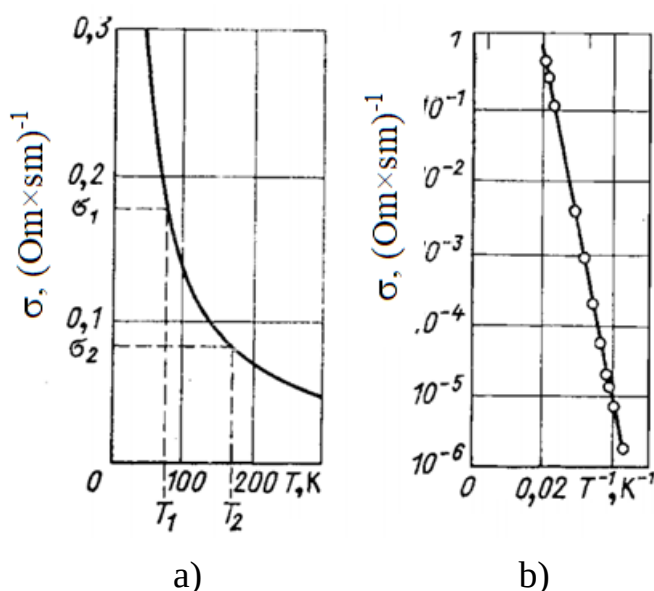
Yarimo'tkazgichlar uchun esa solishtirma elektr qarshilik va o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi boshqacha va ma'lum bir haroratlar oralig'ida ular quyidagi tenglamalar bilan ifodalanadi:

$$\rho = \rho_0 e^{\beta/T}, \quad (1.2)$$

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\beta/T}, \quad (1.3)$$

Bu yerda ρ_0 , σ_0 , β - ma'lum doimiyalar bo'lib, ular har bir yarimo'tkazgich uchun xosdir. Bunday bog'liqliklar elektr qarshilik va o'tkazuvchanlikning haroratga nisbatan tasavvurga ega bo'lmagan yarimo'tkazgichlar uchun xarakterlidir. Ularda, 1.2-rasmga ko'ra, solishtirma o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi proporsional bo'ladi, ya'ni

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta T} = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{T_2 - T_1} > 0 \quad (1.4)$$



1.2-rasm. Qo'rg'oshin va kremniy solishtirma o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligi

Endi yarimo'tkazgichlar va metallar o'rtasidagi farq haroratga bog'liq o'tkazuvchanlik koeffitsienti belgisi bilan hal qilinishi mumkin deb o'ylash mumkin. Ammo, haroratning ma'lum bir intervalida yarimo'tkazgich metallga o'xshash bog'liqlikni ko'rsatishi mumkin. Shuning uchun, solishtirma o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligining belgisi bo'yicha faqat moddani yarimo'tkazgichlar sinfiga kirishini aniqlash har doim mumkin emas.

Bu savolga javob berish mumkin, agar moddani sovutish jarayonida uning o'tkazuvchanligini qanday o'zgarishini kuzatsak. 1.2-rasmga ko'ra, bu o'zgarishlar turlicha bo'lishi mumkin.

Harorat pasaygan sari, metallarning solishtirma o'tkazuvchanligi ortadi, bu faqat metallarda haroratga qarab har doim mavjud bo'lgan erkin elektronlar mavjudligi sababli mumkin. Yarimo'tkazgichlar uchun esa, aksincha, harorat pasaygan sari solishtirma o'tkazuvchanlik kamayadi (1.2- b rasm). Bu shuni anglatadiki, yarimo'tkazgichda erkin zaryad tashuvchilarining paydo bo'lishi faqat issiqlik ta'siri bilan sodir bo'ladi. Bu zaryad tashuvchilarini issiqlik yoki muvozanatli zaryad tashuvchilar deb atashadi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, yarimo'tkazgichda erkin zaryad tashuvchilari nafaqat issiqlik ta'siridan, balki yorug'lik, yadro zarrachalari bilan nurlanishda ham paydo bo'ladi. Bunday holatlarda hosil bo'lgan zaryad tashuvchilarini nomuvozanatli zaryad tashuvchilar deb atashadi. Muvozanatli va nomuvozanatli zaryad tashuvchilar hosil bo'lishi jarayoni yarimo'tkazgich materialining tuzilmasiga va uning tarkibida aralashmalarning mavjudligiga bog'liq.

Shunday qilib, yarimo'tkazgichlar xona haroratida solishtirma o'tkazuvchanligi 10^{-10} dan 10^4 (Om·cm)⁻¹ gacha bo'lib, ular moddalar strukturasiga, aralashma turi va miqdoriga hamda tashqi sharoitlarga: harorat, yorug'lik, yadro zarrachalari bilan nurlanish, elektr va magnit maydonlar ta'siriga kuchli darajada bog'liq.

Ma'lumki, elektr toki o'tkazuvchilarining ikkita turi mavjud: elektronli va ionli. Metallar - elektronli o'tkazuvchilardir. Ionli o'tkazuvchilarda tok ionlar yordamida o'tadi, shuning uchun ionli o'tkazgichdan elektr toki o'tganida uning tarkibi o'zgaradi. Ionli o'tkazuvchilarning tipik vakillari - elektrolitlar.

Yarimo'tkazgichli moddalar ham elektronli, ham ionli bo'lishi mumkin. Ushbu kitobda faqat elektronli yarimo'tkazgichlarning fizikaviy xususiyatlari ko'rib chiqiladi.

Elektronli yarimo'tkazgichlar juda ko'p turli xil moddalarni o'z ichiga oladi. Yarimo'tkazgichlar sifatida oddiy moddalar: bor *B*, kremniy *Si*, fosfor *P*, oltingugurt *S*, germaniy *Ge*, mishyak *As*, kulrang qalay *Sn*, surma *Sb*, selen *Se*, tellur *Te*, shuningdek, ko'plab murakkab kimyoviy birikmalar mavjud. Misol sifatida, 1.1-jadvalda, yarimo'tkazgich xususiyatlariga ega bo'lgan, Mendeleyevning davriy jadvalidagi ba'zi elementlarning birikmalari keltirilgan (1.3-rasm). Jadvalda ushbu muhim yarimo'tkazgichlarning kristall tuzilishi, panjara doimiysi va boshqa xususiyatlari ko'rsatilgan.

Yarimo'tkazgichlarning elektrofizik xususiyatlari ularning turli xil qurilmalarni yaratishda keng qo'llanilishini ta'minladi. Yarimo'tkazgich qurilmalari o'zgaruvchan tokni to'g'ri tokka aylantirish (diodlar), chastotalarni o'zgartirish yoki

ko'chirish, elektr tebranishlarini kuchaytirish va generatsiyalash (tranzistorlar, SVM diodlari, Gann diodlari, lavina o'tkazuvchan diodlar, tunnel diodlari va boshqalar) uchun ishlatiladi.

Yarimo'tkazgichli diodlar, issiqlik energiyasi va nurlanish energiyasini elektr energiyasiga aylantirish (termoelektrik elementlar va fotoelementlar), elektr energiyasini yorug'likka aylantirish (fosforlar, yorug'lik chiqaruvchi diodlar, lazerlar) uchun ishlatiladigan yarimo'tkazgich qurilmalari mavjud. Yarimo'tkazgich qurilmalari, shuningdek, "sensor" sifatida ham qo'llaniladi, masalan, haroratni o'lchash uchun (termistorlar), yorug'lik va zarrachali nurlanishni aniqlash uchun (fotoresistorlar va dozimetrlar), bosimni o'lchash uchun (tenzodatchiklar) va magnit maydonlarni o'lchash uchun (Xoll sensorlari).

Har bir qurilmaning ishlash asosida ma'lum bir fizik jarayon va hodisalar yotadi. Boshqacha aytganda, yarimo'tkazgichlar fizikasi yarimo'tkazgichli elektronikaning nazariy asosini tashkil etadi. Yarimo'tkazgich materiallarini ishlab chiqish, ularning asosida yangi turdagi qurilmalarni yaratish, bu sohada ilmiy tadqiqotlar o'tkazish, yuqori sifatli yarimo'tkazgich qurilmalarini va integral sxemalarni ishlab chiqarish, turli qo'llaniladigan sharoitlarga mos yangi qurilmalar yaratish - bularning barchasi yarimo'tkazgichlar fizikasi bo'yicha chuqur bilimlarga ega bo'lishni talab qiladi.

1.2. Yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi haqida model tasavvurlari

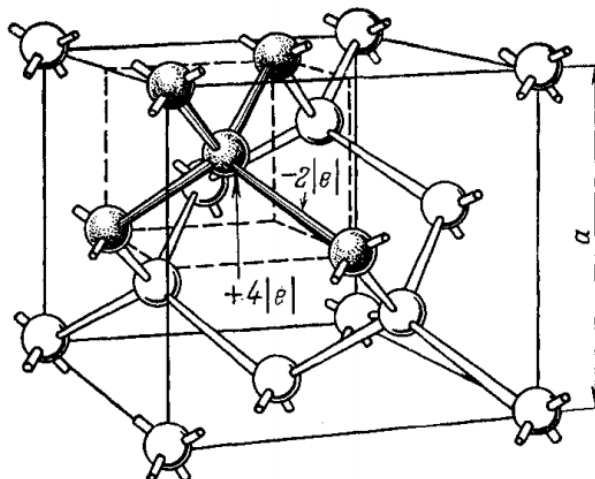
Keling, bir atomli yarimo'tkazgichlarning, masalan, kremniy va germaniyning elektr o'tkazuvchanlik mexanizmini ko'rib chiqaylik. Kremniy va germaniy Mendeleyevning davriy jadvalida uglerod bilan bir xil guruhda joylashgan. Ularning elektronlari quyidagi tarzda taqsimlangan:

$$\begin{aligned} &C^{(6)} (1s^2 2s^2 2p^2) \quad ; \\ &Si^{(14)} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2) \quad ; \\ &Ge^{(32)} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2 3d^{10} 4s^2 4p^2) \quad . \end{aligned}$$

Bu atomlarning tashqi elektron qobig'i qisman to'ldirilgan bo'lib, ularning har biri 4 ta elektronni o'z ichiga oladi: 2 ta s- va 2 ta p- holatlarda.

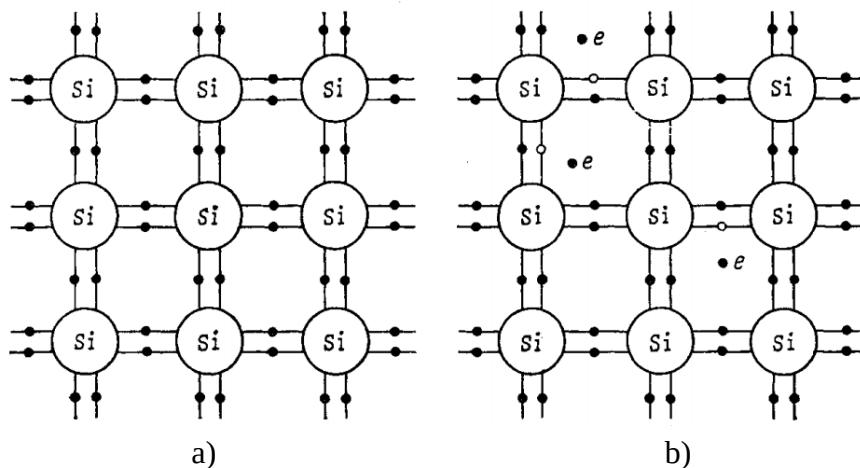
Kristall hosil bo'lishida, masalan, kremniyda, har bir atomning to'rtta valent elektronlari $3s^2 3p^2$ holatlaridan gibrid $3sp^3$ holatiga o'tadi, bu holatda anti parallel spinlar hosil bo'ladi va to'rt kovalent bog'lanishlarni tashkil qiladi. Natijada har bir atom to'rtta yaqin qo'shni bilan o'ralgan bo'lib, tetraedrning markazida joylashgan. Bunday kristall tuzilma kubik bo'lib, "olmos turi" kristalli panjarasi deb ataladi (1.4-rasm). Bu tuzilishda har bir atomning to'rtta tashqi elektroni kovalent bog'lanishlarni tashkil etadi (har bir bog'lanish uchun ikki elektron). Bu

bog'lanishlar 1.4-rasmda ikki qo'shni atomni bog'laydigan yo'nalishlar sifatida tasvirlangan. 1.5-rasm, a da kremniy kristallining tuzilmasidagi kovalent bog'lanishlarning ikki o'lchovli tasviri berilgan. Bu yerda panjara tugunida kremniy ionlari $+4$ zaryadga ega bo'lib, to'rtta valent elektronlari mavjud. Kovalent bog'lanishni ta'minlovchi valent elektronlari 1.5-rasm, a da qora nuqtalar bilan ko'rsatilgan.



1.4-rasm. Olmos tipidagi kristall panjarasi

Ideal tuzilishga ega yarimo'tkazgichda, 1.5-rasmda ko'rsatilganidek, barcha elektronlar bog'langan holatda bo'ladi. Agar bunday yarimo'tkazgichni tashqi elektr maydoniga joylashtirilsa, elektr toki paydo bo'lmaydi, chunki panjaradagi barcha kovalent bog'lanishlar yakunlanib, erkin zaryad tashuvchilari mavjud emas.



1.5-rasm. Kremniy panjarasida bog'larning ikki o'lchovli ko'rinishi

Faraz qilaylik, agar biron-bir tashqi ta'sir, masalan, issiqlik yarimo'tkazgichda kovalent bog'lanishni buzib, elektronni erkin holatga o'tkazsin. Bu jarayon bog'langan elektronni erkin elektron holatiga o'tkazish jarayoni "generatsiya" deb ataladi. Elektron kovalent bog'ni tark etganda, bog'lanish to'liq bo'lmaydi. Noto'liq bog'lanishning ortiqcha musbat zaryadi bo'ladi, chunki endi elektronning zaryadi bilan kompensatsiya qilinmagan. Kovalent bog'lanishdagi

bo'sh joy "kovak" deb ataladi. Umuman olganda, kristall elektron neytral bo'lib qoladi, chunki har bir hosil bo'lgan musbat zaryad - kovakka mos keladigan erkin elektron bilan to'ldiriladi. 1.5- b rasmda erkin elektronlar va kovaklar mos ravishda qora va yorqin doiralar sifatida tasvirlangan. Erkin elektron kovalent bog'lanishda bo'sh joyni egallashi va bog'langan holatga qaytishi mumkin. Bu jarayon erkin elektronni bog'langan elektron holatiga o'tkazishni "rekombinatsiya" deb atashadi.

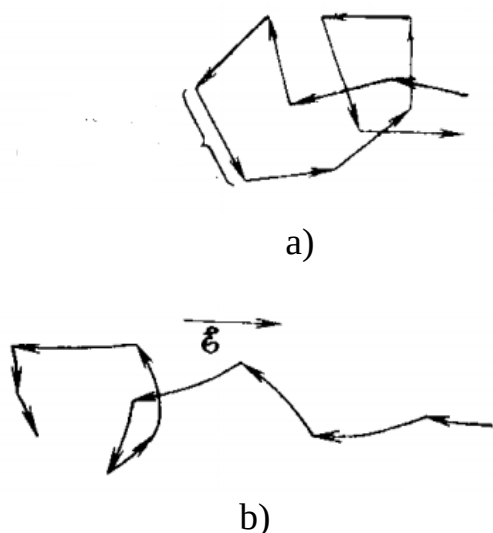
Shunday qilib, hususiy yarimo'tkazgich - bu ideal toza modda bo'lib, unda kovalent bog'lanishlar buzilishi natijasida teng miqdordagi erkin elektronlar va kovaklar hosil bo'ladi. Xona haroratida, germaniyda erkin elektronlar va kovaklarning konsentratsiyasi taxminan 10^{13} sm^{-3} , kremniyda esa taxminan 10^{10} sm^{-3} ni tashkil etadi. Yarimo'tkazgich haroratining oshishi kovalent bog'lanishlar sonining ortishiga olib keladi va shu bilan birga, yarimo'tkazgichda erkin elektronlar va kovaklarning konsentratsiyasi oshadi.

Tashqi elektr maydoni yo'qligida, yarimo'tkazgich kristallida erkin elektron issiqlik harakatini amalga oshirib, kristall panjarasidagi nuqsonlar bilan to'qnashadi, natijada uning harakat yo'nalishi o'zgaradi. Shu sababli, erkin elektronning issiqlik harakati tasodifiydir, bu 1.6- a rasmda tasvirlangan.

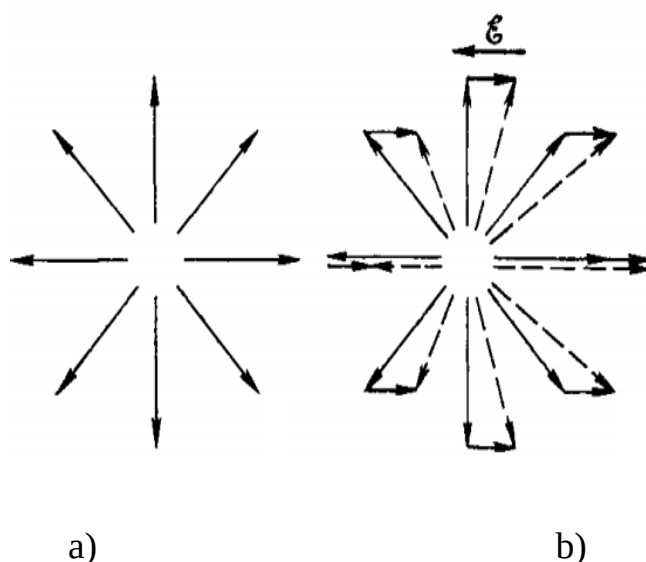
Kovalent bog'lanishdagi bo'sh joy - kovak, issiqlik qo'zg'alishi natijasida qo'shni to'ldirilgan kovalent bog'lanishdan elektron o'tishi orqali to'ldirilishi mumkin. Bunday o'tish jarayonida kovak ham tasodifiy harakat qiladi.

Shunday qilib, yarimo'tkazgich kristallida erkin zaryad tashuvchilarining issiqlik harakati tasodifiydir. Har bir zaryad tashuvchi murakkab harakat yo'nalishini tasvirlaydi (1.6- a rasm).

Erkin zaryad tashuvchisi ikki to'qnashuv orasidagi masofa "erkin o'tish uzunligi" deb ataladi va barcha harakat segmentlarining o'rtacha qiymati esa "o'rtacha erkin o'tish uzunligi"ni tashkil etadi. Shunga mos ravishda, ikki to'qnashuv orasidagi vaqt va uning o'rtacha qiymati "erkin yugurish vaqti" va "o'rtacha erkin yugurish vaqti" deb ataladi.



1.6-rasm. Elektr maydoni yo'qligida a) va mavjudligida b) erkin elektronning harakati



1.7-rasm. Tashqi elektr maydoni yo'qligida a) va mavjud bo'lganda b) o'tkazuvchanlik elektronlarining tezligi

O'rtacha erkin o'tish uzunligi l va o'rtacha erkin yugurish vaqti τ quyidagi $l = v_0 \tau$ munosabat bilan bog'langan, bu yerda v_0 - erkin zaryad tashuvchining issiqlik harakati o'rtacha tezligi (tezlikning modulining o'rtacha qiymati). Yarimo'tkazgichlarda xona haroratida elektronlarning issiqlik harakatining tezligi taxminan 10^7 sm/s ga teng.

Chunki erkin zaryad tashuvchilarining issiqlik harakati - elektronlar va kovaklar - tasodifiy bo'lgani uchun, ularning o'rtacha tezligi vektor sifatida nolga teng bo'ladi. Bu shuni anglatadiki, har bir harakatlanayotgan erkin elektron (kovak) uchun, qarama-qarshi yo'nalishda xuddi shu tezlik bilan harakatlanayotgan erkin elektron (kovak)ni topish mumkin (1.7- a rasm). Shunday qilib, tasodifiy issiqlik harakati natijasida, erkin elektronlar va kovaklarning harakatlanayotgan yo'nalishlarida soni o'rtacha qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanayotgan elektronlar va kovaklar soniga teng bo'ladi. Shu sababli, tashqi elektr maydoni yo'qligida, erkin elektronlar va kovaklar tomonidan harakatlanadigan jami zaryad nolga teng bo'ladi va tasodifiy issiqlik harakati zaryad tashuvchilariga tok keltirmaydi.

Agar hususiy yarimo'tkazgich tashqi elektr maydonida bo'lsa, unda bu maydon ta'sirida erkin elektronlar maydon qarshisiga yo'naltirilgan tezlikni olishadi. Shu orqali, issiqlik harakati natijasida tashqi elektr maydonining qarshisiga harakatlangan elektronlarning tezligi ortadi, va maydon yo'nalishida harakatlangan elektronlarning tezligi esa kamayadi.

Natijada, erkin elektronlarning barcha yig'indisi tashqi elektr maydoniga qarshi ma'lum bir tezlikda harakatlanadi (1.7- b rasm). Elektronlarning harakat

tezligi o'zgarishi ularning kinetik energiyasiga ta'sir qiladi. Kristall panjarasi nuqsonlari bilan to'qnashgan elektronlar maydonda olingan barcha energiyani panjaraga uzatib, ularning energiyasi panjara bilan issiqlik muvozanatiga keladi. To'qnashuvdan so'ng elektronlar, tasodifiy issiqlik harakatini davom ettirib, yana tashqi elektr maydoniga qarshi yo'naltirilgan harakatga ega bo'ladi.

Shunday qilib, elektronning kristalldagi haqiqiy harakati tasodifiy issiqlik harakati va tashqi elektr maydoni ta'sirida yuzaga kelgan tartibli harakatdan tashkil topadi (1.6- b rasm). Natijada, erkin elektronlarning barcha yig'indisi ma'lum bir o'rtacha tezlikda harakat qiladi. Zaryad tashuvchilarning tashqi elektr maydonidagi yo'naltirilgan harakati "drift" deb ataladi va ularning yo'naltirilgan harakat tezligi "drift tezligi" deb ataladi. 1.7- b rasmda, gorizontaal chiziqlar bilan dreyf tezligi vektorlar, va nuqta chiziqlar bilan issiqlik harakati va dreyfning jami tezligi vektorlari tasvirlangan. Bu holatda, erkin elektronlarning o'rtacha harakat tezligi nolga teng emas va yarimo'tkazgichda elektr maydoni yo'nalishida tok oqishi mumkin, bu esa erkin elektronlar tomonidan keltiriladi.

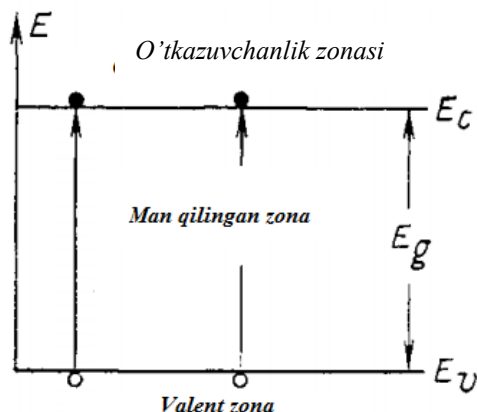
To'ldirilgan bog'lanishlardagi elektronlar, tashqi elektr maydoni ta'sirida, kovalent bog'lanishdagi bo'sh joyga o'tganda, maydon yo'nalishiga qarshi harakatlanadi. Shu bilan birga, kovalent bog'lanishdagi bo'sh joy - kovak, tashqi elektr maydonining yo'nalishiga qarab harakatlanadi, bu esa musbat zaryadning maydon bo'ylab harakatlanishiga tengdir. Bunday elektrofizik jarayon, ya'ni elektronlarning kovalent bog'lanishdagi bo'sh joylarga harakatlanishi va kovaklarning tashqi maydon bo'ylab harakatlanishi "kovakli o'tkazuvchanlik" deb ataladi.

Shunday qilib, toza yarimo'tkazgichda, ya'ni aralashmalar mavjud bo'lmagan holda, elektronli va kovakli o'tkazuvchanlik amalga oshadi. Demak, hususiy yarimo'tkazgichda elektr toki ikki komponentdan - elektronli va kovakli toklarning bir yo'nalishda oqishi bilan belgilanadi.

Hususiy yarimo'tkazgichlarning o'tkazuvchanligini energetik nuqtai nazardan tushuntirish mumkin. Izolyatsiyalangan atomlarda elektronlar, kvant nazariyasiga ko'ra, diskret energiya qiymatlariga ega. Har bir energetik darajada Pauli printsipli bo'yicha faqat ikki elektron bo'lishi mumkin va ular qarama-qarshi spinlarga ega bo'lishi kerak. Yarimo'tkazgich materiallari hosil bo'lganda, ya'ni atomlar taxminan 10^{-8} sm masofaga yaqinlashganda, atom elektronlarining to'lqin funksiyalari bir-birini yopadi.

Shu sababli, valent elektronlarning energiya sathi zona shaklida o'tadi. Bu zona "valent zona" deb ataladi. Yuqoriroq sathdagi atomlar qo'zgalishidan yangi zona hosil bo'ladi va uni "o'tkazuvchan zona" deb atashadi. Har bir zona ma'lum energiya diapazonini egallaydi. Ruxsat etilgan energiya zonolari bir-biridan "energiyaviy bo'shliq" yoki "man qilingan zona" deb ataladigan interval bilan

ajratilgan. 1.8-rasmda hususiy yarimo'tkazgichning energiya diagrammasi ko'rsatilgan, bu yerda E_c - kristalldagi erkin elektronlarning minimal energiyasini, E_v - valent zonadagi elektronlarning maksimal energiyasini, E_g - man qilingan zona kengligini bildiradi, bu qiymat kimyoviy bog'lanish turiga va kristall panjarasini hosil qiladigan atomlarga bog'liqdir.



1.8-rasm. Hususiy yarimo'tkazgichning energetik zonalari

Ma'lumki, tok zichligi - bu elektronlar tomonidan vaqt birligida birlik yuza orqali ko'chirilgan zaryad. Shuning uchun, bir elektronning harakatini hisobga olgan holda tok zichligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$J = -\frac{e}{\Omega} v, \quad (1.5)$$

bu yerda v - elektronning o'rtacha tezligi, Ω -hajm.

Agar barcha mumkin bo'lgan kvant holatlari energiya zonasida elektronlar bilan to'ldirilgan bo'lsa, bu holda tizimdagi elektr toki zichligi

$$J = -\frac{e}{\Omega} \sum v_s + \frac{e}{\Omega} v_i \quad (1.6)$$

Butun zona bo'ylab, har bir elektron uchun tezligi v bo'lgan elektronni qarama-qarshi yo'nalishda tezligi $-v$ bo'lgan elektron bilan to'ldirilgan bo'lishi mumkin, bu esa teng, lekin yo'nalishi teskari bo'lgan tokni hosil qiladi.

$$J = \frac{e}{\Omega} v_i \quad (1.7)$$

Hususiy yarimo'tkazgichda kovalent bog'lanishning buzilishi, masalan, issiqlik ta'sirida erkin elektron va valent bog'lanishidagi bo'sh joy - kovakning paydo bo'lishiga olib keladi. 1.8-rasmda ko'rsatilgan energiya zonalari diagrammasiga ko'ra, bu valent zonasidan o'tkazuvchan zona tomon elektronning o'tishi bilan tengdir. Bu holatda, valent zonasidagi barcha kvant holatlari elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi, faqat bir holatdan tashqari. Zaryad tashuvchining harakati, kovalent bog'lanishdagi erkin holatga o'tishda, v_s bilan belgilanadi. Shunda valent zonasidagi barcha elektronlarning tok zichligi quyidagicha ifodalanadi

$$J = -env \quad (1.8)$$

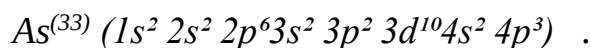
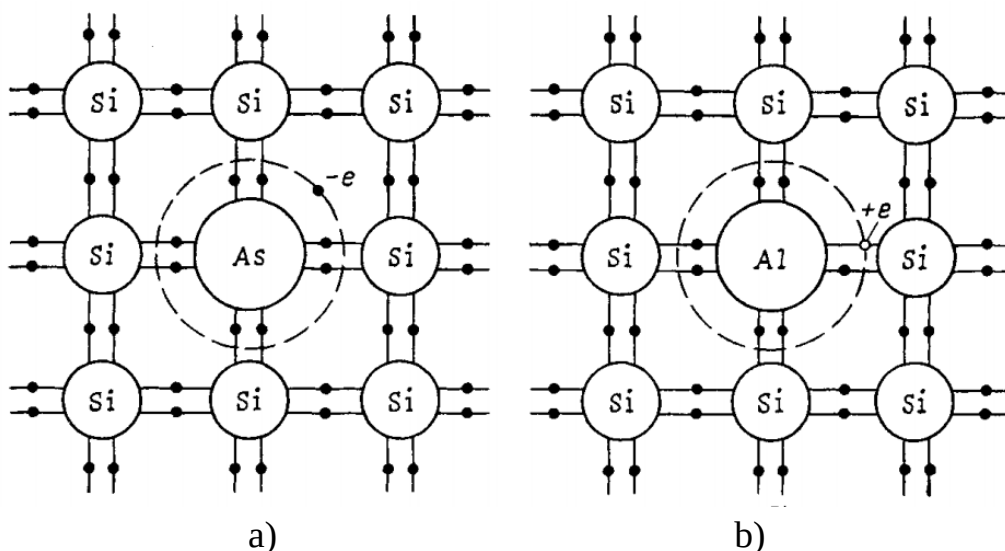
Biroq, 1.7 ifodasidagi tok zichliklarining yig'indisi zona bo'ylab nolga teng bo'ladi. Shu bilan, valent zonadagi barcha elektronlarning jami toki, agar oxirgi elektronni kovalent bog'lanishdagi bo'sh joyga joylashtirsak va unga musbat zaryad $+e$ qo'shsak, teng bo'ladi. Bunday bo'sh holatni "musbat kovak" yoki shunchaki "kovak" deb atashadi.

Odatdagi haroratlarda, hususiy yarimo'tkazgichning o'tkazuvchan zonasida har doim valent zonasidan issiqlik ta'sirida chiqarilgan ba'zi elektronlar mavjud bo'ladi va valent zonada ular bilan teng miqdorda kovaklar bo'ladi. Tashqi elektr maydoni mavjud bo'lsa, erkin elektronlar va kovaklar elektr zaryadining o'tkazilishini amalga oshiradi.

1.3. Kirishmali yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi haqida model tasavvurlari

Endi, kremniy kristallidagi atomlardan biri V guruhiga mansub atom - masalan, mishyak bilan almashtirilgan yarimo'tkazgichdagi elektr o'tkazuvchanlik mexanizmini ko'rib chiqamiz. Aralashmalarga ega bo'lgan yarimo'tkazgich kirishmali deb ataladi va uning elektr o'tkazuvchanligi kristalldagi aralashma mavjudligi bilan bog'liq bo'lib, kirishmali o'tkazuvchanlik deb ataladi.

Mishyak atomida beshta valent elektron mavjud, ular $4s$ - va $4p$ -holatlarda joylashgan:



1.9-rasm. Donor va akseptor yarimo'tkazgichda bog'larning ikki o'lchovli ko'rinishi

Kremniy kristallida mishyakning to'rtta valent elektroni, kremniy atomlarining to'rtta valent elektroni bilan birga kovalent bog'lanishni hosil qiladi, bu 1.9- a rasmda ko'rsatilgan. Mishyakning beshinchi elektroni, kovalent

bog'lanishga qo'shilmagan, kuchsiz bog'langan bo'lib, u kremniy atomi atrofidagi elektronlar elektr maydonida joylashadi.

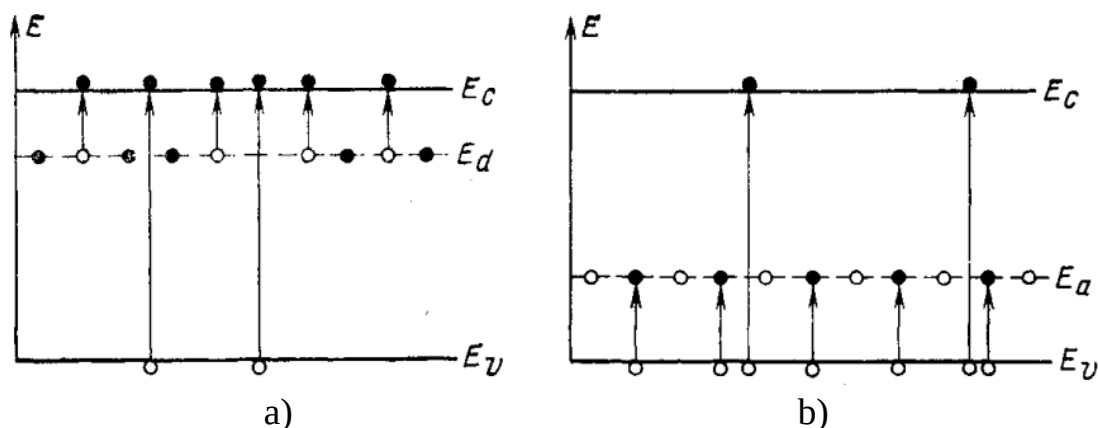
Past haroratlarda beshinchi elektron mishyak atomi atrofida lokalizatsiya bo'ladi, ammo yuqori haroratlarda bu elektron aralashmadan ajralib, kristall bo'ylab erkin harakatlanishi mumkin. Bu holatda ham kristallning elektron neytralligi saqlanadi, chunki mishyak atomi, beshinchi elektronini berib, musbat ionga aylanadi.

Aralashmaning ionizatsiyasi bilan bir qatorda, asosiy moddaning atomlari ham ionizatsiyalanishi mumkin. Ammo, elektr o'tkazuvchanlikning sezilarli darajada oshishi uchun zarur bo'lgan haroratdan pastroq haroratlarda, aralashmadan ajralgan elektronlar soni, kovalent bog'lanishlarning uzilishi natijasida hosil bo'lgan elektronlar va kovaklardan ko'ra ancha ko'proq bo'ladi. Shu sababli, yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligida dominant rolni elektronlar o'ynaydi, shuning uchun ular asosiy zaryad tashuvchilari, kovaklar esa - noasosiy zaryad tashuvchilari deb ataladi. Bunday yarimo'tkazgich elektronli yoki n-tipli deb ataladi va elektronlar beradigan aralashma donor yoki n-tipi aralashma deb ataladi.

Yarimo'tkazgich kristallidagi aralashma mavjudligi kristallda lokal energiya sathlarining paydo bo'lishiga olib keladi, bu sathlar manfiy zona ichida joylashadi. Mishyak atomining ionizatsiyasi natijasida erkin elektron hosil bo'ladi va uni yaratish uchun kovalent bog'lanishni uzishdan ancha kam energiya talab etiladi, shuning uchun donor aralashmasining energiya sathi manfiy zona ichida o'tkazuvchan zona chegarasiga juda yaqin joylashadi (1.10- a rasm).

Faraz qilaylik, yarimo'tkazgich kristallining kovalent bog'lanishga ega panjarasiga uchinchi guruh elementlarining atomlari, masalan, kremniy panjarasiga alyuminiy atomlari qo'shilgan. Alyuminiyning yuqori valentligi uchta: $Al^{13} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1)$, shuning uchun kremniy atomining bir bog'lanishi to'liq bo'lmaydi (1.9- b rasm).

Alyuminiy atomi atrofidagi to'liq bo'lmagan bog'lanishga issiqlik ta'siri natijasida kremniy atomidan elektron o'tib, alyuminiy atomiga o'tishi mumkin. Shu bilan birga, alyuminiy ionining manfiy zaryadi va erkin kovak hosil bo'ladi, bu kovak kremniy bog'lanishlarida harakatlanib, yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligida ishtirok etadi. Elektronlarni tortib olish xususiyatiga ega aralashmalar akseptor aralashmalari deb ataladi. Kremniy atomidan akseptor aralashmasiga elektron o'tishi uchun zarur bo'lgan energiya kovalent bog'lanishni uzish uchun zarur bo'ladigan energiyadan ancha kamroq, shuning uchun kovaklar soni erkin elektronlar sonidan ancha ko'p bo'ladi va shuning uchun bunday yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilari kovaklar bo'ladi, elektronlar esa noasosiy zaryad tashuvchilari bo'ladi. Akseptor aralashmasiga ega yarimo'tkazgich "kovakli" yoki "p-tipli" deb ataladi.



1.10-rasm. Donor va akseptor yarimo'tkazgichnin energetik diagrammasi

1.10-rasm, b da ko'rsatilgan energiya diagrammasiga ko'ra, akseptor aralashmasining energiya sathi E_a manfiy zonaning yuqori chegarasidan ozgina yuqorida joylashgan. Akseptor aralashmasining ionizatsiyasi natijasida elektron valent zonasidan E_a sathiga o'tadi va valent zonada kovalent bog'lanishda bo'sh joy - kovak paydo bo'ladi, bu esa erkin zaryad tashuvchisi hisoblanadi.

Yarimo'tkazgichlarda, donor va akseptor aralashmalari bir vaqtda mavjud bo'lishi mumkin.

1.4. Yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlikning elementar nazariyasi

Donorli yarimo'tkazgichda tok zichligini hisoblashni amalga oshiramiz, bunda elektronlarni ideal zarrachalar sifatida ko'rib chiqamiz, ular o'z hajmiga ega emas va bir-biri bilan o'zaro ta'sir etmaydi. Klasik nazariyaga ko'ra, elektronning radiusi r_0 taxminan 10^{-13} sm ga teng, shuning uchun ularning konsentratsiyasi $n \sim 10^{22}$ sm^{-3} bo'lsa, elektronlarning hajmi $r \sim 1/n$ bo'ladi va birinchi taxmin to'g'ri deb hisoblanadi. Qattiq jismning kvant nazariyasi, 2-bobda ko'rsatilganidek, kristalldagi elektronlarni o'zaro ta'sir etmaydigan zarrachalar sifatida ko'rib chiqishga imkon beradi.

Faraz qilaylik, elektrlar konsentratsiyasi n (yarimo'tkazgichning 1 sm^3 qismining erkin elektronlar soni) va ularning dreyf tezligi v . Tok zichligi, elektronlar tomonidan zaryadning vaqt birligida bir birlik maydon orqali o'tishi sifatida ta'riflanadi, shuning uchun:

$$J = -env \quad (1.9)$$

Endi elektronlarning dreyf tezligini aniqlaymiz. Faraz qilaylik, dt/τ - elektronning dt vaqt ichida to'qnashishi ehtimolligi. To'qnashish ehtimolligi $1/\tau$ vaqt bo'yicha o'zgarmaydi, ya'ni τ - doimiy miqdor.

Elektronlar soni n bo'lgan dt vaqtida to'qnashuvlar soni ndt/τ ga teng bo'ladi. Shu bilan birga, dt vaqt ichida zaryad tashuvchilari soni n esa quyidagicha kamayadi:

$$-dn = n \cdot dt/\tau \quad (1.10)$$

Bu differensial tenglamani yechib, elektronlarning to'qnashuvsiz harakatini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$n(t) = n_0 e^{-t/\tau}, \quad (1.11)$$

bu yerda n_0 - $t=0$ dagi elektronlar soni.

Tashqi elektr maydoni E elektronlarga tezlanish beradi

$$a = \frac{eE}{m} \quad (1.12)$$

Erkin yugurish vaqti davomida elektron

$$v_t = at = \frac{etE}{m} \quad (1.13)$$

dreyf tezlikka ega bo'ladi va

$$x = \frac{eE}{2m} t^2 \quad (1.14)$$

masofani bosib o'tadi.

Barcha elektronlar tashqi elektr maydoni bilan mos tushadoigan yo'nalishda bosib o'tadigan masofa

$$X = \frac{en_0 \tau^2 E}{2m} \int_0^\infty \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 e^{-t/\tau} \frac{dt}{\tau} = \frac{en_0 \tau^2 E}{m} \quad (1.15)$$

ga teng bo'ladi.

Agar elektronlar τ o'rtacha erkin yugurish vaqtiga ega bo'lsa, u holda

$$T = n_0 \tau \quad (1.16)$$

Elektronlarning dreyf tezligi

$$v = \frac{X}{T} = \frac{e \tau E}{m} \quad (1.17)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Demak, dreyf tezligi elektronlarning harakati vaqti bilan bog'liq bo'lib, u tashqi elektr maydonining kuchlanishiga, erkin yugurish vaqtiga proporsional va elektronning massasiga teskari proporsionaldir.

Zaryad tashuvchilarining dreyf tezligini tashqi elektr maydonining kuchlanishi bilan bog'laydigan parametr "zaryad tashuvchilari harakatchanligi" deb ataladi. Uni μ bilan belgilaymiz, shuning uchun:

$$v = \mu E, \quad (1.18)$$

bu yerdan

$$\mu = v/E = e \tau / m \quad (1.19)$$

Bu yerda μ - zaryad tashuvchilarining harakatchanligi, ya'ni zaryad tashuvchilarining bir birlik kuchlanganlikdagi dreyf tezligiga teng.

(1.19) formulani hisobga olgan holda, tok zichligi uchun (1.9) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$J = -env = en\mu E, \quad (1.20)$$

Bu yerda elektronlarning tezligi v kuchlanganlik vektoriga qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanadi.

(1.20) ifoda va Om qonunidan foydalanib, o'rtacha o'tkazuvchanlikni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\sigma = J/E = en\mu \quad (1.21)$$

solishtirma o'tkazuvchanlik

$$\sigma = e^2 n \tau / m \quad (1.22)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Agar τ ni (1.4) tenglamadan chiqaradigan bo'lsak, (1.22) munosabatini quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma = e^2 n l / m v_0 \quad (1.23)$$

Biroq, haqiqatan ham τ ni aniqlashda elektronning to'liq tezligini hisobga olish kerak, bu esa issiqlik tezligi v_0 va dreyf tezligi v_d ning yig'indisi sifatida aniqlanadi, ya'ni:

$$v = v_0 + v_d, \quad (1.24)$$

$$\tau = l / v. \quad (1.25)$$

Chunki elektronning dreyf tezligi tashqi elektr maydonining kuchlanganligiga bog'liq, uning to'liq tezligi $v = v_0 + v_d$ va shuning uchun erkin yugurish vaqti τ zarrachaning energiyasiga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun dreyf tezligini aniqlash uchun elektronlarning energiya bo'yicha taqsimot funksiyasini hisobga olib, erkin yugurish vaqtini o'rtacha qilish kerak. Bu masala 6-bobda ko'rib chiqiladi.

Nazorat savollari

1. Zamonaviy fizika va texnikada yarimo'tkazgichlarning o'rni qanday?
2. Yarimo'tkazgichlar deb nimaga aytiladi?
3. Moddalar solishtirma elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha qanday tasniflanadi?
4. Hususiy va kirishmali yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi qanday yuzga keladi?
5. Donor kirishma deb nimaga aytiladi?
6. Akseptor kirishma deb nimaga aytiladi?
7. Yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi nimalarga bog'liq?

II bob

YARIMO'TKAZGICHLARNING ZONALAR NAZARIYASI ASOSLARI

2.1. Kristall uchun Shredinger tenglamasi

Ma'lumki, qattiq jismlar atomlardan, atomlar yadrolardan va elektronlardan tashkil topgan. Atom yadrolari kristall panjarasini hosil qiladi, bu esa fazoviy davriylik xususiyatiga ega. Garchi atom yadrolari zaryadlangan bo'lsa ham tashqi elektr maydoni ta'sirida panjara deyarli deformatsiyalanmaydi. Bu shuni anglatadiki, atom yadrolarini kristall panjarasining tugunlarida ushlab turuvchi kuchlar odatda tashqi elektr maydonlari tomonidan hosil bo'ladigan kuchlardan ancha kuchliroqdir.

Atomga yaqin joylashmagan va shuning uchun unga kuchli tortilmagan elektronlar kristall bo'ylab harakatlanib, elektr toki hosil qiladi. Biroq, bu hodisani miqdoriy tasvirlashda jiddiy qiyinchiliklar yuzaga keladi. Bu qiyinchiliklar shundan kelib chiqadiki, elektronlar zaryadlangan zarrachalar bo'lib, o'z harakatida boshqa elektronlar bilan to'qnashadi. Ammo elektronlar o'rtasida elektron itarish kuchlari mavjud bo'lib, bu elektronning harakatini uning atrofidagi elektronlar harakati bilan bog'laydi. Boshqacha aytganda, bu holatda bir elektronli emas, balki ko'plab elektronlar muammosi yechilishi kerak. Shuning uchun kristalldagi ko'plab atom yadrolari va elektronlar tizimining stasionar holatlari va energetik spektrini aniqlash uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak:

$$H\Phi = E\Phi, \quad (2.1)$$

Bu yerda H - kristallning Gamilton operatori; Φ - uning to'liq funksiyasi; E - kristall energiyasi.

Kristallning to'liq funksiyasi barcha elektronlarning koordinatalariga r_i va barcha atom yadrolarining R_1 koordinatalariga bog'liq:

$$\Phi = \Phi(r_1, r_2, \dots, r_n, R_1, R_2, \dots, R_N).$$

Gamilton operatori quyidagilardan iborat:

1. Elektronlarning kinetik energiyasini ifodalovchi operator - $\sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right)$,
bu yerda $\hbar$ - plank doimiysi, m_0 - elektron massasi, Δ_i - Laplas operatori;
2. Yadrolarning kinetik energiyasini ifodalovchi operator - $\sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha}} \Delta_{\alpha} \right)$,
3. Elektronlar o'rtasidagi juftlashgan o'zaro ta'sirning potensial energiyasi-
 $\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}}$
4. Yadro o'rtasidagi juftlashgan o'zaro ta'sirning potensial energiyasi-
 $V_0(R_1, R_2, \dots, R_N)$
5. Elektronlar va yadrolar o'rtasidagi o'zaro ta'sirning potensial energiyasi-

$U(r_1, r_2, \dots, r_n, R_1, R_2, \dots, R_N)$.

Bu tarkibiy qismlar hisobga olinib, Shredinger tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\left\{ \sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2M_{\alpha}} \Delta_{\alpha} \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} + V_0(R_1, R_2, \dots, R_N) + U(r_1, r_2, \dots, r_n, R_1, R_2, \dots, R_N) \right\} \Phi = E \Phi \quad (2.2)$$

Bu tenglamadagi mustaqil o'zgaruvchilar soni kristalldagi umumiy zarrachalar soniga bog'liq bo'lib, 1 sm³ moddalarda ular taxminan 10²³ ga teng. Bunday masala hozirgi vaqtda umumiy shaklda yechilmaydi, ammo bir nechta ketma-ket yaqinlashishlar yordamida uning yaqinlashgan yechimi olinishi mumkin.

2.2. Adiabatik yaqinlashuv va valent yaqinlashuv

Barcha zarrachalar tizimini yengil (elektronlar) va og'ir (atom yadrolari) zarralarga bo'lib ajratamiz. Muvozanat holatida, bu zarrachalarning kinetik energiyasining o'rtacha qiymatlari bir xil bo'ladi. Yadro massasi elektron massasidan ancha katta, ya'ni $M_{\alpha} \gg m_e$, shuning uchun elektronlarning harakat tezligi yadro tezligidan ancha yuqori (taxminan ikki tartibga farq qiladi). Har qanday atom yadrosining holati o'zgarganida, elektronlarning fazoviy taqsimlanishi deyarli darhol yangi yadro holatiga moslashadi. Shu sababli, elektronlarning harakati yadrolarning harakatidan mustaqil bo'lib, elektronlar va yadrolar o'rtasida energiya almashinuvi bo'lmaydi. Bu, birinchi yaqinlashishda, elektronlarning harakatini mustahkamlangan yadrolar potensial maydonida ko'rib chiqishga imkon beradi. Bu holatda elektronlarning to'liq funksiyasi va energiyasi yadrolarning joylashuvi o'zgarishi bilan adiabatik tarzda o'zgaradigan funksiyalar bo'ladi, bunda yadrolarning koordinatalari ushbu funksiyalarda parametrlar sifatida qatnashadi.

Agar yadrolarning harakati o'rganilsa, elektronlarning holatini hisobga olish kerak emas, balki ularning o'rtacha fazoviy taqsimlanishi bilan yaratilgan maydonni hisobga olish kerak. Bunday yaqinlashuv **adiabatik** yoki **Born-Oppenheimer yaqinlashuvi** deb ataladi.

Eng oddiy yaqinlashuvdan foydalanaylik, bunda yadrolar tinch holatda deb qabul qilamiz. Bu holatda yadro koordinatalari $R_1, R_2, \dots, R_N$ endi o'zgaruvchi bo'lmay, balki kristall panjarasining tugunlaridagi koordinatalar $R_{10}, R_{20}, \dots, R_{N0}$ sifatida parametrlar bo'lib qoladi. Yadro tinch holatda bo'lganida, $R_{\alpha} = R_{\alpha 0}$, yadrolarning kinetik energiyasi nolga teng bo'ladi va ularning o'zaro ta'siri energiyasi V_0 doimiy qiymatni oladi. Energiya boshlang'ich nuqtasini tanlash orqali uni nolga tenglashtirish mumkin. Shu bilan, (2.2) tenglama soddalashadi va endi faqat elektronlarning tinch holatdagi yadrolarda harakatini tasvirlaydi. Bu holatda

elektronlarning energiyasi E_e va ularning to'liq funksiyasi Φ_e endi yadrolarning joylashuvi $R_{\alpha 0}$ ga parametrik bog'liq bo'ladi.

Natijada, tinch holatdagi yadrolarda harakatlanayotgan elektronlar uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\left\{ \sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} + U(r_1, r_2, \dots, r_n, R_1, R_2, \dots, R_N) \right\} \Psi_e = E_e \Psi_e \quad (2.3)$$

Lekin bu tenglamadagi o'zgaruvchilar soni ham ancha ko'p bo'lib, uni yechish mumkin emas.

2.3. Bir elektronli yaqinlashuv

Kristall uchun ko'p elektronli masalani yechishning eng keng tarqalgan usullaridan biri bu Hartri-Fock metodi bo'lib, u ko'p elektronli masalani bir elektronli masalaga aylantirish imkonini beradi. Uning g'oyasi shundan iboratki, elektronlar o'rtasidagi juftlashgan o'zaro ta'sir har bir elektronning barcha boshqa elektronlar bilan o'rtacha ta'siri bilan almashtiriladi.

Faraz qilaylik, i-chi elektronning potensial energiyasi Ω_i , bu uning nafaqat barcha boshqa elektronlarning harakatiga, balki uning o'zining harakatiga ham bog'liq, chunki elektronning harakati boshqa elektronlarning harakatiga ta'sir qiladi. Elektronlarning harakati va ularning o'rtasidagi o'zaro ta'sirni hisobga olgan holda, bu maydon "o'z-o'zini moslashtiruvchi" maydon deb ataladi. O'z-o'zini moslashtiruvchi maydonni kiritish orqali (2.3) tenglamadagi juft yig'indini faqat bitta yig'indiga aylantiramiz, bu esa har bir elektronning faqat o'zining koordinatalariga bog'liq bo'lgan ta'sirni o'z ichiga oladi

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} = \sum_i \Omega_i(r_i) \quad (2.4)$$

O'xshash tarzda, elektronlar va yadrolar o'rtasidagi o'zaro ta'sirning potensial energiyasini ham yig'indi ko'rinishida ifodalash mumkin:

$$U(r_1, r_2, \dots) = \sum_i U_i(r_i) \quad (2.5)$$

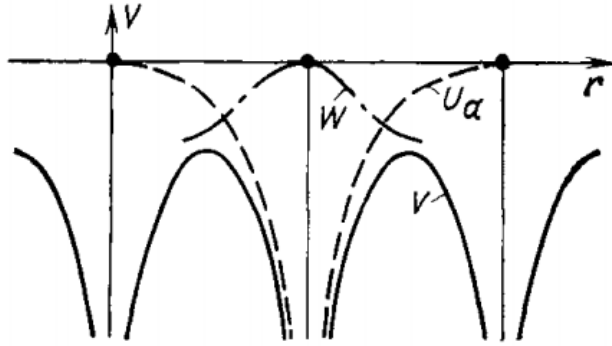
Bularni hisobga olib, (2.3) tenglamasini quyidagicha soddalashtiramiz:

$$\sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i + U_i \right) \Psi_e = E_e \Psi_e, \quad (2.6)$$

$$\sum_{\alpha} H_i \Psi_e = E_e \Psi_e, \quad (2.7)$$

Bu yerda H_i - i-chi elektronning Gamilton operatori bo'lib, uning ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$H_i = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i + U_i, \quad (2.8)$$



2.1-rasm. Bir o'lchovli davriy panjara

Bu tarzda, kiritilgan o'z-o'zini moslashtiruvchi maydon orqali ko'p elektronli masalani bir elektronli masalaga aylantirish mumkin. Bu yaqinlashuv orqali elektronlar mustaqil zarrachalar sifatida ko'rib chiqiladi, ya'ni ular bir-biri bilan o'zaro ta'sir qilmaydi.

$$\Psi_e(r_1, r_2, \dots) = \Psi_1(r_1) \Psi_2(r_2) \dots = \prod \Psi_i(r_i), \quad (2.13)$$

$$E_e = E_1 + E_2 + \dots = \sum E_i, \quad (2.14)$$

Har bir elektron uchun Shredinger tenglamasi

$$H\Psi = E\Psi \quad (2.15)$$

ko'rinishga ega. Agar

$$V(r) = U(r) + \Omega(r) \quad (2.16)$$

belgilash kiritsak, Shredinger tenglamasi

$$\sum_{\alpha} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(r) \right) \Psi = E\Psi \quad (2.17)$$

ko'rinishga keladi.

Bir elektronli masalani yechishda $V(r)$ funksiyaning ko'rinishini tanlashning bir qancha usullari mavjud. Eng ko'p panjaraning barcha ionlari maydonida turgan elektron holati qo'llaniladi, ularning zaryadi qolgan elektronlar zaryadlari bilan kompensatsiyalashgan bo'ladi. Bunday potensial davriy bo'ladi, ya'ni u panjaraning uch o'lchovli davriyligiga ega bo'ladi.

Ideal kristallda atomlar fazoda davriy joylashgan bo'ladi. Kristall

$$\mathbf{a}_n = n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3 \quad (2.18)$$

vektorga siljiganda atomlar o'z-o'ziga siljiydi, bu yerda $\mathbf{a}_i$ - panjara doimiylari, n_i - butun sonlar. Bu $\mathbf{r}$ va $\mathbf{r} + \mathbf{a}_n$ koordinali nuqtalar fizikaviy nuqtai nazardan ekvivalent ekanligini bildiradi

$$V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n) \quad (2.19)$$

Bu ifoda kristallning potensial maydoni davriy ekanligini anglatadi.

Bunday maydonda energiyaning hususiy qiymati aynimagan bo'lsa, $\psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n)$ ham aynimagan bo'ladi va $\psi(\mathbf{r})$ dan faqat doimiyga farq qiladi

$$\psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_n) = C\psi(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

Normallashtirish shartidan

$$|C|^2=1 \quad (2.21)$$

bo'lganligi uchun doimiy

$$C=\exp(ika_n) \quad (2.22)$$

ga teng bo'ladi. U holda

$$|C|^2=|\exp(ika_n)|^2=|\cos ka_n + i \sin ka_n|^2 = \cos^2 ka_n + \sin^2 ka_n = 1$$

Bu yerda k - elektronning kristalldagi kvant holatini tavsiflovchi doimiy vektor bo'lib, to'lqin vektori deyiladi. To'lqin vektorining moduli 2π oraliqda joylashuvchi to'lqin uzunliklari soniga $k=2\pi/\lambda$ bo'lib, to'lqin soni deyiladi.

(2.20) va (2.22) dan

$$\psi(r+a_n) = \exp(ika_n) \psi(r) \quad (2.23)$$

Bu yerdan

$$\psi(r) = \exp(-ika_n) \psi(r+a_n) = \exp(ikr) U_k(r) \quad (2.24)$$

Bu yerda

$$U_k(r) = \exp[-ik(r+a_n)] \psi(r+a_n) \quad (2.25)$$

$U_k(r)$ funksiya panjaraning uch o'lchovli davriyligiga ega

$$\begin{aligned} U_k(r+a_l) &= \exp[-ik(r+a_n+a_l)] \psi(r+a_n+a_l) = \\ &= \exp[-ik(r+a_n+a_l)] \exp(ika_l) \psi(r+a_n) = \exp[-ik(r+a_n)] \psi(r+a_n) = U_k(r) \end{aligned} \quad (2.26)$$

Shunday qilib, elektronning kristallning davriy maydonidagi statsionar to'lqin funksiyasi to'lqin vektoriga bog'liq bo'ladi

$$\Psi_k(\mathbf{r}) = e^{ikr} U_k(\mathbf{r}) \quad (2.27)$$

Bu yerda e^{ikr} - $\mathbf{k}$ vektor yo'nalishida yuguruvchi yassi to'lqin, $U_k(\mathbf{r})$ – to'lqin vektoriga bog'liq va panjara davriyligiga ega bo'lgan koordinata funksiyasi. $\Psi_k(\mathbf{r})$ – Blox funksiyalari deyiladi. Demak, elektronning kristallning davriy maydonidagi to'lqin funksiyasi amplitudasi modullashgan, panjara davriyligiga ega bo'lgan va to'lqin vektori yo'nalishida yuguruvchi funksiyadir.

Agar (2.27) Blox funksiyasini (2.15) ifodaga qo'ysak

$$H \Psi_k(\mathbf{r}) = E \Psi_k(\mathbf{r}) \quad (2.28)$$

Demak, elektronning energiyasi kristallda to'lqin vektoriga k bog'liq bo'ladi. Bu, kristalldagi elektronlar uchun dispersiya qonunini ko'rsatadi $E=E(k)$.

Agar o'z-o'ziga moslashgan maydonni kiritish orqali olingan natijalar davriy potensialning son qiymatiga bog'liq bo'lganda edi, hozirgacha qattiq jism nazargiyasi mavjud bo'lmagan bo'lar edi, chunki uning potensialning nazariyasi ham, tajriba natijalari ham ma'lum emas. Lekin nazariyaning fundamental natijalarini olish uchun potensialning son qiymatlari emas, balki uning fazoda davriyligi va bu davr panjara doimiysiga teng ekanligini bilish kifoya qiladi.

2.4. Kuchli bog'langan elektronlar yaqinlashuvi

Kristall panjarasida elektronlarning harakatini tasvirlashda, kvant mexanikasi natijalari izolyatsiyalangan atomlar uchun kvant mexanik natijalari bilan taqqoslanishi oson bo'lgan natijalar beradi. Ma'lumki, erkin atomning nurlanish spektri diskret chiziqlardan iborat bo'ladi. Kvant nazariyasi ko'rsatishicha, bu shuni anglatadiki, izolyatsiyalangan atomda elektronlar diskret energiya qiymatlariga ega.

Fizikaning bir qoidasi shundan iboratki, barqaror muvozanat holati, ya'ni tizim uzoq vaqt davomida bo'lishi mumkin bo'lgan holat, potensial energiyaning minimumi bilan belgilanadi. Shu nuqtai nazardan, atomdagi barcha elektronlar eng past energiya holatida bo'lishi kerak, ya'ni eng yaqin sathdagi energiya sathida. Ammo kvant mexanikasi qonunlari bu holatga cheklovlar qo'yadi, bu esa Pauli printsipli bilan shakllantirilgan. Pauli printsipigiga ko'ra, bir xil energiya sathida faqat ikki elektron bo'lishi mumkin va ular qarama-qarshi spinlarga ega bo'lishi kerak.

Endi, kristallni hosil qiluvchi ko'plab atomlarning o'zaro ta'sirini ko'rib chiqaylik. Ichki elektronlarning energiya sathlari, ya'ni yadrolarga yaqin joylashgan elektronlar, deyarli o'zgarmaydi. Buni rentgen xususiy spektrlari orqali ko'rish mumkin, ularning ko'rinishi deyarli har qanday birikma yoki moddani agregat holati bilan farq qilmaydi. Ammo, tashqi elektronlar tomonidan yuzaga kelgan optik spektr, ya'ni elektronlarning o'zgarishi, keskin o'zgaradi.

Agar elektronlarining kinetik energiyasi uning potensial energiyasining fazoviy o'zgarishidan ancha yuqori deb hisoblasak, unda davriy potensial $V(r)$ erkin elektronlarning harakatiga kichik qo'shimcha deb qaraladi. Bu yondashuv "deyarli erkin elektronlar" deb ataladigan yaqinlashuvni hosil qiladi va bu ba'zi metallar uchun yaxshi natijalar beradi.

Yarimo'tkazgichlarning fizik xususiyatlarini tahlil qilishda kuchli bog'langan elektronlar yondashuvi yanada aniqroq bo'ladi, bunda elektronlarning kristalldagi holati izolyatsiyalangan atomdagi holatiga deyarli o'xshash deb qabul qilinadi. Ammo bunday yondashuv faqat atomlarning chuqur energetik sathlaridagi elektronlar uchun qo'llaniladi, ya'ni ular kristall panjarasining boshqa tugunlari bilan kamroq o'zaro ta'sir qiladi. Shuning uchun kuchli va zaif bog'langan elektronlar yondashuvlari kristalldagi valent elektronlar holatini to'liq hisoblash uchun yaroqsiz bo'ladi. Boshqacha aytganda, bu yondashuvlar moddalar elektronlarining energiya spektrini hisoblash uchun aniq natijalar bermaydi, ammo ular kristalldagi elektronlarning harakatini umumiy tarzda tushuntirish uchun yaxshi mos keladi.

Faraz qilaylik, $\mathbf{r}$ - elektronning radius vektori, $\mathbf{R}_g$ - kristall panjarasining g -tugunining radius vektori. U holda $\mathbf{r} - \mathbf{R}_g$ - bu g -tugundagi yadro va elektron

o'rtasidagi masofa, elektronning g-chi atomidagi to'lqin funksiyasi quyidagicha yoziladi:

$$\Psi_g = \Psi_g(r - R_g) \quad (2.29)$$

Kuchli bog'langan elektronlar yondashuvida, elektronning holati kristall atomidagi holatiga juda o'xshash deb qabul qilinadi. Shuning uchun, kristallda elektronning to'lqin funksiyasini atomning to'lqin funksiyalarining chiziqli kombinatsiyasi sifatida ifodalash mumkin:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum a_g \Psi_g \quad (2.30)$$

Agar bu ifodani Blox to'lqin funksiyasi shaklida (2.27) yozishni xohlasak, unda quyidagi shartni qo'yishimiz kerak:

$$a_g = \exp(ik\mathbf{R}_g) \quad (2.31)$$

Shu bilan, elektronning to'lqin funksiyasi quyidagicha yoziladi:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum \exp(ik\mathbf{R}_g) \Psi_g(\mathbf{r} - \mathbf{R}_g) \quad (2.32)$$

Kristalldagi elektronning to'lqin funksiyasini (2.32) shaklida tanlash to'g'ri deb hisoblanadi. Chunki atomning to'lqin funksiyasi eksponensial tarzda kamayadi, shuning uchun g-tuguniga yaqin joylashgan elektronning to'lqin funksiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$\Psi(\mathbf{r}) \approx \text{const} \cdot \Psi_g(\mathbf{r} - \mathbf{R}_g) \quad (2.33)$$

ya'ni, elektronning to'lqin funksiyasi g-tugunidagi atomning to'lqin funksiyasiga o'xshash bo'ladi.

Endi (2.30) ifodani Shredinger tenglamasiga (2.15) qo'yib, quyidagicha natijaga kelamiz:

$$\sum a_g (H\Psi_g - E\Psi_g) = 0 \quad (2.34)$$

Agar $V(\mathbf{r})$ - kristalldagi elektronning potensial energiyasi bo'lsa, kristallning Gamiltonian operatori quyidagicha bo'ladi:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(\mathbf{r}) \quad (2.35)$$

Endi, kristalldagi elektronlarning energiya spektrini aniqlash uchun izolyatsiyalangan atomning energiya spektri ma'lum deb faraz qilaylik. Izolyatsiyalangan atomning Gamiltoniani quyidagicha ifodalanadi:

$$H_a = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + U_a(\mathbf{r}) \quad (2.36)$$

Bu yerda $U_a(\mathbf{r})$ - izolyatsiyalangan atomning elektronining potensial energiyasi. Shredinger tenglamasi izolyatsiyalangan atom uchun quyidagicha yoziladi:

$$H_a \Psi_a = E_a \Psi_a \quad (2.37)$$

Kristalldagi elektronning potensial energiyasini hisoblash uchun (2.36) dan (2.35) ni ayirib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$H=H_a+W(r) \quad (2.38)$$

Bu yerda

$$W(r)=V(r)-U_a(r) \quad (2.39)$$

kristallda elektronning izolyatsiyalangan atomga nisbatan energiya o'zgarishi.

Endi, (2.38) ifoda bilan Shredinger tenglamasini (2.34) quyidagicha yozamiz:

$$\sum a_g \{H_a + W(r) \Psi_g - E \Psi_g\} = 0 \quad (2.40)$$

Agar (2.37) tenglamani hisobga olsak, (2.40) quyidagicha o'zgaradi:

$$\sum a_g \{W(r) \Psi_g + (E_a - E) \Psi_g\} = 0 \quad (2.41)$$

Bu tenglama orqali elektronning kristaldagi energiya spektri va uning harakatini o'rganish mumkin.

(2.41) tenglamani Ψ_g^* ga ko'paytirib, butun hajm τ bo'yicha integrallaymiz

$$\sum_g a_g \left\{ \int_{\tau} \Psi_g W(r) \Psi_g^* d\tau + (E_a - E) \int_{\tau} \Psi_g \Psi_g^* d\tau \right\} = 0 \quad (2.42)$$

Belgilash kiritamiz

$$\int_{\tau} \Psi_g W(r) \Psi_g^* d\tau = A(R_g - R_{g'}) \quad (2.43)$$

Bu almashinuv integrali bo'lib, atomlar to'lqin funksiyalari va qo'zgalish energiyalarining bir-biriga yopishish darajasini bildiradi va o'zaro ta'sir energiya alamshishini aniqlaydi.

$$\int_{\tau} \Psi_g \Psi_g^* d\tau = S(R_g - R_{g'}) \quad (2.44)$$

integral esa atomlar to'lqin funksiyalarining o'zaro yopishish (berkitish) darajasini bildiradi.

(2.31), (2.43) va (2.44) ifodalarni hisobga olgan holda (2.42) ni qayta yozamiz

$$\sum_g A(R_g - R_{g'}) e^{ikR_g} + (E_a - E) \sum_g S(R_g - R_{g'}) e^{ikR_g} = 0 \quad (2.45)$$

Bu tenglamani $e^{-ikR_{g'}}$ ga ko'paytiramiz

$$\sum_g A(R_g - R_{g'}) e^{ik(R_g - R_{g'})} + (E_a - E) \sum_g S(R_g - R_{g'}) e^{ik(R_g - R_{g'})} = 0 \quad (2.46)$$

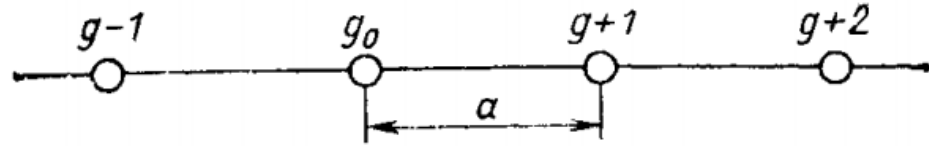
$q=R_g-R_{g'}$ belgilash kiritamiz

$$\sum_g A(q) e^{ikq} + (E_a - E) \sum_g S(q) e^{ik(q)} = 0 \quad (2.48)$$

Bu yerdan kristallda elektronlar energiyasining hususiy qiymatlarini aniqlaymiz

$$E = E_a + \frac{\sum_g A(q) e^{ikq}}{\sum_g S(q) e^{ik(q)}} \quad (2.49)$$

Bu ifoda elektronning kristalldagi energiyasi uning izolyatsiyalangan atomdagi hususiy sathi energiyasi va tolqin vektori ($\mathbf{k}$) ning davriy funksiyasi yig'indisiga teng bo'lishini ko'rsatadi. Elektronning kristalldagi energiyasi sathdan emas, balki ikkinchi handing minimal va maksimal qiymatlari bilan aniqlanuvchi zonlardan tshkil topadi.



2.2-rasm. Bir o'lchovli panjara

(2.28) dagi atomning to'lqin funksiyasi tez so'nuvchi, ya'ni qo'shni atomlarning o'zaro yopishishi hisobga olinmaydi deb hisoblaymiz. Bunda (2.44) da $q=0$ dan boshqa barcha hadlar nolga aylanadi

$$S(q) = \begin{cases} 1, q = 0 \\ 0, q \neq 0 \end{cases} \quad (2.50)$$

Bu yerdan

$$\sum_g S(q) e^{ikq} = 1 \quad (2.51)$$

ekanligi kelib chiqadi.

(2.49) ifodada kasrning surati $q=0$ bo'lganda

$$A(0) = \int_{\tau} \Psi_0 W(r) \Psi_0^* d\tau = \int_{\tau} |\Psi_0(r)|^2 W(r) d\tau = C \quad (2.52)$$

Ya'ni $A(0)$ k ga bog'liq bo'lmaydi.

Qo'shni atomlar to'lqin funksiyalarini o'zaro yopishishi hisobga olinmasa ham, nolinchi tugun yaqinidagi to'lqin funksiya $W(r) = V(r) - U_a(r)$ farq hisobiga qisman kompensatsiyalanadi. Shunimng uchun (2.49) ifoda kasrning suratida $q=0$ ga qo'shni hadlarni ham hisobga olish kerak.

Agar to'lqin funksiya s-holatga mos bo'lsa, barcha atomlar uchun almashinish integrallari bir xil bo'ladi. Almashinish integrali A ga teng bo'lsa, (2.51) va (2.52) larni hisobga olgan holda elektronning kristalldagi energiyasi

$$E = E_0 + C + A \sum_g e^{ikq} \quad (2.53)$$

ko'rinishga keladi.

a davrli oddiy kubik kristall panjarasida har bir atom oltita yaqin atom bilan o'ralgan. Agar x, y, z o'qlarini kubning qirralariga yo'naltirsak, $q=0$ nuqtasidagi qo'shni tugunlar $q=+a$ va $q=-a$ masofalarida joylashgan bo'ladi. Shuning uchun:

$$\sum_{g_0} e^{ika} = e^{ik_x a} + e^{-ik_x a} + e^{ik_y a} + e^{-ik_y a} + e^{ik_z a} + e^{-ik_z a} = 2(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (2.54)$$

Shunday qilib, kristallning oddiy kubik panjarasida elektronning energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E = E_0 + C + 2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (2.55)$$

Bu ifodadan elektronning energiya spektrini tahlil qilish uchun bir nechta muhim xulosalarni olish mumkin.

1. Izolyatsiyalangan atomning E_a sathi kristall panjara hosil bo'lishida atomlar o'rtasidagi o'zaro ta'sir tufayli C miqdorga siljiydi. Siljish yo'nalishi C ning ishorasiga bog'liq.

2. Atom sathi kristall panjarasida ajralib, zona hosil qiladi, uning ichida elektronning energiyasi to'lqin vektorining komponentlariga nisbatan davriy tarzda o'zgaradi.

3. (2.55) ifodaning ekstremal qiymatlari, $\cos(k_i a) = \pm 1$ ($i = x, y, z$) bo'lganda, quyidagicha bo'ladi:

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

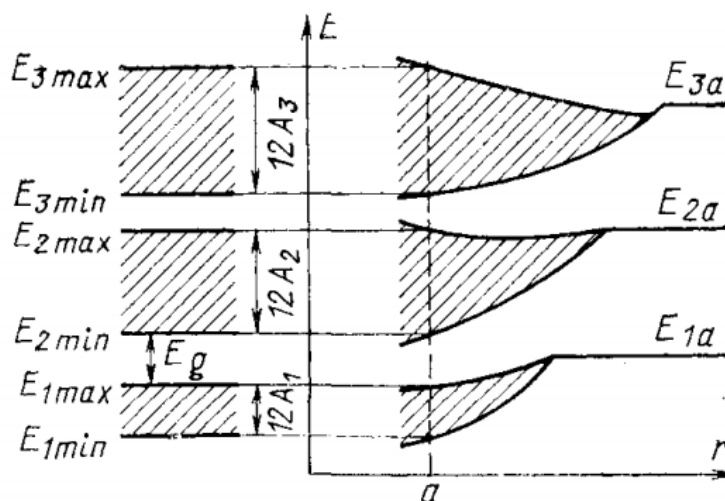
$$E_{\min} = E_a + C - 6A$$

Oddiy kubik panjarada energiya zonaning kengligi quyidagicha bo'ladi:

$$E_{\max} - E_{\min} = 12A \quad (2.56)$$

ya'ni almashinuv integralining qiymatiga bog'liq bo'ladi.

4. Har bir izolyatsiyalangan atomning energetik sathi kristallda zona bo'lib parchalanadi. O'zaro almashish integralining kattaligi qo'shni atomlarning elektron bulutlarining o'zaro ta'siri bilan belgilanadi, ya'ni qo'shni atomlarning to'lqin funksiyalari qancha kuchliroq o'zaro yopishsa, shunchalik katta bo'ladi, va natijada energetik zona kengligi ham katta bo'ladi. Shuning uchun, yuqori atom sathlari uchun, elektronlar to'lqin funksiyalarining katta o'zaro ta'siri tufayli kengroq energetik zona hosil bo'ladi (2.3-rasm).



2.3-rasm. Atomlar ayqinlashganda energetik sathlarning zonalarga aylanishi

5. Energetik zonalar umumiy holda man qilingan energiya intervali E_g bilan ajratilgan bo'lib, ular man qilingan zonalar deb ataladi (2.3-rasm).

6. Energiya oshgani sayin, energetik zonalar kengligi oshadi, man qilingan zonalar kengligi esa kamayadi (2.3-rasm).

7. Izolyatsiyalangan atomda E_a sathi aynigan bo'lishi mumkin. Kristalli panjarasida esa aynish qisman yoki to'liq yo'q qilinishi mumkin. Shunda atom sathi bir nechta zonaga ajraladi, ularning soni esa aynish sathiga teng bo'ladi. Masalan, p -holati uchun aynish faktori $g = 3$, chunki $g = 2l + 1$, bunda l - azimutal kvant soni, p -holati uchun esa $l = 1$. Demak, atomning p -holatidan kristalda uchta zona hosil bo'lishi mumkin.

8. Kristalda elektronning energiyasi to'liqin vektorining komponentalari k ga bog'liq. U to'liqin vektoriga nisbatan juft funksiya bo'lib, $E(k) = E(-k)$.

9. Kristallga ta'sir qiluvchi harorat va bosimlar, atomlar orasidagi masofaning o'zgarishiga olib kelib, elektronlarning to'liqin funksiyalarining yopish hududini o'zgartiradi va shuning bilan almashtirish integralining qiymatini o'zgartiradi. Bu esa energiya zonalarining kengligini o'zgartiradi va shu bilan birga, bu zonalar orasidagi taqiqlangan zonaning kengligi ham o'zgaradi.

10. Kuchli bog'lanish metodi kristallning tashqi valent elektronlariga nisbatan qo'llanilmaydi, chunki qo'shni atomlarning elektron to'liqin funksiyalarining katta yopilishi tufayli valent elektronlarining energiya zonasi kengligi izolyatsiyalangan atomdagi energiya sathlari orasidagi masofaga teng yoki undan katta bo'ladi.

2.5. Energiya zonasidagi elektronlar holatlari soni

Energiyadagi holatlarning sonini hisoblash uchun, Shredinger tenglamasini yechish vaqtida kiritish kerak bo'lgan shartlar kristallning cheklovlari bilan bog'liqdir, ya'ni kristall chegaralaridagi shartlarni hisobga olish kerak bo'ladi. Kristallning chegara shartlari elektron holatlarini umumiy energiyasi bilan sezilarli o'zgarishlarga olib kelmaydi, chunki haqiqiy kristalllarda tugunlar soni juda katta bo'ladi. Shunday qilib, bu masalani hal qilish uchun eng qulay usul Borning - Karmanning tsiklik shartlarini kiritishdir. Bu yondashuv, kristalda elektronning fazoviy xususiyatlarining davriyligini hisobga oladi.

Kristallni x , y va z o'qlaridagi uzunliklari L_x , L_y va L_z bo'lgan parallelepiped shaklida ko'rib chiqamiz. Kubik panjarada a parametrga ega bo'lgan kristall uchun quyidagi munosabatlar mavjud:

$$L_x = aN_x; L_y = aN_y; L_z = aN_z, \quad (2.57)$$

bu yerda N_x , N_y , N_z - mos ravishda x , y , z o'qlaridagi kristall panjarasida joylashgan atomlar soni.

To'liq funktsiya Ψ kristallning qarama-qarshi yuzalarida bir xil qiymatga ega bo'lishini talab qilamiz. Bu shart to'liq funktsiya ko'rinishiga hech qanday fizikaviy cheklovlar qo'ymaydi, faqat kristallning chegaralari bilan bog'liq:

$$\Psi(x+L_x, y+L_y, z+L_z) = \Psi(x, y, z) \quad (2.58)$$

Bu shart asosan Borning - Karmanning siklik shartlarini ifodalaydi.

Kristallda elektronlarning to'liq funktsiyasini (2.27) shaklida hisobga olsak, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\Psi(x+L_x, y+L_y, z+L_z) = U_k(r) e^{ik_r r} e^{ik_x L_x} e^{ik_y L_y} e^{ik_z L_z} = \Psi(x, y, z) \quad (2.50)$$

Bu shart bajarilishi uchun

$$e^{ik_x L_x} = e^{ik_y L_y} = e^{ik_z L_z} = 1 \quad (2.60)$$

tenglik o'rinli bo'lishi kerak.

Buning uchun

$$k_x L_x = 2\pi n_1, \quad k_y L_y = 2\pi n_2, \quad k_z L_z = 2\pi n_3 \quad (2.61)$$

bo'lishi kerak, ya'ni

$$k_x = \frac{2\pi}{L_x} n_1; \quad k_y = \frac{2\pi}{L_y} n_2; \quad k_z = \frac{2\pi}{L_z} n_3 \quad (2.62)$$

bu yerda n_1, n_2, n_3 - ixtiyoriy butun sonlar.

Demak, to'liq vektorining komponentalari uzluksiz bo'lmaydi, balki ma'lum diskret qiymatlarni oladi. Shuning uchun, kristalldagi elektronlarning energiyasi ham kvantlashadi.

(2.32) ning qiymatlarini hisobga olgan holda, bir o'lchamli masalani ko'rib chiqib, to'liq funktsiyani quyidagi tarzda yozishimiz mumkin:

$$\Psi_k = \sum_g e^{ik_x a g} \Psi_g = \sum_g e^{i \frac{2\pi n_x g}{N_x}} \Psi_g \quad (2.63)$$

Bu yerda $R = ag$, $L_x = aN_x$ ekanligi hisobga olindi, g -atom nomeri.

(2.63) ifodadan $n_1 = \pm N_x$ dagi to'liq funktsiya $n_1 = 0$ dagi to'liq funktsiya bilan mos kelishi, $n_1 = \pm(N_x + 1)$ dagi to'liq funktsiya esa $n_1 = \pm 1$ dagi to'liq funktsiya bilan mos kelishi va h.k. kelib chiqdi. Bu k_x komponenta turli n_1 larga mos keluvchi N_x qiymatga ega bo'lishini bildiradi. Bunda $E(k) = E(-k)$ bo'lganligi uchun n_1 faqat 0, 1, 2, ..., $N_x - 1$ qiymatlarnigina qabul qiladi, ya'ni

$$0 < n_1 < N_x \quad \text{yoki} \quad -N_x/2 < n_1 < N_x/2 \quad (2.64)$$

(2.57), (2.62) va (2.64) ifodalardan k quyidagi intervallarda yotishi kelib chiqadi

$$-\pi/a < k_x < \pi/a; \quad -\pi/a < k_y < \pi/a; \quad -\pi/a < k_z < \pi/a \quad (2.65)$$

Bu yerda k_x, k_y, k_z lar N_x, N_y, N_z qiymatlarni qabul qiladi.

Binobarin, kristallning ruxsat etilgan zonasida kristalldagi elementar yacheykalar soniga teng bo'lgan turli xil energiya holatlari (energiya sathlari), jami $N = N_x N_y N_z = L_x L_y L_z / a^3$ ta holat mavjud.

Kvant mexanikasiga ko'ra, atomdagi elektronning holati bosh kvant soni n , azimutal kvant soni l , magnit kvant soni m va spinning z o'qidan proyeksiyasi s bilan ya'ni to'rtta kvant soni tavsiflanadi. (2.62) dan kelib chiqqan holda, uchta kvant soni to'liq vektorining proyeksiyalari k_x, k_y, k_z va to'rtinchi kvant soni s_z bo'lishi kerak. s ning proyeksiyasi faqat ikkita qiymatni qabul qilishi mumkin: $+1/2$ va $-1/2$. Demak, (k_x, k_y, k_z) holatda ikkitadan ko'p bo'lmagan elektronlar bo'lishi mumkin. (2.55) ga asosan (k_x, k_y, k_z) berilgan zona uchun $E(k)$ ni aniqlaydi. Shuning uchun Pauli printsipiga muvofiq, to'liq vektori bilan belgilanadigan har bir energiya sathida qarama-qarshi yo'naltirilgan spinli elektronlar ikkitadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas. Uyg'ongagan atom sathida $2N$ ta kvant holati mavjud, mos ravishda N ta energiya sathlari va $2N$ tadan ko'p bo'lmagan elektronlar bo'lsa, agar zona g marta uyg'ongan bo'lsa, u $2gN$ ta elektronni o'z ichiga olishi mumkin. Bundan kelib chiqadiki, zonadagi kvant holatlari soni ushbu zona hosil bo'lgan izolyatsiyalangan atomlar sathidagi umumiy joylar soniga teng, ya'ni atomlardan kristall hosil bo'lishida holatlar sonining saqlanishi mavjud.

Keling, ruxsat etilgan zonada qo'shni energiya sathlari orasidagi o'rtacha masofani hisoblaylik. Panjara parametrining $a = 4 \cdot 10^{-8}$ sm qiymatini olaylik, bu birlik katakning hajmi $a^3 = 64 \cdot 10^{-24} \text{ sm}^3$ bo'ladi. $V=1 \text{ sm}^3$ birlik hajmli kristalldagi elementar yacheykalar soni zonadagi holatlar soniga teng bo'ladi: $N = V/a^3 = 1/64 \cdot 10^{24} \sim 10^{22}$. Kengligi 1 eV bo'lgan zonada sathlar orasidagi o'rtacha masofa taxminan 10^{22} eV , ya'ni energiya zonasini kvazi-uzluksiz deb hisoblash mumkin.

2.6. Kvaziimpuls

Ma'lumki, fazoda erkin harakatlanadigan elektronning holatini energiya E va impuls P bilan tavsiflash mumkin. Bunda energiya va impuls o'rtasidagi munosabat klassik formula quyidagicha ifodalanadi

$$E = P^2 / 2m_0 \quad (2.66)$$

De Broyl fikricha, massasi m_0 bo'lgan erkin elektron v tezlik bilan harakatlanganda uzunligi λ bo'lgan to'lqinga to'g'ri keladi

$$\lambda = h/P = h/(m_0 v) \quad (2.67)$$

bu yerda h - Plank doimiysi.

To'liq soni

$$k = 2\pi/\lambda \quad (2.68)$$

bo'lganligi uchun erkin elektronning impulsi

$$P = \hbar k \quad (2.69)$$

formula yordamida, energiyasi esa

$$E = \hbar^2 k^2 / 2m_0 \quad (2.70)$$

formula yordamida aniqlanadi.

Kristallning davriy maydonida harakatlanayotgan elektron uchun $p = \hbar k$ kvaziimpuls tushunchasini kiritish mumkin. k diskret qiymatlarga ega bo'lganligi uchun kvaziimpuls ham diskret qiymatlarni qabul qiladi. (2.65) ga asosan kubik panjarada kvaziimpuls

$$-\pi \hbar / a \leq p_i \leq \pi \hbar / a, \quad i=x, y, z \quad (2.71)$$

qiymatlarni qabul qiladi.

Agar (2.55) da k_i o'rniga p_i ni qoysak, kubik kristallda elektron energiyasi uchun

$$E = E_0 + C + 2A(\cos \frac{p_x a}{\hbar} + \cos \frac{p_y a}{\hbar} + \cos \frac{p_z a}{\hbar}) \quad (2.72)$$

ifodani olamiz. Bu ifodadan kristallda elektronning energiyasi kvaziimpulsning juft funksiyasi ekanligi kelib chiqadi

$$E(\mathbf{p}) = E(-\mathbf{p}) \quad (2.73)$$

2.7. Brillyuen zonalari

2.5-bo'limda ko'rsatilganidek, kristallning energetik zonasida N ta energetik holatlar mavjud bo'lib, ularga mos keladigan to'lqin vektorining komponentalari quyidagicha ifodalanadi:

$$k_i = 2\pi n_j / L_i \quad (2.74)$$

va kvaziimpulsning komponentalari quyidagicha bo'ladi:

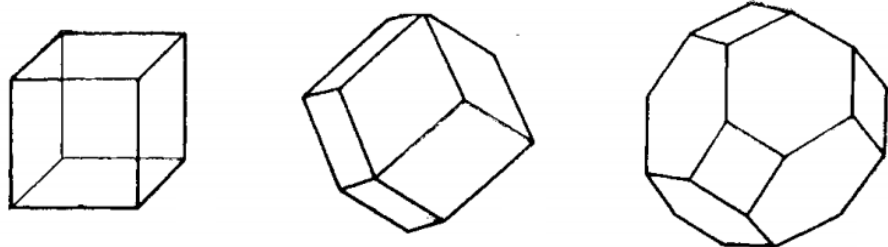
$$p_i = 2\pi \hbar n_j / L_i \quad (2.75)$$

bu yerda $i=x, y, z; j=1, 2, 3$ - butun sonlar.

Kubik panjara uchun (2.65) va (2.71)ga muvofiq, kvaziimpuls komponentalari quyidagi chegaralarda o'zgaradi:

$$-\pi/a \leq k_i \leq \pi/a, \quad -\pi \hbar / a \leq p_i \leq \pi \hbar / a \quad (2.76)$$

Bu qiymatlar kvaziimpulsning (p_x, p_y, p_z) koordinatalar sistemasida (000)(000) nuqta atrofida to'plangan biror hududni ifodalaydi. Bu hudud birinchi yoki asosiy Brillyuen zonasi deb ataladi.



a)

b)

c)

2.4-rasm. Kubik, hajmiy markazlashgan va sirtiy markazlashgan panjaralarda birinchi Brilliyen zonasi

Kubik panjara uchun birinchi Brilliyen zonasi kubik shaklida bo'lib, uning hajmi quyidagicha ifodalanadi:

$$V_B^{(p)} = (2\pi \hbar / a)^3 = h^3 / a^3 \quad (2.77)$$

Brilliyen zonasi k -sohada birinchi zona sifatida ifodalanadi va bu kubik panjara uchun ham kubik shaklda qoladi

$$V_B^{(k)} = (2\pi/a)^3 = 8\pi^3/a^3 \quad (2.78)$$

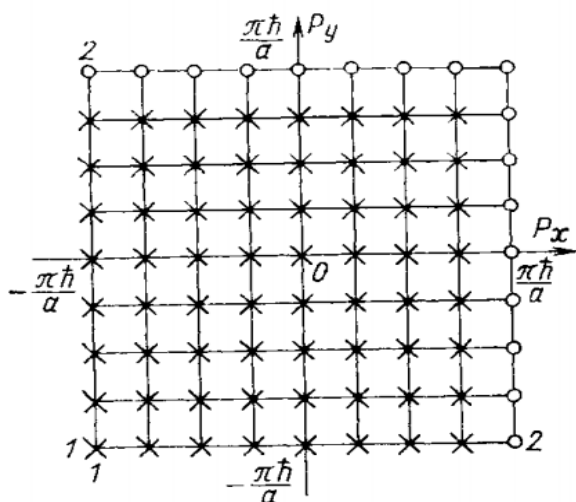
2.5-rasmda kubik panjara uchun birinchi Brilliyen zonasining $p_z=0$ tekislik bilan kesimi tasvirlangan. Elektronlarning turli holatlariga mos nuqtalar "x" bilan belgilangan. Brilliyen zonasi markazi (koordinatalar boshi) $n_1=n_2=n_3=p=0$ holatni bildiradi. Brilliyen zonasida eng yaqin nuqtalar orasidagi masofa (2.75) ga asosan h/L ga teng. Bunda (2.63) dan kelib chiqadiki, rasmda oq doiralar bilan belgilangan nuqtalar Brilliyen zonasining qarama qarshi yoqlarida joylashgan fizkaviy ekvivalent holatlarni bildiradi. Masalan, 1 va 2 nuqtalar bir xil to'lqin funksiyasiga ega bo'lgan ekvivalent holatlarni aks ettiradi, bu holarlardagi elektronlar bir xil energiyaga ega bo'ladi.

Birinchi Brilliyen zonasini

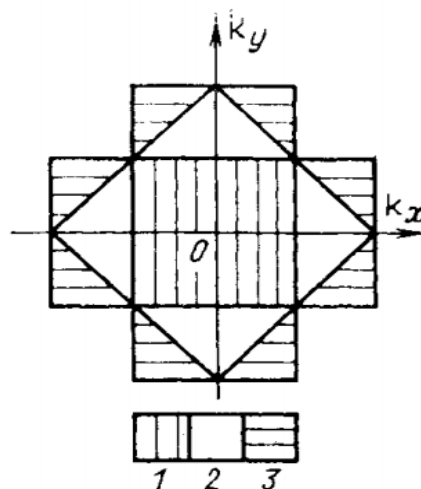
$$\Delta V_B^{(p)} = (2\pi \hbar / L)^3 = h^3 / V \quad (2.79)$$

va

$$\Delta V_B^{(k)} = (2\pi/L)^3 = 8\pi^3/V \quad (2.79a)$$



2.5-rasm. Oddiy kubik panjara uchun birinchi Brilliyen zonasining kesimi



2.6-rasm. Oddiy kubik panjara uchun birinchi uchta Brilliyen zonalari

elementar yacheykalarga bo'lish mumkin, bu yerda $V=L^3=a^3N$ - kristall hajmi, N - kristalldagi elementar yacheykalar soni.

Oddiy kubik kristall panjara uchun birinchi Brilliyen zonasining hajmi $(h/a)^3$ ga, elementar yacheykaning hajmi h^3/a^3N ga teng bo'lganligi uchun elementar yacheykalar soni N ga teng bo'ladi, ya'ni zonadagi energetik holatlar soniga teng. Lekin energetik zonada $2N$ ta elektronlar joylashishi mumkin. Shuningdek, birinchi Brilliyen zonasida $2N$ ta elektron, har bir elementar yacheykada qarama qarshi spinli ikkita elektron bo'lishi mumkin.

Ikkinchi va keyingi energiya zonalariga mos keladigan ikkinchi va keyingi Brilliyen zonolari murakkabroq shakllarga ega bo'ladi, lekin ularning hajmlari doimiy bo'ladi. Ular ham birinchi zonadagi ekvivalent holatlarni tasvirllovchi yacheykalarga mos N ta elementar yacheykalardan tashkil topgan. Misol sifatida 2.6-rasmda yassi kavdrat panjara uchun k -fazoda birinchi uchta Brilliyen zonolari tasvirlangan. 2.4- a rasmda oddiy kubik panjara uchun, 2.4- b rasmda hajmiy markazlashgan panjara uchun, 2.4, c rasmda sirtiyl markazlashgan panjara uchun birinchi Brilliyen zonolari tasvirlangan.

2.8. Valent zonasining elektron holatlarini to'ldirish

Endi valentsion zonaning elektronlar bilan to'ldirilishining bir nechta misollarini ko'rib chiqamiz.

1. Zona elektronlar bilan qisman to'ldirilgan. Agar elektronlar valent zonada qisman to'ldirilgan bo'lsa, tashqi elektr maydoni ta'sirida elektronlar boshqa bo'sh energiya sathlariga ko'chishi mumkin. Bu holatda, zonada bo'sh holatlarning mavjudligi elektronlarga tashqi elektr maydoni ta'sirida harakat qilish va elektr zaryadini tashish imkonini beradi. Demak, qattiq jismlarda elektr toki oqishi uchun valent zonada bo'sh holatlar bo'lishi kerak.

Elektr toki yaxshi o'tadigan moddalar sifatida bir atomli ishqoriy metallar (Li , Na , K , Rb , Cs) va qimmatbaho metallar (Cu , Ag , Au) misol bo'ladi. Ishqoriy metallarda valent elektron " ns " holatida joylashgan bo'lib, qolgan elektronlar esa to'liq to'ldirgan boshqa holatlarda joylashadi.

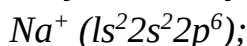
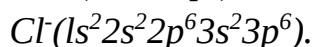
Misol sifatida natriy elementini ko'rib chiqamiz, uning elektronlari quyidagicha taqsimlanadi: $Na^{11} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^1)$. Kristall hosil bo'lganda, natriy atomlarining energiya sathlari zonalarga ajraladi. $1s$, $2s$ va $2p$ sathlari to'liq to'ldirilgan, chunki ularda $2N$, $2N$ va $6N$ ta elektronlar joylashgan. Valent zonadagi elektronlar $3s$ sathidan ajralgan bo'lib, ularning $2N$ holatlaridan N tasi bo'sh qolgan. Demak, natriyda valent zona to'liq bo'lsa ham, tashqi energiya ta'sirida elektronlar bo'sh holatlarga o'tib, elektr toki o'tkazadi.

2. Valent zonada barcha mumkin bo'lgan elektron holatlar egallangan, ammo bu zona elektronlar egallamagan bo'sh zona bilan ustma-ust tushadi. Bunday holda, valent zonasining elektronlari erkin zonaning energiya sathlariga o'tadi va elektr zaryadini uzatishni amalga oshiradi. Bu holat ikkinchi guruh elementlarida

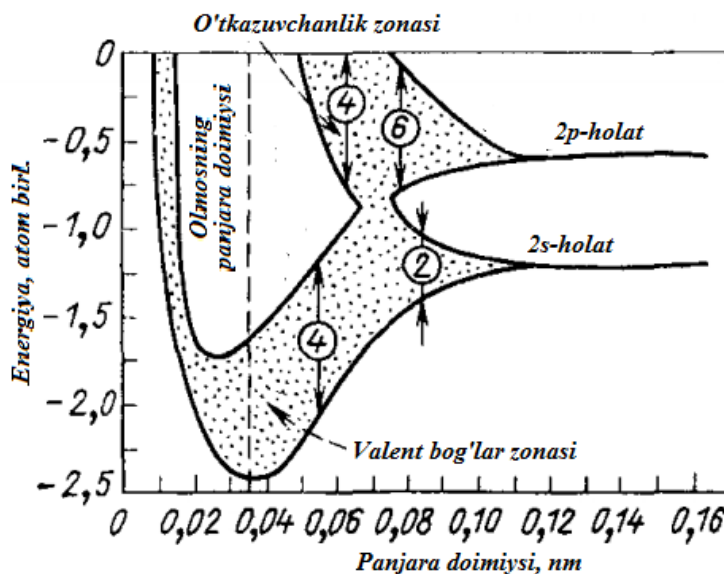
amalga oshiriladi. Ishqoriy yer elementlari ns -valentlik holatida ikkita valent elektronga ega. Masalan, $Mg^{12}(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2)$ da $3s$ va $3p$ zonalari ustma-ust tushadi, natijada $3s$ -zona yuqori sathlarining elektronlari $3p$ zonaning pastki sathlarini egallaydi.

3. Valentlik zonasidagi mumkin bo'lgan holatlar soni kristall hosil qilgan atomlarning valent elektronlari soniga teng. Bunday holda, zonadagi barcha holatlar elektronlar tomonidan egallanadi, zonaning har bir sathida qarama-qarshi yo'naltirilgan spinli ikkita elektron mavjud. Shuning uchun tashqi elektr maydoni bunday elektronlar to'plamining yo'naltirilgan harakatini yarata olmaydi, chunki to'ldirilgan zonada elektronlar faqat o'zaro joy almashishi mumkin. Shuning uchun bunday kristall tok o'tkaza olmaydi, bu dielektrikdir;

Misol tariqasida, natriy xlorid kristallining energiya spektrini ko'rib chiqamiz. $NaCl$ kristalli hosil bo'lganda, natriyning valent elektroni xlor atomiga o'tadi. Natijada manfiy xlor ioni va musbat natriy ioni hosil bo'ladi



$3p$ -holatdagi xlor ioni oltita elektronga ega, bu eng barqaror energiya holatiga to'g'ri keladi, ya'ni barcha kvant holatlari egallangan va har bir sathda antiparallel spinli ikkita elektron mavjud. Bu holatdan kristalda barcha $6N$ -holatni elektronlar egallagan zona hosil bo'ladi. Bu valent zonasi bo'ladi. $3s$ holatdagi natriy ioni elektronga ega emas va shuning uchun kristalda shu sathdan barcha $2N$ kvant holatlari erkin bo'lgan zona hosil bo'ladi. Bu o'tkazuvchanlik zonasi bo'ladi.



2.7-rasm. Olmosda energiya sahtlarining zonalarga aylanishi

Olmos tipidagi kristall panjaraga ega bo'lgan davriy sistemaning IV guruhi elementlaridan hosil bo'lgan kristallarning energiya spektrini tahlil qilaylik. Ularga uglerod (olmos), kremniy, germaniy va kulrang qalay kiradi. Ushbu atomlarning

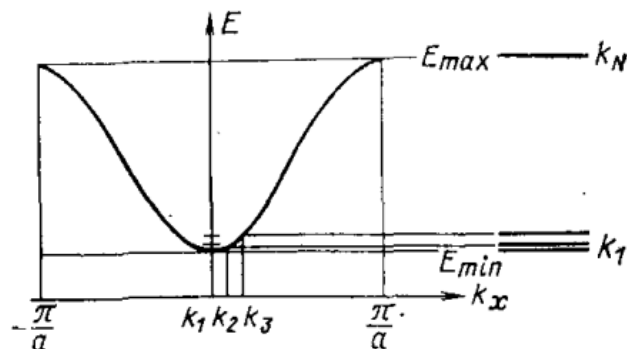
elektron tuzilishi shundayki, (1.4 va 1.5-rasmlarga qarang) qattiq holatda har bir atomning to'rtta elektroni kovalent bog'lanish hosil bo'lishida ishtirok etadi. Bunday holda, 2.7-rasmda ko'rsatilgandek, ns - va np -holatlaridan hosil bo'lgan zonalar bir-biriga yopishib, holatlar soni $8N$ bo'lgan umumiy zonani tashkil qiladi. Atomlararo masofa kamayishi bilan bu zona har birida $4N$ kvant holatiga ega bo'lgan ikkita zonaga bo'linadi. Pastki zonada elektronlar bilan to'ldirilgan $4N$ holatlari mavjud - bu valentlik zonasi va yuqori zonada $4N$ kvant holatlari erkin - bu o'tkazuvchanlik zonasi.

2.9. Elektron energiyasining zona tubida va shipidagi to'lqin vektoriga bog'liqligi

(2.55) tenglama bilan ifodalangan oddiy kubik panjaradagi elektronning energiyasi almashinuv integralining kattaligi va ishorasi bilan aniqlanadi. O'z navbatida, (2.43) dan ko'rinib turganidek, almashinish integrali A ishorasi, tegishli holatning atom to'lqin funktsiyalarining bir-biriga yopishish darajasiga va qo'zg'alish energiyasi $W(r)$ ishorasiga bog'liq. 2.1-rasmga asosan qo'zgalish energiyasi $W(r)$ har doim manfiy. Shuning uchun, sferik elektron qobig'iga ega bo'lgan s -holat uchun $A < 0$. Agar almashinish integralining ishorasini hisobga oladigan bo'lsak, u holda s -holatdan hosil bo'lgan zonadagi elektronning energiyasi

$$E = E' + 2|A|(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (2.80)$$

bu yerda $E' = E_a + C$ - s -holatining energiyasi.



2.8-rasm. s -holat uchun $E(k_x)$ bog'lanish

Energiya to'g'risidagi bu bog'lanish Birinchi Brilluyen zonasida o'zgaruvchi to'lqin vektorining o'zgarishi 2.8-rasmda keltirilgan. $E(k)$ egri chiziq s -zona va to'lqin vektorining k_y va k_z komponentalari uchun to'nkarilgan.

2.8-rasmda $k_1 = 0$ nuqta energiyasi minimal holatga mos keladi. Energiyaning ruhsat etilgan sathlari $k = 2\pi m/L_x$ qiymatlarga mos keladi. $k_N = 2\pi(N-1)/L_x$ - nuqta maksimal energiyali holatga mos keladi.

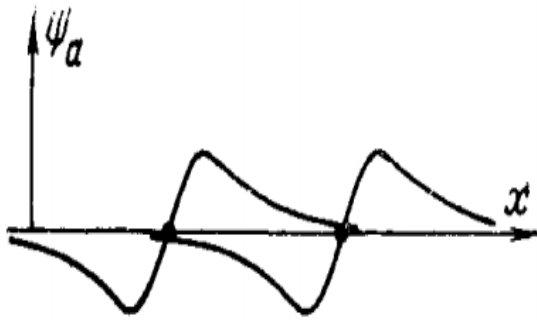
$$xf(r)/r \quad (2.81)$$

ko'rinishda bo'lgan va atomlarning Ψ_a funksiyalarini qisman yopuvchi p -holatlar uchun atom funksiyalari asosan qarama-qarshi ishoraga ega bo'ladi.

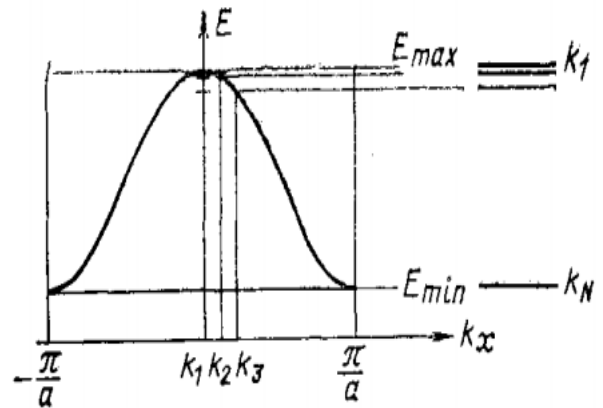
2.9-rasmdan kelib chiqadiki, bir xil ishorali funksiyalarning berkituvchi qismlari ko'paytmasi kichkina va shuning uchun $A > 0$ deb hisoblash mumkin. U holda (2.80) o'rniga

$$E = E'' + 2|A|(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (2.82)$$

ifodani olamiz.



2.9-rasm. p -holat uchun atom funksiyalari



2.10-rasm. s -holat uchun $E(k_x)$ bog'lanish

2.10-rasmda p -holatdan hosil bo'lgan zona uchun energiyaning k_x ga bog'liqligi keltirilgan. Bu yerda $k_I = 0$ maksimal energiyaga, k_N esa minimal energiyaga mos keladi.

d -holatdan hosil bo'lgan zona uchun $E(k)$ bog'lanish s -holatdan hosil bo'lgan zona uchun $E(k)$ bog'lanishga o'xshaydi va grafigi 2.8-rasmda tasvirlangan grafikka o'xshaydi..

Oddiy kubik panjaraning davriy maydonida harakatlanayotgan elektron energiyasi uchun (2.55) ifodani ko'rib chiqamiz. Agar energiyaning boshlang'ich sanoq sistemasi sifatida $E^a + C = 0$ deb belgilasak, s -holatidan hosil bo'lgan zonadagi elektron energiyasi

$$E = -2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (2.83)$$

ko'rinishda yoziladi, bu yerda $A > 0$.

Belgilash kiritamiz

$$E_{min} = -6A = E_c \quad (2.84)$$

$$E_{mak} = 6A = E_v \quad (2.85)$$

$k=0$ nuqta atrofida (2.83) ifodani tahlil qilamiz. $E(k)$ funksiyani qatorga yoyamiz va $ka \ll 1$ bo'lganligi uchun birinchi had bilan chegaralanamiz

$$E = -2A \left(\left[1 - \frac{(k_x a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k_y a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k_z a)^2}{2} \right] \right) = -6A + Aa^2 k^2 \quad (2.86)$$

Shunday qilib, energetik zona tubidagi elektron energiyasi k to'liq vektorining yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi va k^2 ga proporsional bo'ladi.

(2.70) ga mos ravishda (2.84) va (2.85) dan foydalanib, kristalldagi elektron energiyasi uchun

$$E = E_d + \frac{\hbar^2}{2m_n^*(d)} k^2 \quad (2.87)$$

ifodani yozamiz, bu yerda

$$m_n^*(d) = \frac{\hbar^2}{2Aa^2} \quad (2.88)$$

m_n^* - energetik zona tubidagi elektronning effektiv massasi.

Endi zonaning yuqori chegarasiga yaqin holatlar uchun (2.83) formulani ko'ramiz. $k' = \pi/a - k_i$ belgilash kiritamiz. Bu holatda zona shipida $k_i a \ll 1$ bo'lganligi uchun (2.85) ni hisobga olgan holda (2.83) ni qatorga yoysak,

$$\begin{aligned} E &= -2A[\cos(\pi - k'_x a) + \cos(\pi - k'_y a) + \cos(\pi - k'_z a)] = \\ &= 2A \left(\left[1 - \frac{(k'_x a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k'_y a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k'_z a)^2}{2} \right] \right) = 6A - Aa^2 k'^2 = E_m + \frac{\hbar^2}{2m_n^*(v)} k'^2 \end{aligned} \quad (2.89)$$

Shunday qilib, energiya zonasining yuqori chegarasida elektronning energiyasi k'^2 ga proporsional bo'ladi va k' ga bogliq bo'lmaydi, lekin effektiv massa manfiy bo'ladi

$$m_n^*(v) = -\frac{\hbar^2}{2Aa^2} \quad (2.90)$$

Massa manfiy bo'la olmaganligi uchun energetik zonaning yuqori chegarasi uchun elektron zaryadiga teng musbat zaryadli va musbat effektiv massaga ega bo'lgan zarra – kovak tushunchasi kiritiladi

$$m_p^*(v) = -m_n^*(v) = \frac{\hbar^2}{2Aa^2} \quad (2.91)$$

Demak, energetik zonaning yuqori chegarasidagi kovakning effektiv massasi bu zona tubidagi elektronning effektiv massasi bilan mos tushadi va almashinuv integralining qiymatiga teskari proporsional bo'ladi. (2.56) ga asosan almashinuv integrali energetik zona kengligini aniqlaydi. Bu yerdan zaryad tashuvchilarning effektiv massasi energetik zona kengligiga teskari proporsional bo'lishi kelib chiqadi. Bu energiya zonasi qancha yuqori bo'lsa, u shuncha keng va undagi zaryad tashuvchilarning effektiv massasi shuncha kichik bo'lishini bildiradi.

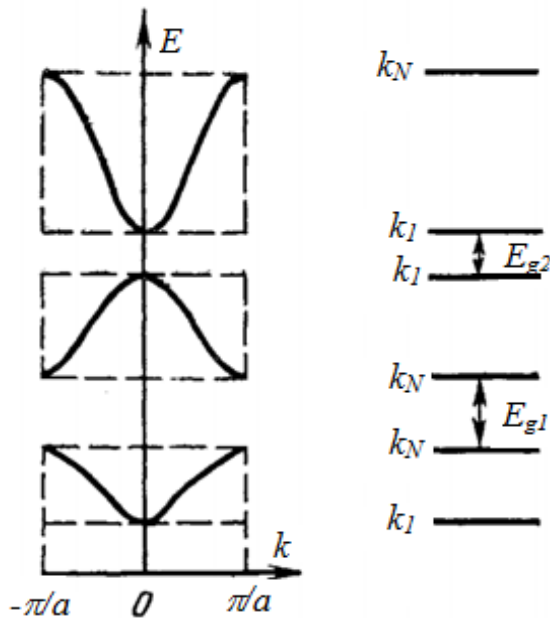
2.11-rasmda k ning $\pm\pi/a$ chegaralada o'zgarish qiymatlari uchun atomlarning s -, p - va d -holatlaridan hosil bo'lgan bir o'lchovli panjaraning uchta qo'shni zonalar uchun $E(k)$ bog'lanish keltirilgan. Har bir ruxsat etilgan zona N ta energetik sathlardan tashkil topgan, sathlar orasidagi o'rtacha masofa 10^{-22} eV. $k=0$

va $k = \pm\pi/a$ nuqtalarda elektron energiyasi minimal va maksimal qiymatlarni qabul qiladi.

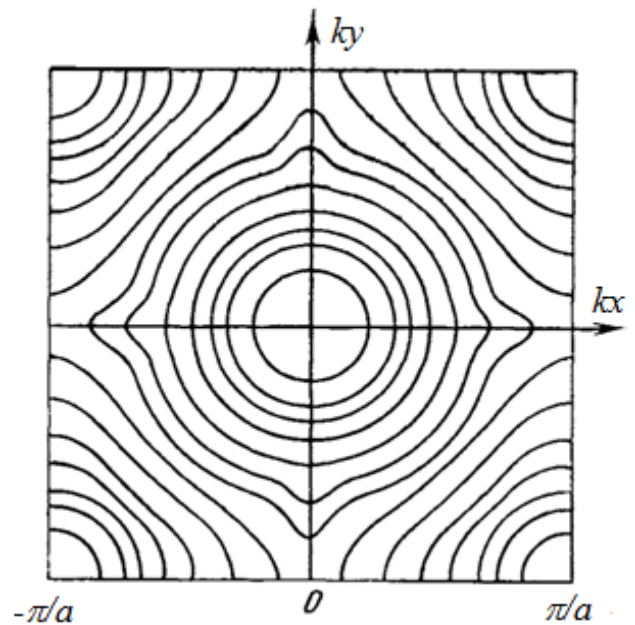
Agar k_x, k_y, k_z yoki p_x, p_y, p_z fazoni ko'rib chiqsak,

$$E(k) = \text{const} \text{ yoki } E(p) = \text{const} \quad (2.92)$$

tenglama doimiy energiya yuzasini yoki izoenergetik sirtini belgilaydi. (2.86) va (2.89) ga ko'ra elektronning energiyasi hamda energiya zonasining pastki va yuqori qismi k vektor yo'nalishiga bog'liq emas, Brillyuen zonasi markaziga $k = 0$ da va $k = \pm p/a$ nuqtalari yaqinidagi izoenergetik sirtlar sferalardir. Bu nuqtalardan uzoqlashgan sari sferalar deformatsiyalana boshlaydi.



2.11-rasm. Bir o'lchovli panjara atomlarining s-,p-, d- holatlaridan hosil bo'lgan uchta qo'shni zonalar uchun $E(k)$ bog'lanish



2.12-rasm. Kvadratik yassi panjara uchun izoenergetik chiziqlar

2.12-rasmda kvadrat tekis panjara uchun izoenergetik sirtlarning (egri chiziqlar) ko'rinishi tasvirlangan. Kvadratning markazida va burchaklari yaqinida izoenergetik egri chiziqlar aylana shaklida bo'lib, ular bu nuqtalardan uzoqlashganda buziladi.

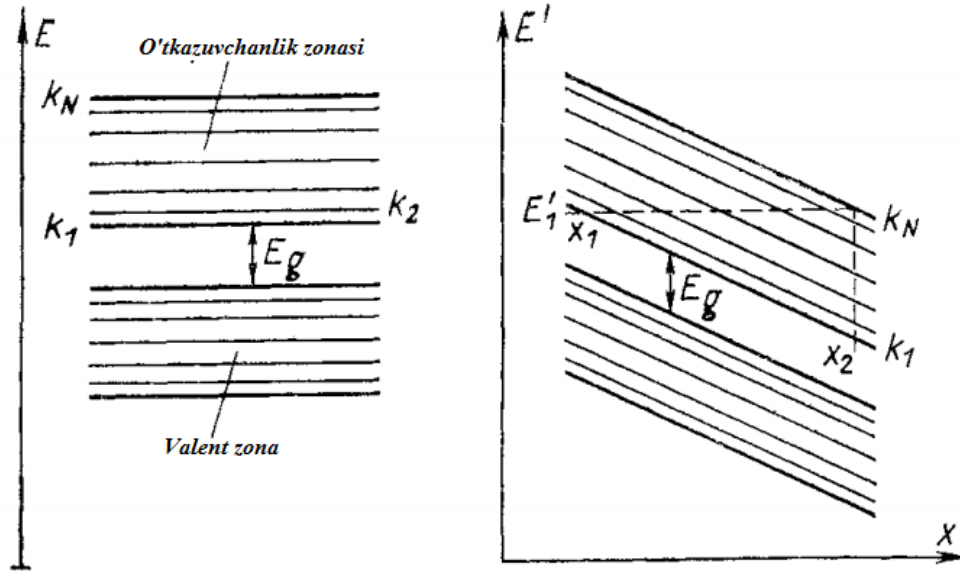
2.10. Kristalda elektronlarning tashqi elektr maydon ta'siri ostidagi harakati

Aniqlanganidek, kristallning davriy maydonidagi elektronlarning energiya spektri taqiqlangan energiya qiymatlari oraliqlari bilan ajratilgan kvaziz-uzluksiz zonalar shakliga ega (2.13-rasmga qarang).

z o'qi bo'ylab yo'naltirilgan tashqi elektr maydonida joylashgan kristalldagi elektronlarning harakatini ko'rib chiqamiz $E=E_x=const$. Bunday holda, tashqi kuch F kristallning davriy maydonida joylashgan elektronga ta'sir qiladi, biz F kuchini etarlicha kichik deb hisoblaymiz va elektronning bir energiya zonasidan boshqasiga o'tishiga olib kelishi mumkin emas, ya'ni.

$$Fa \ll E_g \quad (2.93)$$

Bu yerda a - panjara doimiysi, E_g - man qilingan zona kengligi.



2.13-rasm. Tashqi elektr maydonida energiya zonalarining og'ishi

Tashqi elektr maydonida elektronning potensial energiyasi

$$U(r) = -eEx \quad (2.94)$$

ifoda orqali aniqlanadi.

Bu hol uchun Shredinger tenglamasi

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(r) + U(r) \right) \Psi = E' \Psi \quad (2.95)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Energiyaning hususiy qiymatlarini aniqlash masalasini soddalashtirish uchun panjara doimiysi sohasida tashqi maydonni o'zgarmas deb hisoblaymiz $U=const$. Bu holda Shredinger tenglamasini

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(r) \right) \Psi = (E' - U) \Psi = E \Psi \quad (2.96)$$

Bu yerda E - tashqi maydon yo'qligida elektron energiyasi. Elektronning tashqi elektr maydonidagi energiyasi

$$E' = E + U(r) \quad (2.97)$$

U holda (2.94) ni hisobga olgan holda (2.55) ni quyidagicha yozish mumkin

$$E' = E_a + C + 2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) - eEx \quad (2.98)$$

(2.98) ifodadan agar energiyaning barcha qiymatlari berilsa, energiya zonalarining koordimataga bog'liqlik grafigini olish mumkinligi kelib chiqadi (2.13-rasm). Bu grafik energiya zonalarining tashqi elektr maydoni ta'sirida og'ishini bildiradi.

Ko'rinib turibdiki, har bir x ning qiymati uchun zona kengligi o'zgarmay qoladi. Darhaqiqat, zonaning yuqori va pastki sathlari uchun:

$$E_{max} = E_a + C + 6A - eEx, \quad E_{min} = E_a + C - 6A - eEx \quad (2.99)$$

$E_{max} - E_{min} = 12A$ x ga bog'liq emas va statsionar holat uchun zonaning kengligiga to'g'ri keladi.

Tashqi elektr maydoni bo'lmaganda, elektron energiya zonasining sathlaridan birida bo'ladi va k to'lqin vektorining ma'lum bir qiymatiga ega bo'ladi, masalan, 2.13, a rasmda k_1 . Bu shuni anglatadiki, statsionar holatda elektron har qanday masofada kristall bo'ylab kvazi-impuls va to'lqin vektorining doimiy qiymatlariga ega bo'ladi.

Elektron kristalda tashqi elektr maydon ta'sirida harakat qilganda, energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra, uning umumiy energiyasi doimiy bo'lib qoladi, ya'ni

$$E' = E + U = const \quad (2.100)$$

lekin uning kinetik va potensial energiyalari orasidagi nisbat o'zgaradi.

2.13 - b rasmda tashqi elektr maydoni ishtirokida kristalldagi elektronning umumiy energiyasining qiymati absissa o'qiga parallel bo'lgan punktir chiziq bilan ko'rsatilgan. Ammo bu holda elektron kristall bo'ylab harakatlanayotganda, energiya zonasining bir sathidan boshqa sathlariga o'tadi, buning natijasida elektronning to'lqin vektorining k_1 dan k_N ga o'zgarishi sodir bo'ladi va shuning uchun uning kvaziimpulsi ham p_1 dan p_N gacha o'zgaradi. Bunda elektronning energiyasi $E(k)$ E_{min} dan E_{max} gacha o'zgaradi. Endi elektron, 2.13 - b rasmda ko'rsatilganidek, butun kristall bo'ylab harakatlana olmaydi, faqat x_1 dan x_2 gacha bo'lgan oraliqda harakatlanadi, ya'ni

$$\Delta x = x_2 - x_1 = (E_{max} - E_{min}) / eE \quad (2.101)$$

oraliqda harakatlana oladi.

Shunday qilib, tashqi bir jinsli elektr maydonida ideal kristallning energiya zonolari og'adi, bunda $U > 0$ bo'lsa, energiya sathlari ko'tariladi va $U < 0$ bo'lsa pasayadi. Bunday holda, elektronlarning qayta taqsimlash sodir bo'ladi. chunki ular ma'lum bir Δx sohada harakat qiladilar, uning kengligi tashqi elektr maydon kuchlanganligiga teskari proportsionaldir. Bu sohada elektron energiya zonasida harakatlanayotganda, sathdan sathga o'tadi va elektronning to'lqin vektori va kvazi-impulsi o'zgaradi va shuning uchun u vaqtga bog'liq bo'ladi, ya'ni

$$k = k(t); \quad P = P(t) \quad (2.102)$$

Vaqt o'tishi bilan kvaziimpuls va to'lqin vektorining o'zgarish qonunini, ya'ni tashqi elektr maydon ishtirokida kristalldagi elektronning harakatini tavsiflovchi qonunni aniqlaymiz.

Kvant mexanikasidan ma'lumki, k to'lqin vektoriga ega bo'lgan erkin elektronning harakatini $2\Delta k$ oraliqda ($k-\Delta k$ dan $k+\Delta k$ gacha) uzluksiz o'zgaruvchi yassi to'lqinlar superpozitsiyasidan iborat to'lqin paketi yordamida tavsiflanishi mumkin.

Bir o'lchovli hol uchun to'lqin paketining to'lqin funksiyasi

$$\Psi(x, t) = \int_{k-\Delta k}^{k+\Delta k} a(k) e^{i(kx - \omega t)} dk \quad (2.103)$$

ko'rinishga ega, bu yerda ω - siklik chastota.

To'lqin paketining harakati $v_{gr} = d\omega/dk$ guruh tezligi bilan xarakterlanadi, u paketning biror nuqtasining, masalan, maksimum nuqtasining tezligiga teng. Bu maksimumning koordinatasini $x = d\omega/dk$ shartdan aniqlanadi

$$V = x/t = v_{gr} \quad (2.104)$$

ya'ni, erkin elektronning o'rtacha tezligi to'lqin paketining guruh tezligiga teng.

Agar $E = \hbar\omega$ munosabatdan foydalanilsa, erkin elektronning o'rtacha tezligi

$$v = d\omega/dk = \frac{dE}{\hbar dk} = \frac{dE}{dP} \quad (2.106)$$

ifodadan aniqlanadi, bu yerda $P = \hbar k$ -erkin elektron impuls.

Elektronning kristalldagi harakati k ning turli qiymatlariga ega bo'lgan atomning to'lqin funksiyalari to'plami bilan aniqlanuvchi to'lqin funksiya bilan tavsiflanadi. $k = 2\pi n/aN$ ($n=0, 1, \dots, (N-1)$, $a=10^{-8}$ sm, $N=10^{22}$ sm⁻³, $aN=10^{14}$) bo'lganligi uchun to'lqin funksiyani to'lqin vektori uzluksiz o'zgaruvchi yassi to'lqinlar to'plami deb qarash mumkin. Shu sababli elektronning kristalldagi harakatini Blox funksiyalaridan tashkil topgan to'lqin paketi bikan tavsiflash mumkin. (2.106) ifoda elektronning kristalldagi harakatining o'rtacha tezligi uchun ham o'rinli bo'ladi. Uch o'lchovli holda

$$v = d\omega/dk = \frac{dE}{\hbar dk} = \frac{dE}{dP} \quad (2.108)$$

Bu yerda $P = \hbar k$ - kvaziimpuls.

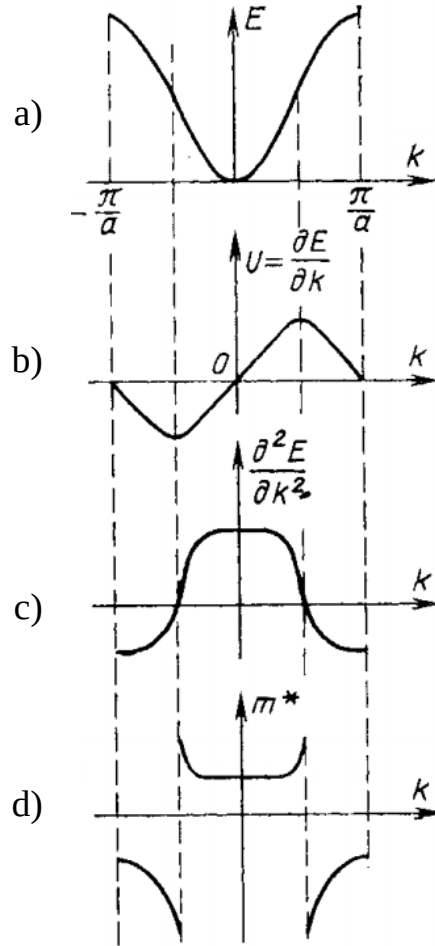
Shunday qilib, elektronning kristalldagi harakatining o'rtacha tezligi energiyadan kvaziimpuls bo'yicha hosilaga teng.

Kuchli bog'lanish yaqinlashishida oddiy kubik panjarada elektronning o'rtacha kvantomexanik tezligini hisoblaymiz.

(2.83) va (2.108) tenglamalardan

$$v = \frac{2aA}{\hbar} (i \sin k_x a + j \sin k_y a + k \sin k_z a) = \frac{2aA}{\hbar} (i \sin \frac{p_x a}{\hbar} + j \sin \frac{p_y a}{\hbar} + k \sin \frac{p_z a}{\hbar}) \quad (2.109)$$

tenglikni olamiz, bu yerda i, j, k - dekart koordinata ortlari.



2.14-rasm. Kubik panjara uchun energiya, tezlik, $\partial^2 E / \partial k^2$ va effektiv massaning k ga bog'liqligi

(2.109) ifodadan kelib chiqadiki, elektronning kristalldagi harakatining o'rtacha tezligi to'liqin vektorining (kvaziimpulsning) moduliga va yo'nalishiga bog'liq.

Bir o'lchovli holda $k_y = k_z = 0$, $k_x = k$ va

$$E = -2A \cos ka; \quad (2.110)$$

$$v = \frac{2aA}{\hbar} \sin ka \quad (2.111)$$

2.14-a va b rasmlarda bu bog'lanishlarning grafiklari keltirilgan. Rasmlardan zonalar chegaralarida ($k = \pm\pi/a$) $E(k)$ ekstremum qiymatlarga erishishi kelib chiqadi. Demak, ekstremum nuqtalarda elektronning tezligi nolga teng. Zona ichida esa maksimal qiymatga erishadi. Elektronning zona bo'yicha o'rtacha kvantomexanik tezligi

$$v_{ort} = \int_{-\pi/a}^{\pi/a} v(k) dk = \frac{2aA}{\hbar} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \sin kadk = 0 \quad (2.112)$$

Demak, elektr maydoni yo'qligida elektronning kristalldagi zona bo'yicha o'rtacha kvantomexanik tezligi nolga teng.

Faraz qilaylik, kristallda elektronga tashqi kuch ta'sir qilyapti. Bir o'lchovli hol uchun energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$\frac{dE}{dt} = Fv \quad (2.113)$$

ya'ni energiyaning o'zgarish tezligi vaqt birligida tashqi kuchlar bajargan ishga teng

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dp} \frac{dp}{dt} \quad (2.114)$$

bo'lganligi uchun (2.113), (2.114) va (2.107) ifodalardan

$$\frac{dE}{dt} = F \quad (2.115)$$

kelib chiqadi.

Bu tenglama shakli jihatidan Nyuton harakat tenglamasi bilan bir xil: kvaziimpulsning o'zgarish tezligi qo'yilgan kuchga proporsionaldir. Binobarin, $V(r)$ kristallning davriy maydonida harakat tenglamasidagi (2.115) elektron kvaziimpulsi p erkin elektron impulsi rolini bajaradi.

Tashqi kuch F vaqtga bog'liq bo'lmasin. Bunday holda, elektronning p -fazodagi harakati

$$p(t) = p_0 + Ft \quad (2.116)$$

tenglama bilan tavsiflanadi va harakat trayektoriyasi to'g'ri chiziq bo'ladi, uning yo'nalishi tashqi kuchning yo'nalishi bilan belgilanadi. Lekin p -fazoda (yoki k -fazoda) harakatlanuvchi elektron bir izoenergetik sirtidan ikkinchisiga o'tadi (2.12-rasmga qarang). Shuning uchun tashqi kuch F nafaqat kvaziimpulsni, balki elektronning energiyaning ham o'zgartiradi.

Endi tashqi elektr maydoni bo'lmaganda kristalldagi elektronning P impulsi qanday o'zgarishini ko'rib chiqamiz. Ideal tuzilishga ega, qat'iy davriy maydonga ega bo'lgan kristallda elektron energiya maydonining bir xil sathida harakat qiladi. Elektron impulsi doimiy bo'lganligi sababli $dp/dt=0$. Ammo panjara maydoni tomonidan kristall elektronga F kuch ta'sir qiladi va impulsining o'zgarishini aniqlaydi, ya'ni

$$dP/dt = F \quad (2.117)$$

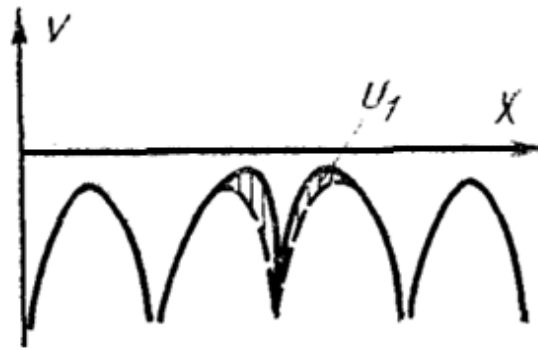
F panjara davriga teng davriy funktsiya bo'lganligi sababli, kristallda harakatlanadigan elektronning impulsi doimiy bo'lmaydi, balki davriy ravishda o'zgaradi.

Tashqi elektr maydon mavjud bo'lganda elektronga tashqi kuch F ham, panjaraning ta'siri natijasida yuzaga kelgan F_{kr} kuchi ham ta'sir qiladi. Shuning uchun elektron impulsning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi kristall maydonidan ta'sir qiluvchi va tashqi kuch bilan aniqlanadi, ya'ni

$$dP/dt = F_{kr} + F \quad (2.118)$$

Shunday qilib, agar kristall panjaraning tuzilishi ideal bo'lsa, u holda uning potensial maydoni $V(r)$ qattiy davriydir. Davriy panjara maydonida elektron butun kristall bo'ylab doimiy kvaziimpuls va shuning uchun doimiy energiya bilan harakatlanadi. Bunday holda, elektron kristall bo'ylab harakatlanib, energiya zonasining bir xil sathida qoladi. Lekin $p = \text{const}$ va shuning uchun $k = \text{const}$ bo'lgani uchun (2.111) ga ko'ra elektron tezligi doimiy bo'ladi $v = \text{const}$, shuning uchun uning tezlanishi nolga teng. Demak, panjaraning davriy maydonida elektron tezlashmasdan harakat qiladi. Boshqacha qilib aytganda, qattiy davriy maydonda elektron erkin zarracha kabi qarshiliksiz, sochilmasdan harakatlanadi.

Agar ideal tuzilishga ega kristall tashqi elektr maydoniga joylashtirilsa, u holda (2.115) ga asosan, elektronning harakati F tashqi kuch ta'sirida erkin zarrachaning harakatiga o'xshash bo'ladi. Faqat bunda energiya zonasida kristallning (2.101) cheklangan hududida harakatlanadigan elektron sathdan sathga siljiydi va uning energiyasi o'zgaradi.



2.15-rsm. Bir o'lchovli panjaraning buzilgan potentsiali

Endi kristall panjara maydoni qattiy davriy bo'lmagan holatni ko'rib chiqaylik. Panjara maydoni 2.15-rasmda ko'rsatilganiga o'xshash bo'lsin. Kristallning strukturaning idealligi buzilgan qismi uchun panjara maydonini davriy $V(r)$ maydoni sifatida ko'rsatish mumkin, uning ustiga panjara davriyligiga ega bo'lgan ba'zi qo'shimcha kuch maydoni U_1 qo'yilgan. Ammo (2.115) ga ko'ra, U_1 potensial maydonning davriy bo'lmagan qismi ta'sirida elektronning kvazi impulsi o'zgarishi kerak. Bundan kelib chiqadiki, panjara potensial maydonining ideal davriyligining har qanday buzilishi elektron kvaziimpulsining o'zgarishiga olib keladi. Bu shuni anglatadiki, panjara tuzilishi idealligining har qanday buzilishi elektron to'lqinlarning tarqalishiga olib keladi.

Haqiqiy kristallarda potensial maydon qattiy davriy emas. U panjara atomlarining termal tebranishlari va unda har xil turdagi nuqsonlarning mavjudligi bilan buziladi. Elektron to'lqinlarning panjara strukturasiining bir hil bo'lmaganligi

bilan tarqalishi moddadan elektr toki o'tganda uning qarshiligini aniqlaydigan fizikaviy sababdir.

2.11. Zaryad tashuvchilarning effektiv massasi

Faraz qilaylik, massasi m bo'lgan erkin elektron kuchlanganligi E bo'lgan bir jinsli elektr maydonida joylashgan. Elektronga F kuch ta'sir qiladi, uning ta'sirida elektron tezlanish oladi

$$a = -eE/m_0 \quad (2.119)$$

Tashqi maydonda joylashgan kristalldagi elektron uchun (2.107) va (2.115) larni hisobga olgan holda

$$a = \frac{\partial^2 E}{\partial p^2} F \quad (2.120)$$

ni yozish mumkin. Uch o'lchovli hol uchun

$$\begin{cases} a_x = \frac{\partial^2 E}{\partial p_x^2} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_y} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_z} F_z \\ a_y = \frac{\partial^2 E}{\partial p_y \partial p_x} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial p_y^2} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial p_y \partial p_z} F_z \\ a_z = \frac{\partial^2 E}{\partial p_z \partial p_x} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial p_z \partial p_y} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial p_z^2} F_z \end{cases} \quad (2.121)$$

Bunda tezlanish vektorining yo'nalishi tashqi kuch vektori yo'nalishi bilan mos tushmaydi.

Tezlanish vektori bilan tashqi kuch vektorini bog'lovchi

$$\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = \frac{1}{m_{ij}} \quad (2.122)$$

kattaliklar ikkinchi rang tenzori yoki teskari effektiv massa tenzorining elementlari deyiladi.

Kristallda elektron energiyasi ifodasini ekstremal k_0 nuqta atrofida $k-k_0$ ning darajalari bo'yicha qatorga yoyamiz va ikkinchi tartibli hadlar bilan kifoyalanamiz

$$E(k) = E(k_0) + \sum_{ij} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} \right)_{k_0} (k_i - k_{i0})(k_j - k_{j0}) \quad (2.123)$$

Bu yerda $i, j=x, y, z$. (2.122) ni hisobga olsak

$$E(k) = E(k_0) + \frac{\hbar^2}{2} \sum_{ij} \frac{1}{m_{ij}} (k_i - k_{i0})(k_j - k_{j0}) \quad (2.125)$$

yoki

$$E(p) = E(p_0) + \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{1}{m_{ij}} (p_i - p_{i0})(p_j - p_{j0}) \quad (2.126)$$

k_0 nuqta atrofida elektronning kristalldagi harakat tezligi

$$v_i = \frac{\partial E}{\partial p_i} = \sum_{ij} \frac{p_i - p_{i0}}{m_{ij}} \quad (2.127)$$

ga teng bo'ladi, masalan,

$$v_x = \frac{p_x - p_{x0}}{m_{xx}} + \frac{p_y - p_{y0}}{m_{xy}} + \frac{p_z - p_{z0}}{m_{xz}}$$

yoki vektor ko'rinishida

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}_0}{m} \quad (2.128)$$

Demak, elektronning kristalldagi harakat tezligi kvaziimpuls bilan teskari effektiv massa tenzorining skalyar ko'paytmasiga teng.

(2.122) tenzor bosh diagonal bo'yicha simmetrik bo'lganligi uchun bosh diagonal elementlari noldan farqli bo'lganda simmetrik tenzorga keltirish mumkin. U holda teskari effektiv massa tenzoriga teskari tenzor effektiv massa tenzori deyiladi.

Effektiv massa tenzori hisobga olinganda (2.125) ifoda

$$E(k) = E(k_0) + \frac{\hbar^2(k_x - k_{x0})^2}{2m_1} + \frac{\hbar^2(k_y - k_{y0})^2}{2m_2} + \frac{\hbar^2(k_z - k_{z0})^2}{2m_3} \quad (2.131)$$

yoki

$$E(p) = E(p_0) + \frac{(p_x - p_{x0})^2}{2m_1} + \frac{(p_y - p_{y0})^2}{2m_2} + \frac{(p_z - p_{z0})^2}{2m_3} \quad (2.132)$$

ko'rinishda yoziladi. Tezlik esa

$$v_i = \partial E / \partial p_i \quad (2.133)$$

ifoda orqali aniqlanadi.

(2.132) ifodadan kelib chiqadiki, p -fazoda bir xil energiyali sirtlar energiyaning ekstremum nuqtasi atrofida ellipsoidlar bo'lib, m_1, m_2, m_3 lar ellipsoidlarning bosh o'qlari bo'ladi.

Ellipsoid tenglamasini

$$\frac{(p_x - p_{x0})^2}{a^2} + \frac{(p_y - p_{y0})^2}{b^2} + \frac{(p_z - p_{z0})^2}{c^2} = 1 \quad (2.134)$$

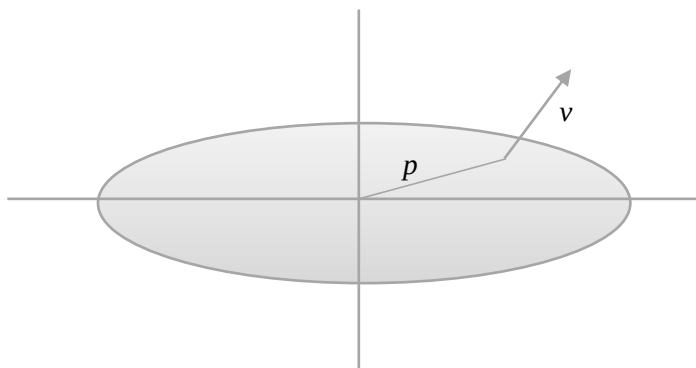
ko'rinishda yozamiz, bu yerda a, b, c - ellipsoidning x, y, z yo'nalishlaridagi yarim o'qlari

$$a^2 = 2m_1[E(p) - E(p_0)]; \quad b^2 = 2m_2[E(p) - E(p_0)]; \quad c^2 = 2m_3[E(p) - E(p_0)]. \quad (2.135)$$

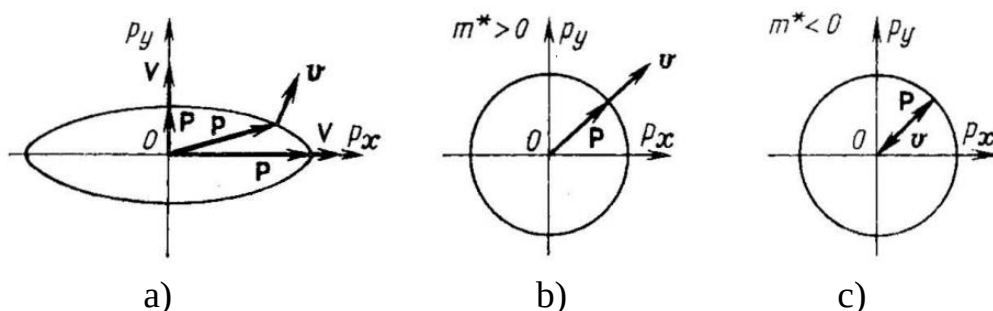
Gradient sirtga yo'nalganligi va elektron tezligi kvaziimpul fazosida energiya gradient bo'lganligi uchun izoenergetik sirtga tik yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun energiyaning ellipsoidal sirtlari uchun tezlik va kvaziimpulsning yo'nalishlari mos tushmasligi mumkin. Ularning yo'nalishlari ellipsoid o'qlari bo'ylab mos tushadi. Bunda $E(p_0) = E_0$ deb belgilansa

$$v = \frac{p_i - p_{i0}}{m_i} = \sqrt{\frac{2(E - E_0)}{m_i}} \quad (2.137)$$

Bu ifodadan bir xil energiyada elektronning ellipsoid o'qi bo'ylab tezligi effektiv massaning tegishli komponentasiga teskari proporsionaldir. Lekin (2.135) ga asosan effektiv massa ellipsoidning o'qlarini aniqlaydi. Shuning uchun ellipsoid o'qlari qancha uzun bo'lsa, elektronlar tezligi shuncha kichik bo'ladi.



2.16-rasm. Elektronning ellipsoidal energiya sirtida tezligi va kvaziimpulsi



2.17-rasm. Energiyaning ellipsoidal, sferik ($m^* > 0$), sferik ($m^* < 0$) sirtida radius vektor va normalning yo'nalishi

Agar ellipsoidning ikkita o'qi teng bo'lsa, effektiv massalar ham teng bo'ladi $a=b$, $m_1=m_2$. U holda izoenergetik sirtlar

$$E(p) = E(p_0) + \frac{(p_x - p_{x0})^2 + (p_y - p_{y0})^2}{2m_1} + \frac{(p_z - p_{z0})^2}{2m_3} \quad (2.138)$$

ko'rinishda bo'ladi.

(2.138) tenglama bilan tasvirlangan izoenergetik sirt aylanish o'qi p_z o'qiga to'g'ri keladigan aylanish ellipsoididir. m_2 simmetriya o'qi bo'ylab, ya'ni ellipsoidning aylanish o'qi bo'yicha effektiv massa bo'lganligi sababli, u o'qning bo'ylama effektiv massasi deb ataladi va m_1 bilan belgilanadi. m_1-m_2 - simmetriya o'qga ko'ndalang bo'lganligi uchun ko'ndalang effektiv massa deb ataladi. Agar $m_1 < m_2$ bo'lsa u holda aylanish ellipsoidi aylanish o'qi bo'ylab cho'zilgan bo'ladi va m_2/m_1 effektiv massalar nisbati qanchalik katta bo'lsa, u holda ellipsoid shunchali cho'zilgan bo'ladi. Aks holda siqilgan bo'ladi.

Kub simmetriyaga ega kristallar uchun barcha asosiy o'qlar ekvivalentdir. Bunday holda, $m_1=m_2=m_3=m^*$ va effektiv massa tenzori skalyar [nol darajali tensor] ga aylanadi. Bunday holda, izoenergetik sirtlar

$$E(p) = E(p_0) + \frac{p^2}{2m^*} = \text{const} \quad (2.139)$$

tenglama bilan tavsiflanadi va sfera ko'rinishiga ega bo'ladi (2.17- b rasm). Effektiv massa ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{\partial^2 E}{\partial p^2} = \frac{\partial^2 E}{\hbar^2 \partial k^2} \quad (2.140)$$

Shuning uchun kub simmetriyali kristall uchun zaryad tashuvchilarning effektiv massasi k -fazoda (yoki p -fazoda) izoenergetik sirtlarning egriligiga teskari proporsionaldir. Elektron energiya minimumi yaqinida, ya'ni o'tkazuvchanlik zonasining tubiga yaqin joyda bo'lsa (2.14- a rasm).

$$\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} > 0, \quad m^* = \text{const} > 0 \quad (2.141)$$

ya'ni elektronlar musbat effektiv massaga ega bo'lgan manfiy zaryadlangan zarrachalar kabi harakat qiladi (2.14. d-rasm).

Bunday holda, (2.120) va (2.140) iboralarga muvofiq biz quyidagilarni olamiz:

$$F = ma \quad (2.142)$$

ya'ni tezlanish yo'nalishi tashqi kuch yo'nalishiga to'g'ri keladi va shuning uchun tashqi elektr maydoni yo'nalishiga qarama-qarshidir.

Tezlanish $a = dv/dt$, $F = dp/dt$ bo'lganligi uchun, kub kristallidagi elektronning kvaziimpulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$p = m^*v, \quad (2.143)$$

ya'ni elektron harakatining tezligi kvaziimpuls yo'nalishda to'g'ri keladi (2.17- b rasm).

Binobarin, tashqi elektr maydon ta'sirida kub kristallining energiya zonasining tubida joylashgan elektronning harakati massasi m^* ga teng bo'lgan erkin zarrachaning harakatiga o'xshaydi.

(2.142) dan kristalldagi elektronning tezlanishiga faqat tashqi kuch ta'sir etishi kelib chiqadi. Panjara elektr maydonining ta'siri tashqi kuch ta'sirida elektronning harakati uning odatdagi massasi m_0 bilan emas, balki effektiv massasi m^* bilan aniqlanishida namoyon bo'ladi.

Energiya maksimumi yaqinida, ya'ni valentlik zonasining yuqori qismiga yaqin joyda (2.14. a-rasm),

$$\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} < 0, \quad m^* = \text{const} < 0 \quad (2.144)$$

(2.14-rasm, d), va shuning uchun tezlik kvazi-impulsga qarshi qaratilgan (2.17- c rasm.). (2.144) dan kelib chiqadiki, zonaning yuqori chetida joylashgan elektronning tezlanish yo'nalishi unga ta'sir qiluvchi tashqi kuch yo'nalishiga qarama-qarshidir:

$$a = -F/m^* \quad (2.145)$$

Ammo bir jinsli elektr maydonida elektronga

$$F = -eE, \quad (2.146)$$

kuch ta'sir qiladi, shuning uchun $m^* < 0$ bo'lgan energiya zonasi shiftiga yaqin joylashgan elektron uchun tashqi elektr maydon tomonidan tezlanish quyidagicha bo'ladi:

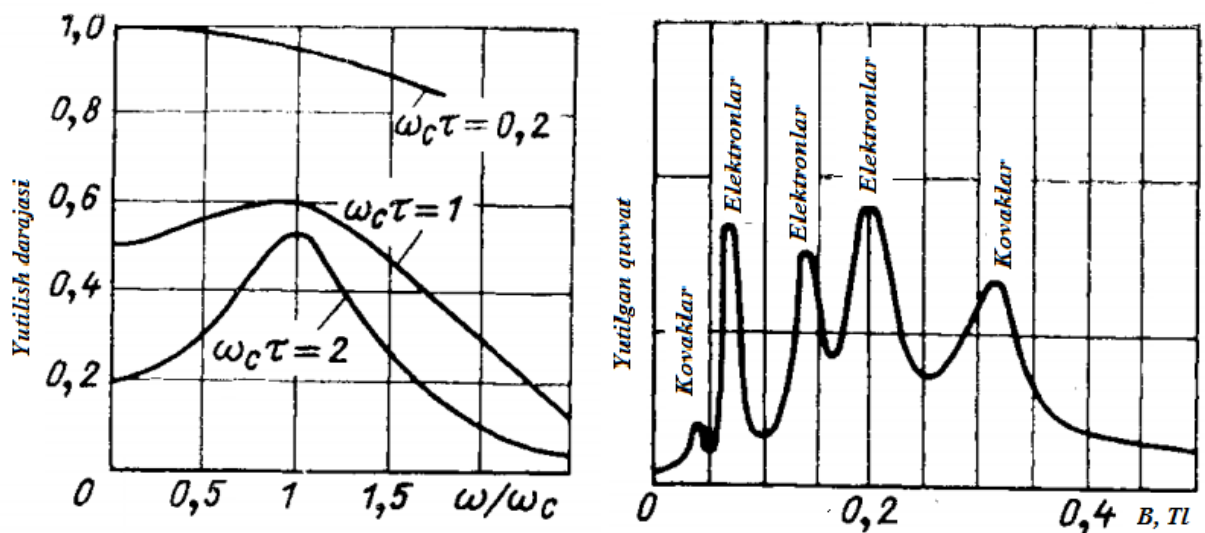
$$a = eE/m^* \quad (2.147)$$

Ya'ni zaryad tashuvchining tezlashishi yo'nalish elektr maydoni yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi.

Valentlik zonasining yuqori qismiga yaqin joylashgan bunday zaryad tashuvchisi o'zini musbat zaryadli va musbat effektiv massaga ega bo'lgan zarracha kabi tutadi va kovak deb ataladi. Zona chetlaridan uzoqlashganda $E(k)$ bog'liqlik kvadratik qonundan chetga chiqadi. $E(k)$ egri chizig'ining $k = \pm\pi/2a$ burilish nuqtalarida (2.14-rasm)

$$\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} = 0, \quad m^* \rightarrow \infty$$

Bundan kelib chiqadiki, tashqi elektr maydon ta'sirida kristalldagi zaryad tashuvchilarning harakatini tasvirlash uchun (2.115) munosabatni faqat energiya zonasining pastki yoki shiftiga yaqin joylashgan zaryad tashuvchilar uchun qo'llash mumkin. Amalda, energiya zonasini to'ldirishning ikkita holati eng muhim hisoblanadi.



2.18-rasm. Doimiy magnit maydon
kuchlanganligiga bo'g'liq ravishda siklotron
rezonansida yutilish

2.19-rasm. Germaniy siklotron rezonansida
yutilish

1. Zona deyarli bo'sh. Bunda zonadagi elektronlar n soni mumkin bo'lgan kvant holatlari soni $2N$ dan ancha kam bo'ladi. Pastroq energiya sathini egallashga intilayotgan elektronlar zonaning tubida joylashgan. Bu holda $m_n^* = \text{const} > 0$.

2. Zona deyarli elektronlar bilan to'ldirilgan. Bunday zonada ma'lum miqdordagi erkin kvant holatlar mavjud. Elektronlardan xoli holatlar zonaning eng yuqori qismida joylashgan, ya'ni kovaklar zonaning yuqori qismida joylashgan bo'lib, ularning energiyasi minimaldir. Shuning uchun kovaklarning energiyasi elektronning energiyasiga teskari yo'nalishda o'lchanadi. Bunday holda, $m_p^* = \text{const} > 0$.

Mutlaq nol haroratda yarimo'tkazgichning valentlik zonasi elektronlar bilan to'ldiriladi va o'tkazuvchanlik zonasi erkindir. Haroratning oshishi bilan valentlik zonasidan elektronlarning kichik bir qismi termal qo'zg'alish natijasida o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Bunday holda, yuqorida ko'rib chiqilgan holat amalga oshiriladi: o'tkazuvchanlik zonasining tubida oz sonli elektronlar va valentlik zonasining yuqori chetida kovaklar mavjudligi. O'tkazuvchanlik zonasining kengligi valentlik zonasining kengligidan kattaroq bo'lgani uchun va effektiv massa qiymati energiya zonasining kengligiga teskari proportsional bo'lganligi sababli, kovakning effektiv massasi elektronning effektiv massasidan katta bo'lishi kerak, ya'ni

$$m_p^* > m_n^*$$

Demak, elektron va kovak nafaqat zaryadlari, balki effektiv massalari bilan ham farq qiladi.

2.12. Siklotron rezonansi

Zaryad tashuvchilarning effektiv massasini aniqlashning bir qancha eksperimental usullari mavjud. Ulardan biri siklotron rezonans usulidir. Bunday holda, yarimo'tkazgich induksiyasi $B = \text{const}$ bilan doimiy magnit maydonga joylashtiriladi. v tezlik bilan harakatlanayotgan elektronga Lorents kuchi ta'sir qiladi

$$F = -e[vB] \quad (2,148)$$

Ushbu kuch ta'sirida elektron magnit maydonga perpendikulyar tekislikda aylana bo'ylab harakatlanadi. Siklotron chastotasi deb ataladigan siklik chastota markazdan qochma kuch va Lorents kuchining tengligidan aniqlanadi

$$m^*v^2/r = eBv \quad (2.149)$$

$$\omega = v/r = eB/m^* \quad (2.150)$$

Bundan kelib chiqadiki, siklotron chastotasi aylana tezligi va radiusiga bog'liq emas. Agar hozir yarimo'tkazgichda B ga perpendikulyar tekislikda

tebranuvchi kuchsiz yuqori chastotali elektr maydoni hosil bo'lsa, u holda maydon chastotasiga yaqinlashganda, elektron elektromagnit maydon energiyasini kuchli yutadi. Bu rezonans yutilish hodisasi odatda siklotron rezonansi deb ataladi. Yutilishning rezonans chastotasi o'lchovlaridan aniqlanadi, so'ngra (2.150) dan elektronning (yoki kovakning) effektiv massasi hisoblanadi. Agar bu miqdor anizotrop bo'lsa, magnit va elektr maydonlarining kristallning kristallografik o'qlariga nisbatan yo'nalishini o'zgartirib, teng energiyali ellipsoid shaklini o'rganish mumkin.

Elektronning erkin yugurish vaqti yetarlicha katta bo'lsa, rezonans yutilish chastotasini aniqlash uchun tajriba o'tkazish mumkin:

$$\tau \gg \omega$$

Ya'ni τ vaqt davomida elektron hech bo'lmasa bir marta aylanishga ulgurishi kerak.

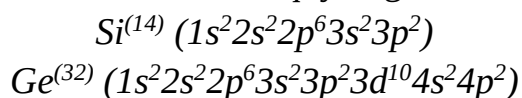
Elektron qanchalik ko'p aylansa, rezonans shunchalik keskin va o'tkirroq bo'ladi. 2.18-rasmda $\omega_c \tau$ ning (0,2; 1 va 2) uchta qiymati uchun elektromagnit maydonning yutilish egri chiziqlarini ko'rsatilgan:

Zaryad tashuvchining erkin yugurish vaqti qancha katta bo'lsa, kristalda shuncha kamroq strukturaviy kamchiliklar mavjud bo'ladi. Shuning uchun siklotron rezonans tajribalari juda past haroratlarda (odatda 4,2 K, suyuq geliyning harorati) va yuqori toza kristallarda o'tkazilishi kerak. Odatda, tajribalarda radio nurlanish chastotasi o'rnatiladi va magnit maydon induksiyasini o'zgartirish orqali rezonansga erishiladi. 2.19-rasmda germaniyda siklotron rezonansining yutilish spektrini ko'rsatilgan.

2.13. Ba'zi yarimo'tkazgichlarning zonaviy tuzilishi

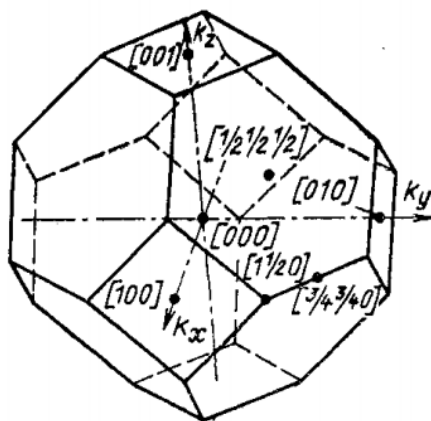
Yarimo'tkazgichlarning zona strukturasi hisoblash murakkab masala hisoblanadi. Germaniy va kremniy uchun $E(k)$ bog'lanishi 146-darajali tenglama bo'ladi. Shu sababli energiya faqat ba'zi simmetrik nuqtalar uchun hisoblanadi, bu hisoblashni sezilarli darajada soddalashtiradi. Biroq, bu holda ham 16-darajali tenglamani sonli tarzda yechish zarur bo'ladi. Oraliq nuqtalar uchun Brilluen zonasi interpolatsiya yo'li bilan aniqlanadi. Nazariy hisoblashlar natijalari tajriba ma'lumotlari bilan, jumladan siklotron rezonansi bo'yicha taqqoslanadi.

Kremniy va germaniyda elektron tuzilishi quyidagicha:



Ularning oxirgi qobig'i to'ldirilmagan, unda p -holatida parallel spinli ikkita elektron mavjud bo'lganligi sababli, kremniy va germaniyni o'tkazuvchanlik zonasi va valentlik zonasi p -holatini o'z ichiga oladi (2.1-rasmga qarang), buning uchun kristalda qo'zgalish yo'qoladi, ularning har biri uchta turli zonalarning

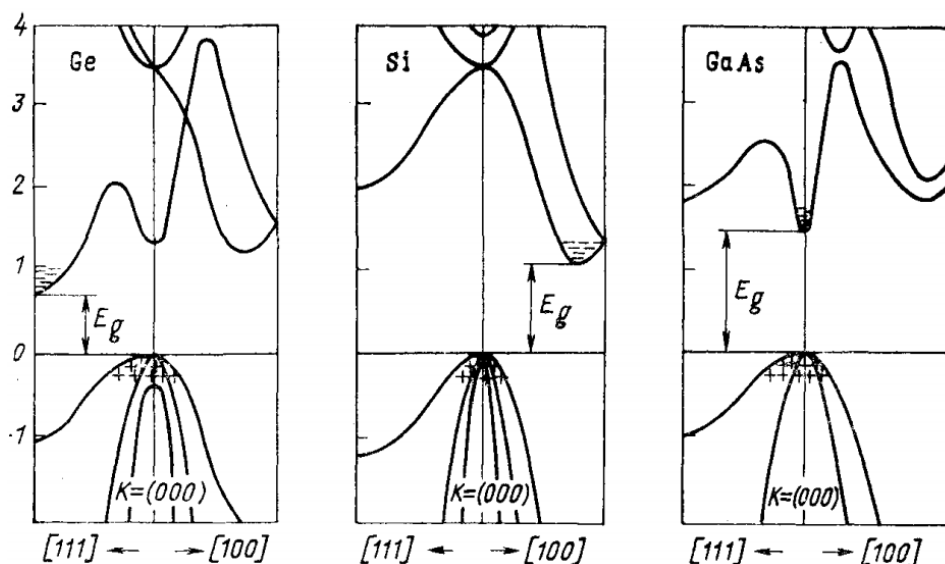
superpozitsiyasini ifodalaydi. 2.21-rasmda ular uchta $B(k)$ shoxlari bilan ifodalangan. Bu bog'liqlik turli kristallografik yo'nalishlar uchun bir xil emas.



2.20-rasm. Olmos tipidagi yarimo'tkazgich uchun birinchi Brilliyen zonasi

Kremniy va germaniyda o'tkazuvchanlik zonasining $E(k)$ shoxlaridan biri (2.21-rasm) boshqalarga qaraganda sezilarli darajada pastda yotadi. Energiyaning mutlaq minimumining holati o'tkazuvchanlik zonasining tubini belgilaydi. Energiya minimulari shuningdek vodiylar ham deyiladi.

Germaniyda o'tkazuvchanlik zonasining mutlaq minimumi $[111]$ o'qlar yo'nalishi bo'yicha joylashgan (2.21-rasm), shuning uchun sakkizta ekvivalent energiya minimumlari bo'lib, ularning koordinatalari $2\pi/a$ birliklarida $(1/2, 1/2, 1/2)$ ko'rinishga ega bo'lib, ular Brilliyen zonasi chegarasida yotadi. Ya'ni mutlaq energiya minimal (yoki vodiylar) yaqinidagi energetik sirtlar katta yarim o'qqa nisbatan ellipsoidlaridir. Germaniyda u $[111]$ o'qlar yo'nalishiga to'g'ri keladi va birinchi Brilliyen zonasi har bir energiya ellipsoidining yarmini tashkil qiladi, shuning uchun germaniyda sakkizta emas, faqat to'rtta to'liq energetik ellipsoidlar mavjud (2.22-rasm).



2.21-rasm. Germaniy, kremniy va galliy arsenidning energetik zonalari

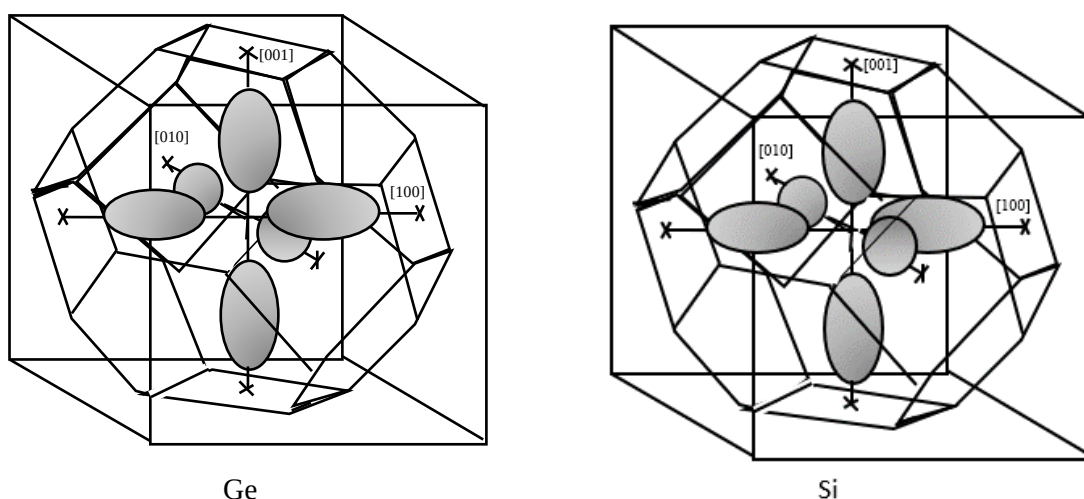
Kremniydagi o'tkazuvchanlik zonasining mutlaq minimumi [100] o'qlari yo'nalishi bo'yicha, Brillyuen zonasi chegarasidan unchalik uzoq bo'lmagan joyda yotadi (2.21-rasm). Demak, kremniy olti ekvivalent energiya minimumiga ega va demak, kremniyning birinchi Brillyuen zonasida [100] o'qlar bo'ylab cho'zilgan doimiy energiyaga ega oltita ellipsoidal sirt mavjud (2.22-rasm). Ellipsoidlarning markazlari Brillyuen zonasi markazidan uch chorak masofada joylashgan.

Galliy arsenid (2.21-rasmga qarang) va indiy antimonidida (2.25-rasm) o'tkazuvchanlik zonasining mutlaq minimumi $k = 0$ da yotadi, shuning uchun ularning doimiy energiyali sirlari markazi Brillyuen zonasining markazida joylashgan sharlardir va elektronlarning samarali massalari mos ravishda $0,068m_0$ ga teng va $0,010m_0$ ga teng.

Elektron energiyasining germaniy va kremniydagi o'tkazuvchanlik zonasining absolyut minimum yaqinida k to'lqin vektoriga bog'liqligi

$$E(k) = E(k_0) + \frac{\hbar^2[(k_x - k_{x0})^2 + (k_y - k_{y0})^2]}{2m_1} + \frac{\hbar^2(k_z - k_{z0})^2}{2m_3} \quad (2.152)$$

formula bilan ifodalanadi.



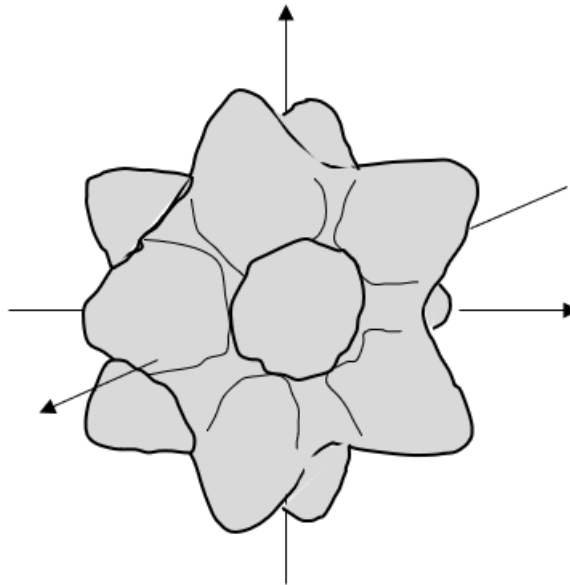
2.22-rasm. Germaniy va kremniyning o'tkazuvchanlik zonalarida doimiy energiya sirtlarining shakllari

Siklotron rezonansi bilan aniqlangan elektronning effektiv massasi tenzorining tarkibiy qismlarining qiymatlari germaniy uchun $m_1 = m_2 = m_3 = 0,082m_0$; $m_s = m_l = 1,69m_0$, kremniyda esa $m_1 = m_2 = m_3 = 0,19m_0$; $m_s = m_l = 0,92m_0$. m_s/m_l nisbati

izoenergetik sirtlar xossalariining anizotropiyasini xarakterlaydi. Germaniy uchun bu nisbat 19,3 kremniy uchun esa 4,8 ga teng.

O'tkazuvchanlik zonasining tubi va valentlik zonasining yuqori qismi orasidagi minimal masofa taqiqlangan zona deb ataladi. Kremniy va germaniyda elektronlar va kovaklarning energiya ekstremumlari Brilliyen zonasining turli nuqtalarida yotadi (2.21-rasmga qarang). Xona haroratida va normal atmosfera bosimida yetarli tozalikdagi germaniyning taqiqlangan zonasi 0,67 eV, kremniyniki 1,12 eV, galiy arsenidniki 1,43 eV va indiy antimonidniki 0,18 eV.

Kuchli bog'lanish yaqinlashishda germaniy va kremniyning valentlik zonasi atomning p-orbitallaridan hosil bo'ladi va shuning uchun ularning valentlik zonasi uchta kichik zonachani o'z ichiga oladi, ularni shartli ravishda $P_{3/2}^{3/2}$, $P_{3/2}^{1/2}$, $P_{1/2}^{1/2}$ -zonalar sifatida belgilash mumkin. Barcha uchta zona uchun maksimal energiya Brilliyen zonasining markazida joylashgan (2.21-rasmga qarang). Bunday holda, har ikkala 3/2-zonalari $k = 0$ da qo'zg'alishga uchraydi. 1/2-zona uchun qo'zgalish spin-orbitaning o'zaro ta'siri tufayli qisman olib tashlanadi, buning natijasida u E_{so} dan pastroqda joylashadi.

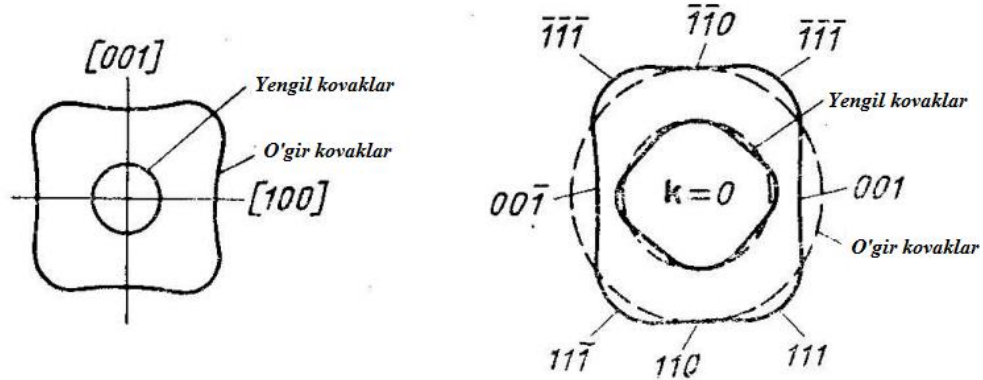


2.23-rasm. Kremniyda og'ir kovaklarning doimiy energiya sirtlari

Ikkala $P_{3/2}$ -zonasi uchun $k \neq 0$ da qo'zgalish yo'qoladi va ular uchun $E(k)$ bog'liqligini hisoblash

$$E_{1,2}(k) = E(0) - \frac{\hbar^2}{2m_0} [Ak^2 \pm \sqrt{B^2k^4 + C^2(k_x^2k_y^2 + k_z^2k_y^2 + k_x^2k_z^2)}] \quad (2.153)$$

ifodaga olib keladi, bu erda A, B, C – o'zgarmas kattaliklar bo'lib, germaniy uchun $13,1 \pm 0,4$; $8,3 \pm 0,6$; $12,5 \pm 0,5$ ga va kremniy uchun $4,0 \pm 0,1$; $1,1 \pm 0,4$; $4,1 \pm 0,4$ ga teng. Bir xil energiyali sirtlar (2.153) uning gofrirovka qilingan sirtlarini ifodalaydi (2.23 va 2.24-rasm).



2.24-rasm. Germaniy va kremniyning valent zonalardagi izoenergetik sirtlar

k -fazoda turli yo'nalishlarga (2.153) bog'liqlikni o'rtachalashtirish gofrirovka qilingan sirtni sfera bilan almashtirishga imkon beradi (2.24-rasm), buning uchun $E_{1,2}$

$$E_{1,2}(k) = E(0) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \left[A \pm \sqrt{B^2 + \frac{1}{5}C^2} \right] \quad (2.154)$$

ifoda bilan ifodalanishi mumkin.

Bu holda effektiv massa skalyar kattalik bo'ladi

$$m_p^* = \frac{m_0}{A \pm \sqrt{B^2 + C^2/5}} \quad (2.155)$$

Kovaklarning ikkita turi mavjud

Og'ir kovaklar

$$m_{p\tau}^* = \frac{m_0}{A - \sqrt{B^2 + C^2/5}} \quad (2.156)$$

Yengil kovaklar

$$m_{pa}^* = \frac{m_0}{A + \sqrt{B^2 + C^2/5}} \quad (2.157)$$

2.21-rasmga asosan og'ir kovaklarning zonasi keng bo'ladi ($\partial^2 E / \partial k^2$ kichik bo'ladi), yengil kovaklarning zonasi esa tor bo'ladi ($\partial^2 E / \partial k^2$ katta bo'ladi).

Siklotron rezonans bo'yicha eksperimentlardan og'ir va yengil kovaklarning effektiv massalari uchun quyidagi natijalar olingan:

Germaniy uchun

$$m_{p\tau}^* = 0,33m_0; \quad m_{pa}^* = 0,04m_0;$$

Kremniy uchun

$$m_{p\tau}^* = 0,56m_0; \quad m_{pa}^* = 0,16m_0;$$

Galliy arsenid uchun

$$m_{p\tau}^* = 0,50m_0; \quad m_{pa}^* = 0,12m_0;$$

Valent zonaning uchinchi tarmog'i uchun $E(k)$ bog'liqlik

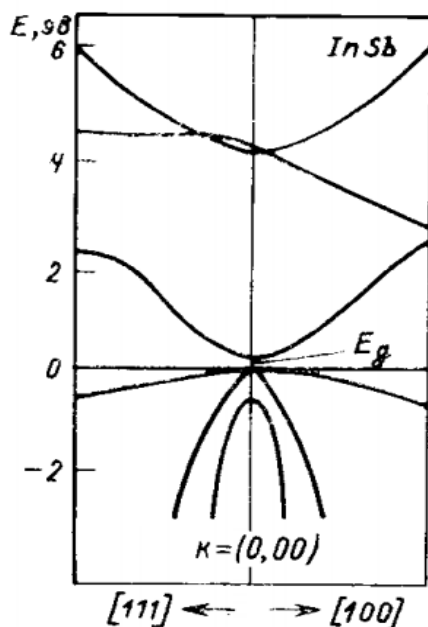
$$E_a(k) = E(0) - E_{s0} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} A \quad (2.158)$$

Bu yerda E_{s0} - spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi, u germaniy uchun 0.3 ga, kremniy uchun 0.04 ga teng. (2.158) ga asosan uchinchi valent zonaning teng energiyali sirti sferadan iborat bo'ladi. Shuning uchun kovakning uchinchi tur effektiv massasi skalyar kattalik va $m_p^* = m_0/A$.

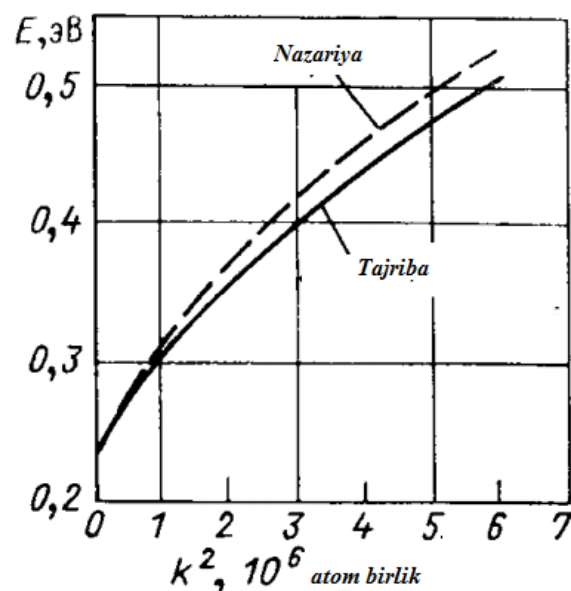
Tajribalar shuni ko'rsatadiki, indiy antimonidning o'tkazuvchanlik zonasi sferik simmetriyaga ega va uning minimumi Brilluen zonasining markazida joylashgan (2.25-rasm). Minimum yaqinida energiya parabolik qonunga bo'ysunadi va zonaning egriligi juda katta. Shu sababli, ushbu zonaning tubida joylashgan elektronlarning effektiv massasi juda kichik va siklotron rezonans o'lchovlariga ko'ra $0,013m_0$ ni tashkil qiladi. Yuqori energiyalar uchun o'tkazuvchanlik zonasi parabolik bo'lmagan shaklga ega va uning egriligi pasayadi. Buni 2.26-rasmdagi ma'lumotlar tasdiqlaydi, shundan kelib chiqadiki, energiya k^2 ga proportsional emas. Bunday holda, nostandart zona deb ataladigan minimumga yaqin energiya quyidagi ko'rinishga ega:

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0^*} (1 - \alpha k^2) \quad (2.159)$$

bu yerda α - o'tkazuvchanlik zonasining paraboliklikdan og'ish darajasini aniqlaydigan parametr; E_c - o'tkazuvchanlik zonasi tubining energiyasi; m_0^* - elektronning effektiv massasi.



2.25-rasm. Indiy antimonigning energetik zonaviy strukturasi



2.26-rasm. Indiy antimonidida o'tkazuvchanlik zonasining paraboladan og'ishi

Indiy antimonidning valentlik zonasi, zonaviy tuzilishi 2.25-rasmda ko'rsatilgan, uchta shox $E(k)$ ni o'z ichiga oladi. Og'ir kovakli zona V_1 ($m_{p\tau}^* = 0,6m_0$) va yengil kovakli zona V_2 ($m_{pa}^* = 0,012m_0$) $k = 0$ da qo'zgalgan. $E_s = 0,9$ eV da spin-orbitaning o'zaro ta'siri tufayli uchinchi zona ajralgan.

2.14. Effektiv massa usuli

Yarimo'tkazgichni donorlari va akseptorlari bilan legirlashda, unda lokal holatlar paydo bo'ladi, bu holatlar qo'shimcha sathlar bilan tavsiflanadi. Lekin elektronning kristalldagi lokalizatsiyalangan holatlari nazariyasini taqdim etishdan oldin, birinchi navbatda, kristallning panjarali maydoni $V(r)$ ustiga tashqi uyg'onish $U(r)$ qo'llanganda, Shredinger tenglamasini yaqinlashtirilgan usulda yechishning bir usulini ko'rib chiqaylik. Bu holda Shredinger tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(r) + U(r) \right) \Psi(r) = E \Psi(r) \quad (2.160)$$

Bu tenglamani to'g'ridan-to'g'ri yechish qiyin, chunki $V(r)$ maydonining aniq shakli ma'lum emas.

Avvalgi ko'rib chiqishdan shuni bilamizki, agar elektronning massasi m_0 o'rniga effektiv massa tenzorini m^* qo'llasak, unda elektronning harakati klassik holdagi erkin elektronning harakati bilan bir xil bo'ladi, lekin bu elektronga kristallning doimiy maydonidan tashqari tashqi elektr maydoni ham ta'sir qiladi.

Erkin elektron uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta\Psi_0(r)=E\Psi_0(r) \quad (2.161)$$

Kristalldagi elektron uchun Shredinger tenglamasi (2.161)-ga o'xshash tarzda quyidagicha yoziladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta\Psi(r)=E\Psi(r) \quad (2.162)$$

Qanday shartlarda (2.162) tenglama $V(r)$ davriy maydonli Shredinger tenglamasining yechimini berishini aniqlash kerak

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta+V(r)\right)\Psi(r)=E\Psi(r) \quad (2.162)$$

Ma'lumki, (2.163) tenglamani Blox funksiyalari qanoatlantiradi $\Psi_k(\mathbf{r})=U_k(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, ekstremumda elektronning energetik spektri esa

$$E(k)=E(k_0)+\frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{(k_x-k_{x0})^2}{m_1}+\frac{(k_y-k_{y0})^2}{m_2}+\frac{(k_z-k_{z0})^2}{m_3}\right] \quad (2.164)$$

ifoda bilan tafsiflanadi.

(2.164) tenglamada teskari effektiv massa tenzori digonal ko'rinishga keltirilgan deb faraz qilinadi, shuning uchun (2.162) tenglama quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin

$$\sum_i \frac{1}{m_i} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_i^2} + \frac{2E}{\hbar^2} \Psi = 0 \quad (2.165)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$\Psi = Ae^{i(\alpha x + \beta y + \gamma z)} \quad (2.166)$$

ko'rinishga ega, bu yerda

$$E = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\alpha^2}{m_1} + \frac{\beta^2}{m_2} + \frac{\gamma^2}{m_3} \right) \quad (2.167)$$

(2.164) va (2.167) ifodalarni taqqoslab, $\alpha=k_x-k_{0x}$, $\beta=k_y-k_{0y}$, $\gamma=k_z-k_{0z}$ deb beldilansa va energiyaning sanoq sistemasi boshini $k-k_0$ nuqtadan k_0 nuqtaga ko'chirilsa, (2.162) va (2.163) tenglamalarning yechimlari elektronning enregiya spektri uchun bir xil natija beradi.

Shunday qilib, tashqi maydon mavjudligida kristalldagi elektronning energiya spektrini aniqlashda

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta+U(r)\right)\Psi(r)=E\Psi(r) \quad (2.168)$$

tenglamadan foydalanish mumkin, bu yerda $V(r)$ noma'lum potensial yo'q.

Bu metod effektiv massa usuli deb ataladi. Ushbu usulning afzalligi shundaki, ekstremal nuqtadagi effektiv massa tenzorining komponentalarini eksperimental ravishda, masalan, siklotron rezonansi tajribalari orqali aniqlash mumkin. Effektiv massa usuli faqat energiyaning ekstremal nuqtalaridagi

elektronlar uchun o'rinli bo'lishi, ko'p hollarda yarimo'tkazgichlar nazariyasidagi masalalarni hal qilishda jiddiy cheklovlarni keltirib chiqarmaydi, chunki elektronlar (yoki kovaklar)ning konsentratsiyalari zonadagi holatlar sonidan ancha kam bo'laganligi uchun ular minimal energiyagali ruxsat etilgan zonalarda joylashgan bo'ladi.

2.15. Qo'shimcha holatlarning asosiy nazariyasi

Hozirgacha davriy tuzilishga ega bo'lgan ideal kristallar ko'rib chiqildi. Endi panjaralari davriy sistemaning V yoki III guruhining kirishma atomlari shaklidagi eng oddiy nuqsonlarni o'z ichiga olgan yarimo'tkazgichlarni ko'rib chiqamiz.

Faraz qilaylik, kremniy kristallidagi tugunlardan biri besh valentli mishyak atomi bilan almashtirilgan. Ulardan to'rttasi eng yaqin qo'shni kremniy atomlari bilan kovalent bog'lanish hosil qiladi. Beshinchi elektron, kovalent bog'lanish hosil bo'lishida ishtirok etmasdan, ko'p miqdordagi kremniy atomlari bilan o'zaro ta'sir qiladi va natijada Kulon o'zaro ta'sir kuchlari bilan mishyak ioniga nisbatan zaif bog'langan bo'ladi. Uning holati vodorod atomidagi elektronning holatiga o'xshaydi. Biroq, kirishma elektronining ionlanish potentsiali muammosini yechishda ikkita qo'shimcha holatni hisobga olish kerak. Birinchidan, bu elektron nafaqat mishyak ionining Kulon maydonida, balki kristall panjaraning davriy maydonida ham joylashgan. Shu munosabat bilan uning harakatini tavsiflashda haqiqiy emas, balki effektiv massa m^* dan foydalanish kerak. Ikkinchidan, elektron va musbat mishyak ionining Ze zaryadli o'zaro ta'siri nisbiy dielektrik o'tkazuvchanligi ϵ bo'lgan qattiq jismda sodir bo'ladi, shuning uchun kirishma elektronining potentsial energiyasi $U(r)$ ifodasiga ϵ_n kiritilishi kerak.

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r} \quad (2.169)$$

Bu yerda ϵ_0 - elektr doimiysi.

(2.169) munosabat faqat makroskopik nuqtaviy zaryadlar uchun o'rinli, ya'ni o'zaro ta'sir qiluvchi zaryadlar orasidagi masofa kristall panjara doimiysidan yetarlicha katta bo'lsa, ya'ni kirishma elektronining orbitasi ko'p miqdordagi kristall panjara tugunlarini qamrab olishi kerak bo'lsa, amal qiladi.

Yuqoridagilarni hisobga olgan holda, (2.161) ga muvofiq kovalent bog'lanishda qatnashmaydigan mishyak atomining beshinchi elektroni uchun Shredinger tenglamasi quyidagi shaklni oladi

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r} \right) \Psi_a = E_n \Psi_a \quad (2.170)$$

Ushbu tenglamani vodorod atomi tenglamasiga o'xshash tarzda yechib, donor aralashmaning elektron energiyasining xos qiymatlari uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$E_n = E_c - \frac{m^* Z^2 e^4}{9h^2 \varepsilon_r^2 \varepsilon_0^2 n^2} \quad (2.171)$$

bunda elektron energiyasi o'tkazuvchanlik zonasining tubidan hisoblanadi, n - donor kirishmaning turli sathlardagi qo'zg'alish darajasini belgilaydigan kvant soni ($n \geq 1$).

Bu formulani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$E_n = E_c - \frac{m_0 Z^2 e^4}{8h^2 \varepsilon_r^2} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \frac{1}{\varepsilon_r^2 n^2} \quad (2.172)$$

Agar bu ifodaga e , m_0 , h va ε_0 larning qiymatlarini qo'ysak va energiyani elektron-voltlarda ifodalasak

$$E_n = E_c - \frac{13.52 Z^2}{\varepsilon_r^2} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \frac{1}{n^2} = E_c - \frac{E_d}{n^2} \quad (2.173)$$

kelib chiqadi, bu yerda 13.52- vodorod atomining ionizatsiya energiyasi va

$$E_d = \frac{13.52 Z^2}{\varepsilon_r^2} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \quad (2.174)$$

E_d - donor kirishma atomining asosiy holati ($n=1$) energiyasi.

(2.173) dan kelib chiqadiki, asosiy holatga ($n = 1$) mos keladigan donor kirishmaning energiya sathi yarimo'tkazgichning man qilingan zonasida o'tkazuvchanlik zonasining tubidan E_d pastda joylashgan bo'ladi.

Donor kirishmaning ionlanish energiyasi E_d ga teng, (2.174) tenglikka ko'ra, vodorod atomining ionlanish energiyasidan ε_r^2 baravar kam. Bundan tashqari u Z^2 ga bog'liq. Bu shuni anglatadiki, donor kirishmaning ikki marta zaryadlangan ioni sathi taqiqlangan zonada ushbu kirishmaning bir martalik zaryadlangan ioni sathidan pastroqda joylashgan bo'lishi kerak.

Agar $m^* = 0,25m_0$ bo'lsa, masalan $\varepsilon_r = 16$ bo'lgan germaniyda besh valentli aralashma atomlarining ionlanish energiyasi taxminan 0,01 eV bo'ladi. Donor aralashmalari uchun eksperimental ravishda olingan ionlanish energiyasi qiymatlari hisoblangan qiymatga juda mos keladi (2.27-rasm).

Vodorodsimon modelning kirishma elektroni orbitasini hisoblashga qo'llash

$$a = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi^2 m^*} \varepsilon_r n^2 = a_0 \left(\frac{m_0}{m^*} \right) \varepsilon_r n^2 \quad (2.175)$$

formulaga olib keladi, bu yerda $a_0 = \varepsilon_0 h^2 / \pi^2 m_0 = 0.053 \text{ nm}$ - vodorod atomining birinchi Bor orbitasining radiusi.

Germaniydagi donor kirishma elektronining birinchi orbitasining radiusi: $a_r = 64a_0 = 3,4 \text{ nm}$. Agar germaniyning panjara doimiysi $0,562 \text{ nm}$ ekanligini hisobga olsak, bu orbita taxminan 200 ta panjara tugunini qamrab oladi. Bu doimiysi ε_r bo'lgan muhitda kirishma elektronining harakatini ko'rib chiqish imkoniyatini tasdiqlaydi.

Endi akseptor kirishma holatini ko'rib chiqaylik. Faraz qilaylik, kremniy panjara tugunlaridan biri davriy jadvalning uchinchi guruhi elementi bo'lgan bor atomi bilan almashtirilgan. Bunday holda, kirishma atomida kovalentni to'ldirish uchun bitta elektron yetishmaydi. To'liq bo'lmagan bog'lanish - kovak kristallning bu qismida elektr neytralligini ta'minlaydigan musbat zaryadli zarracha kabi harakat qiladi. Musbat ionning Kulon maydonidagi elektronning harakati muammosiga o'xshash bu holat uchun muammoning yechimi energiyaning xos qiymatlarini beradi.

$$E_p = E_v + \frac{m_0 Z^2 e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \frac{1}{\varepsilon_r^2 n^2} = E_v + \frac{E_a}{n^2} \quad (2.176)$$

Bu yerda

$$E_a = \frac{13.52 Z^2}{\varepsilon_r^2} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \quad (2.177)$$

ya'ni, akseptor kirishma sathi E_a qiymati bo'yicha valent zonasi shiftidan E_v yuqoridagi man qilingan zona oralig'ida joylashgan. Hisob-kitoblarga ko'ra, germaniy uchun u $0,01 \text{ eV}$ ni tashkil qiladi;

Shunday qilib, germaniy kabi kovalent yarimo'tkazgichlarda V va III guruh elementlari atomlari tomonidan yaratilgan donor va qabul qiluvchi aralashmalarning "kichik" sathlari vodorodsimon model yordamida juda yaxshi tavsiflanadi. Bu aralashmalarning ionlanish energiyasi ε_r^2 ga teskari proportsional va zaryad tashuvchilarning effektiv massasiga proportsionaldir.

Yarimo'tkazgichga qo'shimcha aralashmalar sifatida kiritilgan I, II, VI va VIII guruhlarining elementlari "chuqur" energiya sathlarini hosil qiladi. Bu elementlar panjaraga atom (donor D yoki akseptor A), bir zaryadli ion [$D^{(1)}$ yoki $A^{(1)}$] va ikki marta zaryadlangan ion [$D^{(2)}$] yoki [$A^{(2)}$] shaklida kirishi mumkin. Bundan tashqari, bir xil kirishma ham donor, ham akseptor sathlarni hosil qilishi mumkin.

Nazorat savollari

1. Shredinger tenglamasi nima uchun kerak?
2. Kristall uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishga ega?
3. Adiabatik yaqinlashishning ma'nosi nima?

4. Bir elektronli yaqinlashish deb nimaga aytiladi?
5. Kuchli bog'langan elektronlar yaqinlashishini tushuntiring?
6. Kvaziimpul nima?
7. Elektron energiyasi energiya zonasining pastki va yuqori qismidagi to'lqin vektoriga qanday bog'langan?
8. Tashqi elektr maydon ta'sirida kristalldagi elektron qanday harakatlanadi?
9. Effektiv massa nima?

III bob

KRISTALL PANJARA ATOMLARINING TEBRANISHI

3.1. Bir jinsli ipdagi bir o'lchovli tebranishlar

Ma'lumki, kristalldagi atomlar harakatlanmaydi, ular o'zlarining muvozanat holatlariga nisbatan issiqlik tebranishlarini amalga oshiradilar. Bu tebranishlar kristall tuzilmasidagi qattiq davriyligini buzadi. Shuningdek, bu sochilishlar zaryad tashuvchilarining kristall tuzilmasida tarqalishiga va yarimo'tkazgichlardagi ko'plab fizik hodisalarga katta ta'sir ko'rsatadi (5 va 6-bobda ko'rib chiqiladi).

Atomlarning uch o'lchovli kristalldagi tebranishlarining nazariyasi nisbatan murakkab. Shuning uchun avval bir o'lchovli kristalldagi atomlarning tebranishlarini ko'rib chiqamiz va so'ngra olingan natijalarni uch o'lchovli kristallga umumlashtiramiz.

Avval uzunlik zichligi ρ bo'lgan elastik ipdagi bir o'lchovli qattiq ipdagi bo'ylama to'lqinlarning tarqalishini ko'rib chiqamiz. Ipning Δx bo'lagiga ipga kuch F ta'sir qiladi, unda x nuqtadagi siljish $u(x)$ va bu kuchdan kelib chiqadigan deformatsiya

$$l(x) = \partial u / \partial x \quad (3.1)$$

ipning $x + \Delta x$ nuqtasidagi deformatsiya

$$l(x + \Delta x) = l(x) + \partial^2 u / \partial x^2 \Delta x \quad (3.2)$$

Agar kuch F deformatsiyani keltirib chiqarsa, elastik moduli T quyidagicha hisoblanadi:

$$T = F / l.$$

U holda ipning Δx elementar bo'lagiga ta'sir etuvchi kuch

$$F \Delta x = T [l(x + \Delta x) - l(x)] = T \partial^2 u / \partial x^2 \Delta x \quad (3.3)$$

Bu kuch ipning elementar bo'lagi massasining tezlanishga ko'paytmasiga teng

$$F \Delta x = \rho \partial^2 u / \partial t^2 \Delta x \quad (3.4)$$

Natijada ipning erkin tebranishlari tenglamasini olamiz:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{T}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3.5)$$

Bu yerda

$$v = \sqrt{T / \rho} \quad (3.6)$$

elastik to'lqinning tarqalish tezligi, u chastotaga bog'liq emas.

(3.5) to'lqin tenglamasini yechib,

$$u = A e^{i(qx - \omega t)} \quad (3.7)$$

natijaga ega bo'lamiz, bu yerda A - tebranish amplitudasi, ν - tebranish chastotasi, ω - siklik chastota, $q=2\pi/\lambda$ - to'liq soni, λ - to'liq uzunlik.

Uzluksiz ipda tarqaluvchi elastik to'liq uchun chastota to'liq soniga proporsional bo'ladi

$$\omega = \nu q \quad (3.8)$$

Bunda to'liq soni 0 dan ∞ gacha, natijada chastota ham 0 dan ∞ gacha o'zgaradi.

3.2. Bir atomli chiziqli zanjirdagi tebranishlar

Massalari m bo'lgan, bir xil a masofada joylashgan atomlarning bir chiziqli zanjirini ko'rib chiqamiz. Faraz qilaylik, n -chi atomning siljishi u_n bo'lsin. Agar bu atomning muvozanat holatidan siljishi kichik bo'lsa, unda atomlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari kvazielastik kuchlar sifatida ko'rib chiqiladi, ya'ni ular atomlar orasidagi masofa o'zgarishiga bog'liq bo'ladi.

Shuning uchun faqat yaqin qo'shni atomlar bilan o'zaro ta'sirni hisobga olgan holda n -atomga ta'sir qiluvchi kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$F_n = -\beta(u_{n+1} - u_n) - \beta(u_n - u_{n-1}) = \beta(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) \quad (3.9)$$

Bu yerda β - kvazielastik kuch koeffitsiyenti.

n -atomning harakat tenglamasi

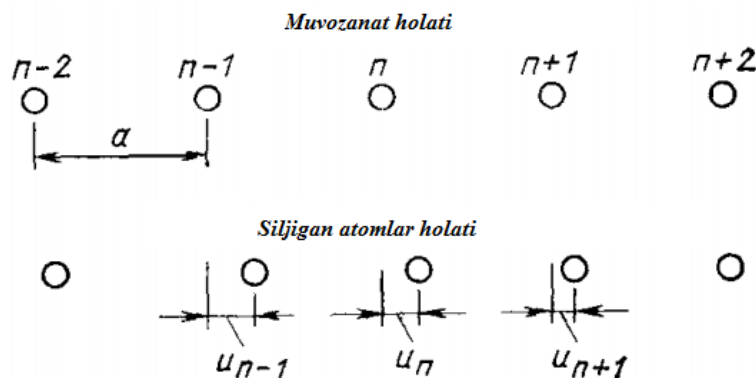
$$m d^2 u_n / dt^2 = \beta(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) \quad (3.10)$$

Tenglamaning umumiy yechimini quyidagi shaklda qidiramiz:

$$u_n = A e^{i(qn - \omega t)} \quad (3.11)$$

Bu yechimni (3.10) tenglamaga qoyib, quyidagini hosil qilamiz:

$$-m\omega^2 = \beta(e^{iqa} + e^{-iqa} - 2) \quad (3.12)$$



3.1-rasm. Bir xil atomlardan tuzilgan chiziqli panjara

$e^{iqa} + e^{-iqa} - 2 = -4\sin^2 aq/2$ ekanligini hisobga olsak,

$$\omega = \pm \omega_m \sin aq/2 \quad (3.13)$$

Bu yerda

$$\omega_m = 2(\beta/m)^{1/2} \quad (3.14)$$

Chastota va to'lqin soni o'rtasidagi bog'lanish - bu dispersiya qonuni deyiladi. bo'lib, uning har bir qiymati q uchun chastota ham o'zgaradi. Demak, elastik to'lqinlarning tebranish chastotasi to'lqin soniga (3.13) dispersiya qonuni bo'yicha bog'langan bo'lsa, (3.11) yechim har qanday n uchun (3.10) tenglamani qanoatlantiradi.

Elastik to'lqinning chiziqli zanjir bo'ylab tarqalish tezligi chastotaga bog'liq

$$v = \frac{\omega \lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{\pi} (\beta / m)^{1/2} \sin \frac{\pi a}{\lambda} \quad (3.15)$$

Bu elastik to'lqinlarning diskret strukturali muhitdagi o'ziga xos xususiyatidir.

To'lqin sonining o'zgarish chegarasini aniqlaymiz. Buning uchun q va $q' = q + 2\pi g/a$ to'lqin sonlarini taqqoslaymiz, bu yerda g - butun sonlar.

$$(u_n)_g = A e^{i(qn - \omega t)} e^{i2\pi n g} = A e^{i(qn - \omega t)} = u_n \quad (3.16)$$

n - atomning tartib raqami, ng - butun son bo'lganligi uchun $e^{i2\pi n g} = 1$.

(3.16) ifodadan barcha nuqtalarda va har doim $(u_n)_g = u_n$ ekanligi kelib chiqadi. Bu q va q' to'lqin sonlari fizikaviy jihatdan bir xil va bitta tebranishni tavsiflashi kelib chiqadi. Shuning uchun dispersion munosabatlarni to'lqin vektorining

$$-\pi/a \leq q \leq \pi/a \quad (3.17)$$

qiymatlari uchun ko'rish yetarli.

Bundan shuni xulosa qilish mumkinki, q to'lqin vektorlari yotadigan soha elektronlarning k to'lqin vektori uchun Brillyuen zonasi bilan mos keladi. Shuning uchun q ning qiymatlari k (yoki p) bilan bir xil fazoda ko'rib chiqilishi mumkin.

q ning qiymatini aniqlash uchun quyidagi amallarni bajaramiz. Atomlarni aylana bo'ylab bir o'lchovli zanjirda shunday joylashtiramizki, N - va 1-atomlar panjara doimiysi a masofasida muvozanatda bo'lsin. Atomlarining soni ko'p bo'lganligi uchun aylananing radiusi katta bo'ladi. Zanjirda faqat bir nechta panjara doimiysi masofasida joylashgan atomlar o'zaro ta'sir qilganligi sababli, chegara atomlari joylashgan sharoitlar zanjir ichidagi atomlarning harakatiga ta'sir qilmaydi. Bunday holda, chegara shartlarini Born-Karman siklik shartlari bilan almashtirish mumkin, unga ko'ra

$$u_{n \pm N} = u_n, \quad (3.18)$$

chunki bu holda $n \pm N$ - atom nomeri n -atomining nomeriga to'g'ri keladi.

(3.18) ni (3.11) ga qo'yamiz:

$$u_{n \pm N} = A e^{i[qa(n \pm N) - \omega t]} = A e^{i(qn - \omega t)} e^{\pm iqaN} = u_n \quad (3.19)$$

(3.19) dan $e^{\pm iqaN} = 1$ ekanligi kelib chiqadi. Ya'ni

$$qaN = 2\pi g \quad (3.20)$$

bu yerdan

$$q = 2\pi g/aN \quad (3.20)$$

demak g

$$-N/1 \leq q \leq N/2 \quad (3.22)$$

chegaralar ichida o'zgaradi.

Shunday qilib, N ta bir xil atomli, ya'ni N erkinlik darajasiga ega bo'lgan atom zanjiri uchun to'liq in vektor q diskret ravishda o'zgaradi va $-\pi/a$ dan π/a gacha bo'lgan oraliqda N qiymatni, ya'ni zanjirdagi elementar yacheykalar qancha bo'lsa, shuncha qiymatni qabul qilishi mumkin. N katta bo'lgani uchun q dagi o'zgarishlarni kvazi uzluksiz deb hisoblash mumkin.

Bir xil atomlardan tashkil topgan chiziqli panjara uchun dispersiya qonuni 3.2-rasmda ko'rsatilgan. Xuddi shu rasmda elastik bir jinsli ip uchun $\omega(q)$ bog'liqlik ko'rsatilgan.

Uzun to'liqlar uchun, ya'ni q ning kichik qiymatlari uchun $\sin aq/2 \approx aq/2$ deb hisoblash mumkin.

U holda (3.13) dan

$$\omega = 2(\beta/m)^{1/2} aq/2 = (\beta/m)^{1/2} aq \quad (3.23)$$

Chiziqli atom zanjiri uchun chiziqli zichlik $\rho = m/a$, elastiklik moduli esa kuchning siljishning nisbiy o'zgarishiga nisbatiga teng

$$T = \frac{F}{[u_n - u_{n+1}]/a} = \beta a \quad (3.24)$$

Shuning uchun

$$v = \sqrt{T/\rho} = \sqrt{\beta/m} a \quad (3.25)$$

(3.25) ni hisobga olgan holda (3.23) munosabat quyidagi shaklni oladi:

$$\omega = vq, \quad (3.26)$$

maksimal chastota esa

$$\omega_m = 2v_t/a \quad (3.27)$$

ga teng.

Shunday qilib, uzun to'liqlar uchun bir atomli zanjirning tebranish chastotasi q to'liq soniga proporsionaldir.

To'liq dispersiyasida monoxromatik to'liqning tarqaladigan fazaviy tezligi $v_f = \omega/q$, to'liq paketining guruh tezligi $v_g = d\omega/dt$ (3.3-rasm). (3.13) va (3.27) ga muvofiq bir xil atomlarning chiziqli zanjiri uchun

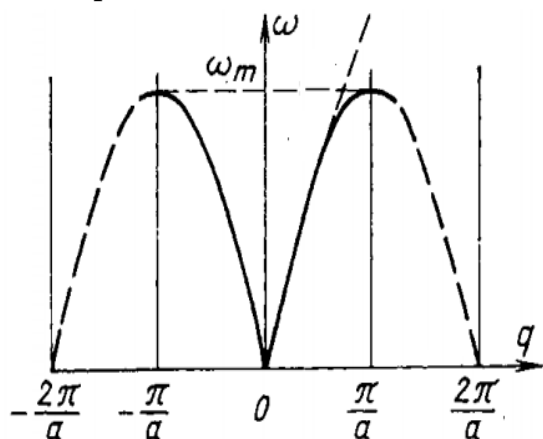
$$v_f = \omega_m \left| \frac{\sin aq/2}{q} \right| = v_t \left| \frac{\sin aq/2}{aq/2} \right| \quad (3.28)$$

$$v_g = \frac{a\omega_m}{2} |\cos aq/2| = v_t |\cos aq/2| \quad (3.29)$$

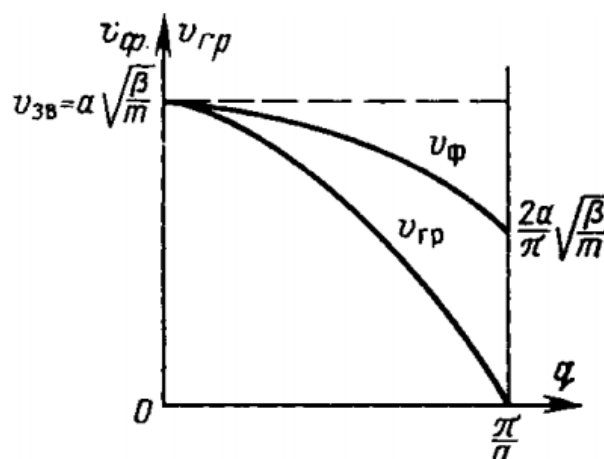
Uzoq to'liqlar uchun, ya'ni q ning kichik qiymatlari uchun faza va guruh tezligi teng bo'lib, tovush tezligini ifodalaydi

$$v_f = v_g = v_t \quad (3.30)$$

Bu shuni anglatadiki, uzun to'liqin uzunliklarida bir atomli zanjir o'zini elastik ip kabi tutadi.



3.2-rasm. Chiziqli panjara uchun tebranish chastotasining to'liqin soniga bog'liqligi



3.3-rasm. Fazaviy va guruh tezligining to'liqin soniga bog'liqligi

3.2-rasmda q ning qiymatlari oshishi bilan, ya'ni to'liqin uzunligining kamayishi bilan bir atomli zanjirning tebranish chastotasi chiziqli bog'liqlikdan chetga chiqadi. Minimal to'liqin uzunligi to'liqin sonining maksimal qiymatiga mos keladi $q_m = \pi/a$ va $\lambda_{min} = 2a$. Fizikaviy jihatdan bu holat aniq ko'rinadi, chunki diskret zanjirda yarim to'liqin uzunlikli panjara davridan kichik bo'lgan to'liqinlar bo'lmaydi. Eng kichik uzunligi $\lambda_{min} = 2a$ bo'lgan to'liqin maksimal chastota ω_m ga to'g'ri keladi. Shunday qilib, maksimal chastotaning mavjudligi diskret atom tuzilmalarining tebranishlariga xosdir. Qattiq jismlarda tovush tezligi $3 \cdot 10^5$ sm/s ga yetadi va panjara doimiysi taxminan $3 \cdot 10^{-8}$ sm ni tashkil qiladi, shuning uchun panjarada mumkin bo'lgan eng yuqori tebranish chastotasi $\omega_m = 2 \cdot 10^{13}$ Hz ni tashkil qiladi va infraqizil sohada yotadi.

Eng qisqa to'liqin uzunliklari uchun, ya'ni $q_m = \pi/a$ uchun faza tezligi $v_f = 2v_t/\pi = 2a\sqrt{(\beta/m)}/\pi$, guruh tezligi (panjara tebranishlarining energiyasi) nolgacha kamayadi. Bu shuni ko'rsatadiki, bu tebranish rejimlari panjarada turg'un to'liqlarni tavsiflaydi.

3.3. Bir o'lchovli kristalldagi atomlarning tebranish energiyasi. Normal koordinatalar

Agar 93.13) dispersion munosabat bajarilsa, bir atomli zanjir uchun (3.11) ifoda (3.10) harakat tenglamani qanoatlantiradi. Ammo qaysidir atomning kuchli bog'lanish kuchlari tufayli tebranishlar qo'shni atomlarga uzatiladi va kristallda

barcha atomlarni qamrab oluvchi kollektiv tebranishlar paydo bo'ladi. Shuning uchun kichik tebranishlar holida panjara atomlari harakati yuguruvchi monoxromatik to'lqinlarning chiziqli superpozitsiyasi sifatida tasvirlanishi mumkin. Bu to'lqinlarning har biri o'zining to'lqin soni q , chastotasi ω_q va amplitudasi A_q bilan xarakterlanadi. Har bir n -chi atomning siljishi quyidagicha bo'ladi:

$$u_n = \sum A_q e^{i(qan - \omega t)} \quad (3.31)$$

Yangi koordinatalar kiritamiz

$$Q_q = C_q e^{-i\omega t} \quad (3.32)$$

bu yerda $C_q = \sqrt{BA_q}$. Bu koordinatalar vaqt bo'yicha garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi. Bu koordinatalar kristallning normal (asosiy) koordinatalari deb ataladi.

Q_q va A_q kattaliklarni (3.31) ga qoyamiz

$$u_n = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q Q_q e^{iqan} \quad (3.33)$$

Chiziqli panjara atomlarining tebranishlarning ichki (umumiy) energiyasini aniqlaymiz. U kinetik T va potensial U energiyalar yig'indisiga teng bo'ladi. (3.33) ga asosan kinetik energiya quyidagicha hisoblanadi:

$$T = \sum_{n=1}^N \frac{m}{2} u_n^2 = \frac{m}{2N} \sum_q Q_q^2 \sum_{n=1}^N e^{2iqan} \quad (3.34)$$

(3.21) ifodani hisobga olgan holda $\sum_{n=1}^N e^{2iqan}$ ko'paytuvchini hisoblaymiz

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N e^{2iqan} &= \sum_{n=1}^N e^{i \frac{4\pi}{N} ng} = e^{i \frac{4\pi}{N} g \cdot 1} + e^{i \frac{4\pi}{N} g \cdot 2} + \dots + e^{i \frac{4\pi}{N} g \cdot N} = \\ &= \frac{e^{i \frac{4\pi}{N} g} (1 - e^{i 4\pi g})}{1 - e^{i \frac{4\pi}{N} g}} e^{i \frac{4\pi}{N} g \cdot 1} = \begin{cases} 0, g \neq 0 \\ N, g = 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (3.35)$$

(3.35) ni hisobga olgan holda bir o'lchovli panjara atomlarini kinetik energiyasi

$$T = \sum_q \frac{m}{2} Q_q^2 \quad (3.36)$$

$F_n = -\partial U / \partial u_n$ bo'lganligi uchun (3.9) va (3.11) larni hisobga olgan holda potensial energiya uchun quyidagini olamiz

$$U = U_0 + \frac{\beta}{2} \sum_{n=1}^N (2u_n - u_{n+1} - u_{n-1}) u_n \quad (3.37)$$

β ni aniqlash uchun (3.31) ni (3.10) tenglamaga qo'yamiz

$$m \sum_q \omega_q^2 A_q e^{i(qan - \omega_q t)} = \beta \sum_q (2 - e^{iqa} - e^{-iqa}) A_q e^{i(qan - \omega_q t)}$$

Bu yerdan

$$\beta = \sum_q \frac{m\omega_q^2}{2 - e^{iqa} - e^{-iqa}} \quad (3.38)$$

Endi (3.38) va (3.33) larni (3.37) ga qo'yamiz

$$U = U_0 + \sum_q \frac{m}{2} \omega_q^2 Q_q^2 \quad (3.39)$$

Panjaraning to'la energiyasi

$$E = T + U = U_0 + \sum_q \frac{m}{2} (\dot{Q}_q^2 + \omega_q^2 Q_q^2) \quad (3.40)$$

$U_0=0$ bo'lganda

$$E = \sum_q \frac{m}{2} (\dot{Q}_q^2 + \omega_q^2 Q_q^2) = \sum_q E_q \quad (3.41)$$

kelib chiqadi.

$$E_q = \frac{m}{2} (\dot{Q}_q^2 + \omega_q^2 Q_q^2) \quad (3.42)$$

ifoda m massali garmonik ossilyatorning to'la energiyasi ifodasi bilan mos tushadi. Kvant mexanikasiga asosan garmonik ossilyatorning ruxsat etilgan energiya qiymatlari

$$E_q = \hbar\omega_q(n + \frac{1}{2}), \quad n=0, 1, 2... \quad (3.43)$$

tenglik bilam aniqlanadi. Mos holda panjara energiyasi bog'liq bo'lmagan garmonik ossilyatorlar energiyalari yig'indisi shaklida ifodalanishi mumkin

$$E = \sum_q E_q = \sum_q \hbar\omega_q(n + \frac{1}{2}), \quad (3.44)$$

(3.41) dan kelib chiqadiki, normal koordinatalar bilan ifodalangan panjara tebranishlarining umumiy energiyasi garmonik ossilyatorlar to'plamining energiyasi ko'rinishiga ega. Bu shuni anglatadiki, N atomli bir o'lchovli kristallni N erkinlik darajasiga ega dinamik tizim deb hisoblash mumkin va uning harakatini bir-biridan mustaqil N normal koordinatalar yordamida tasvirlash mumkin. Har bir normal koordinata kristallning barcha atomlarining oddiy garmonik qonunga muvofiq tebranuvchi ma'lum bir konfiguratsiyasini tavsiflaydi (3.32). Kristall atomlarining bunday kollektiv tebranishi panjaraning normal tebranishi deb ataladi. Bunda kristallning har bir atomi panjaraning barcha N normal tebranishlarida ishtirok etadi. Q koordinatalar

$$\ddot{Q}_q + \omega_q^2 Q_q = 0 \quad (3.45)$$

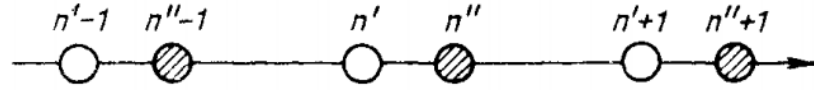
tenglamani qanoatlantiradi, bu garmonik ossilyatorning harakat tenglamasidir.

Shunday qilib, bir o'lchovli kristall atomlarining issiqlik harakatining umumiy energiyasi o'zini ω_q hususiy chastotali chiziqli garmonik ossilyatorlar kabi tutadigan normal tebranishlarning energiyalari yig'indisidan iborat.

3.4. Ikki atomli bir o'lchovli zanjirdagi tebranishlar

Endi, kristallning bir elementar panjarasida ikkita atom bo'lgan tizimdagi tebranishlarni ko'rib chiqamiz. Bunday materiallarga ionli ishqoriy-galogenli birikmalar, kovalent yarimo'tkazgichlar - germaniy, kremniy, shuningdek, $A^{III}B^V$ tipidagi yarimo'tkazgich birikmalarini kiritish mumkin.

Faraz qilaylik, bir o'lchovli kristall ikki turdagi atomlardan iborat bo'lib, ulardan biri m_1 va ikkinchisi m_2 massaga ega (3.4-rasm), m_1 massali atomlar n' panjara tugunlarida, m_2 massali atomlar esa n'' panjara tugunlarida joylashgan. n' va n'' atomlarning siljishini u_n' va u_n'' bilan belgilaymiz hamda qo'shni atomlar orasidagi kvazielastik kuchlar bir xil va β ga teng deb hisoblaymiz.



3.4-rasm. Elementar yacheykasida ikkita atomi bo'lgan bir o'lchovli panjara

Ikkala turdagi atomlarning harakat tenglamalari:

$$\begin{cases} m_1 \ddot{u}_n' = \beta(u_n'' + u_{n-1}'' - 2u_n') \\ m_2 \ddot{u}_n'' = \beta(u_n' + u_{n-1}' - 2u_n'') \end{cases} \quad (3.46)$$

ko'rinishlarga ega. Bu tenglamalarning yechimlari

$$\begin{cases} u_n' = A_1 e^{i(qan - \omega t)} \\ u_n'' = A_2 e^{i(qan - \omega t)} \end{cases} \quad (3.47)$$

bo'ladi. (3.47) ni (3.46) ga qo'yamiz

$$\begin{cases} (2\beta - m_1 \omega^2) A_1 = \beta(1 + e^{-iqa}) A_2 \\ (2\beta - m_2 \omega^2) A_2 = \beta(1 + e^{-iqa}) A_1 \end{cases} \quad (3.48)$$

Bu A_1 va A_2 ga nisbatan tenglamalar sistemasi determinanti nolga teng bo'lganda notrivial yechimga ega bo'ladi

$$\begin{vmatrix} 2\beta - m_1 \omega^2 & \beta(1 + e^{-iqa}) \\ \beta(1 + e^{-iqa}) & 2\beta - m_2 \omega^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.49)$$

$e^{iqa} + e^{-iqa} = 2 \cos aq$, $1 - \cos aq = 2 \sin^2 aq / 2$ bo'lganligi uchun

$$\omega^4 - 2\beta \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \omega^2 + \frac{4\beta^2}{m_1 m_2} \sin^2 \frac{aq}{2} = 0 \quad (3.50)$$

tenglmaga ega bo'lamiz. Bu tenglamaning yechimlari

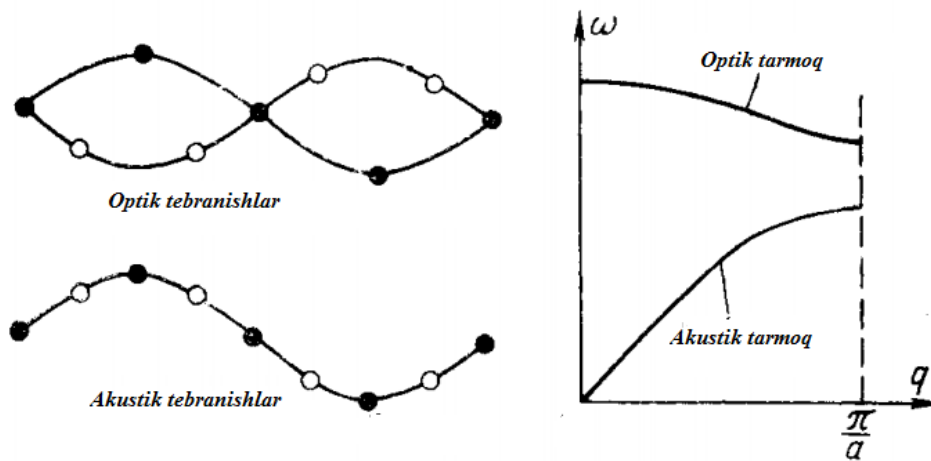
$$\omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{aq}{2}} \right] \quad (3.51)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{aq}{2}} \right] \quad (3.52)$$

Bu yerda

$$\omega_0^2 = 2\beta \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}; \quad \gamma^2 = 4 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (3.53)$$

(3.51) va (3.52) formulalardan har bir q ning qiymatiga ikkita ω ning qiymati mos keladi. Bu, bir o'lchovli kristalda, uning elementar yacheykasida ikki atom mavjud bo'lganda, ikki turdagi tebranishlar mavjudligini anglatadi: biri optik, ikkinchisi esa akustik.



3.5-rasm. Ikki o'lchovli chiziqli panjarada bir xil to'lqin uzunligiga ega bo'lgan optik va akustik tebranishlar

Ikkita chegaraviy hollarni ko'rib chiqamiz: eng uzun va eng qisqa to'lqinlarni. $q=0$ va $q=\pi/a$ bo'lganda

$$\begin{cases} \omega_{op}(0) = \omega_0; & \omega_{op}(\pi/a) = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{-\gamma^2}} \\ \omega_{ak}(0) = 0; & \omega_{ak}(\pi/a) = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \sqrt{-\gamma^2}} \end{cases} \quad (3.54)$$

Bu yerdan

$$\omega_{op}(0) = \omega_0 > \omega_{op}(\pi/a) > \omega_{ak}(\pi/a) > \omega_{ak}(0) = 0 \quad (3.55)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Akustik tarmoqning eng uzun to'lqini uchun $\omega_{ak}(0)=0$ bo'lganda (3.47) va (3.48) larga asosan

$$(u_n'/u_n'')_{ak} = (A_1/A_2)_{ak} = 1 \quad (3.56)$$

bo'ladi, ya'ni atomlar bir xil masofaga siljiydi.

Demak, tebranishlarning akustik tarmog'ining cheksiz uzun to'lqinida atomlar sinxron harakat qiladi va vaqtning istalgan momentida ularning muvozanat holatidan og'ishlari bir xil bo'ladi, ya'ni yacheykalar bir butun bo'lib harakatlanadi (3.5-rasm).

Shunga o'xshash holat elastik to'lqinlar tarqalishida ham sodir bo'ladi. Shuning uchun tebranishlarning bu tarmog'i akustik deb ataldi.

Optik tebranish tarmog'ining cheksiz uzun to'lqini ω_0 ga teng maksimal chastotaga to'g'ri keladi. Buning uchun (3.47) va (3.48) ga muvofiq

$$(u_n'/u_n'')_{op} = (A_1/A_2)_{op} = -m_2/m_1 \quad (3.57)$$

munosabat o'rinli.

Binobarin, tebranishlarning optik tarmog'ining cheksiz uzun to'lqinida yacheyka atomlari qarama-qarshi yo'nalishda siljiydi, ular antifazada shunday tebranadiki, har bir juft atomning og'irlik markazi harakatsiz qoladi, ya'ni $m_1 u_n' + m_2 u_n'' = 0$ (3.5-rasm).

Agar birlik yacheyka turli belgili ionlardan tashkil topgan bo'lsa, u holda ularning qarama-qarshi fazada tebranishi ionlarning siljishiga olib keladi va yacheykaning elektr dipol momentining o'zgarishiga olib keladi. Bu infraqizil nurlanishni yutish va chiqarishda o'zini namoyon qilar edi. Shuning uchun bu turdagi tebranishlar optik deb ataladi.

Uzun to'lqinlar uchun ya'ni q ning kichik qiymatlari uchun $\sin(aq/2) \approx aq/2$ bo'lganligi sababli (3.51) va (3.52) dagi ildizlarni qatorga yoyish mumkin. Natijada, tebranishlarning optik tarmog'ining uzun to'lqinlari uchun

$$\omega_{op} = \omega_0 \left(1 - \frac{\gamma^2 a^2}{32} q^2\right) \quad (3.58)$$

ga ega bo'lamiz. $q \rightarrow 0$ optik tebranishlarning fazaviy tezligi cheksizlikka intiladi, guruh tezligi esa nolga teng.

Tebranishlarning akustik tarmog'ining uzun to'lqinlari uchun

$$\omega_{ak} = a \sqrt{\frac{\beta}{2(m_1 + m_2)}} q = v_t q \quad (3.59)$$

tebranish chastotasi tovush tezligiga proporsional, faza va guruh tezliklari

$$v_f = v_g = v_t \quad (3.60)$$

tovush tezligiga teng.

Bu shuni anglatadiki, q ning kichik qiymatlarida panjara atomlari tebranishlarining akustik tarmog'i oddiy tovush to'lqinlariga mos keladi va ularning tarqalish tezligi kristalldagi tovush tezligiga teng.

Eng qisqa to'lqin uzunligi $\lambda = 2a$ uchun, ya'ni $q = \pi/a$ bo'lganda, optik tebranishlarning chastotasi minimal bo'ladi:

$$\omega_{op}(\pi/a) = (2\beta/m_2)^{1/2} = \omega_{min} \quad (3.61)$$

akustik tebranishlarning chastotasi esa maksimal bo'ladi:

$$\omega_{ak}(\pi/a) = (2\beta/m_2)^{1/2} = \omega_{max} \quad (3.61)$$

Elementar yacheykasida ikkita atomi bo'lgan bir o'lchovli panjara tebranishlarining optik va akustik tarmoqlari uchun $\omega(q)$ bog'liqlik 3.6-rasmda keltirilgan. q ning barcha o'zgarish sohasida $\omega_{op} > \omega_{ak}$. Q ortishi bilan optik tebranishlar chastotasi ozgina kamayadi. $q=0$ bo'lganda ω_{op} va ω_{ak} eng katta farq qiladi.

3.5. Optik va akustik tebranishlar

Bir o'lchovli atomlar zanjirining o'rnatilgan tebranish qonuniyatlari uch o'lchovli kristalldagi atomlarning issiqlik harakati haqida umumiy fikrlarni ifodalashga imkon beradi. Uch o'lchovli panjaradagi atomlarning siljishini panjaraning normal tebranishlarining superpozitsiyasi orqali ham tasvirlash mumkin. Har bir normal tebranish to'lqin bo'lib, uning tarqalish yo'nalishi q to'lqin vektori bilan belgilanadi. To'lqin uzunligi λ va chastota ω bilan tavsiflanadi. To'lqin vektori q kristalldagi elementar yacheykalar bo'lgani kabi ruxsat etilgan qiymatlarga ega. Bunday holda, q qiymatlari

$$-\pi \leq q_i a_i \leq \pi \quad (3.63)$$

chegaralar ichida o'zgaradi. Bu yerda a_i - panjara doimiysi ($i - x, y, z$).

Hajmiy kristall $N = N_x N_y N_z$ elementar yacheykalarni o'z ichiga oladi, ularning har birida s atom bo'lishi mumkin. Har bir atom uch erkinlik darajasiga ega bo'lganligi uchun kristall $3sN$ erkinlik darajasi bilan tavsiflanadi va bunday kristallda $3sN$ turdagi to'lqinlar bo'ladi.

Uch o'lchovli kristallda ikki turdagi elastik to'lqinlar paydo bo'ladi; bo'ylama - siqilish va siyraklanish to'lqinlari va ko'ndalang - siljish deformatsiyasi to'lqinlari. Birinchi tur uchun to'lqin tarqalish yo'nalishi kristall atomlarining tebranish yo'nalishiga to'g'ri keladi. Atomlarning tebranish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda tarqaladigan ko'ndalang to'lqinlar ikkita asosiy qutblanish yo'nalishiga ega, chunki ko'ndalang to'lqin ikkita mustaqil ko'ndalang to'lqinlarga ajralishi mumkin, ularda tebranishlar ikkita o'zaro perpendikulyar yo'nalishda sodir bo'ladi.

Elementar yacheykasida s atomni o'z ichiga olgan hajmiy kristall uchun ko'ndalang to'lqinlarning $2s$ turi va bo'ylama to'lqinlarning s turi, jami $3s$ turdagi to'lqinlar, ya'ni $3s$ xil tebranish tarmoqlari bo'lishi kerak. Boshqacha qilib aytganda, q ning har bir qiymati chastotasi va qutblanishi bilan farq qiluvchi $3s$ tebranishlarga mos keladi. Tebranishlarning uchta tarmog'i akustikdir. Ular uchun uzun to'lqinlar sohasida $v_f = v_g = v_t$ o'rinli. Bunda bo'ylama tebranishlar chastotasi ko'ndalang tebranishlar chastotasidan katta bo'ladi, chunki bo'ylama elastik to'lqinlarning

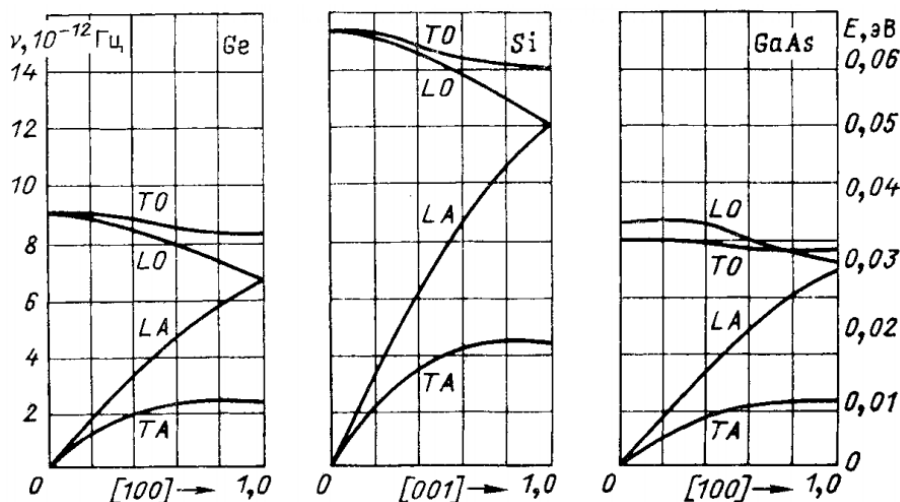
tezligi ko'ndalang to'lqinlarning tezligidan kattaroqdir. Qolgan (3s-3) tarmoqlar optik bo'ladi, ular uchun $q \rightarrow 0$ da $v_f \rightarrow \infty$ bo'lsa, $v_g \rightarrow 0$.

Umuman olganda, har xil polarizatsiyaga ega bo'lgan to'lqinlar uchun dispersiya egri chiziqlari bir-biridan farq qiladi. Shu bilan birga, izotropik kristall uchun ikkita ko'ndalang to'lqinlar bir xil chastota qiymatlariga mos keladi ω_q . Tebranishning turli shoxlari uyg'onishlari yuqori darajadagi simmetriya bilan tavsiflangan yo'nalishlar uchun anizotrop kristallarda ham sodir bo'lishi mumkin.

3.7-rasmda germaniy, kremniy va galliy arsenidi panjaralarining o'lchangan tebranish spektrlari keltirilgan. Ularning elementar yacheykasida ikkita atom bor, shuning uchun bu yarimo'tkazgichlarda tebranishlarning optik va akustik shoxlari mavjud bo'lib, ularning har birida tebranishlarning bir bo'ylama va ikkita ko'ndalang shoxlari mavjud bo'lib, ular aynigandir.

3.7-rasmdan akustik tebranishlar chastotasi $q \rightarrow 0$ da nolga intiladi, bu akustik to'lqin uchun xosdir. Bu tebranishlarning barcha uch yo'nalishi uchun - bitta bo'ylama LA va ikkita ko'ndalang TA (aynigan) uchun joizdir. To'lqin vektorining kichik qiymatlari uchun q bu tebranishlarning chastotasi to'lqin tarqalishining har bir yo'nalishi uchun q ga proporsionaldir va faza tezligi doimiy va LA va TA uchun ikki xil qiymatga ega. Bu kristalldagi akustik to'lqinlarga ham xosdir.

Optik tarmoqning tebranishlarining barcha uch yo'nalishi uchun chastota $q \rightarrow 0$ bo'lganda maksimal bo'ladi va 10^{13} Hz ga yetadi. $q \rightarrow 0$ da faza tezligi cheksizlikka, guruh tezligi esa nolga intiladi, bu tebranishlarning optik tarmog'iga xosdir. q ortishi bilan panjaraning optik tebranishlarining chastotasi ahamiyatsiz darajada kamayadi va shuning uchun $\omega_{op} \approx \omega_0$ deb taxmin qilish mumkin, akustik tebranishlar chastotasi esa keskin ortadi. $q = \pi/a$ sohada, ya'ni Brilliyen zonasi chegarasiga yaqin joyda optik va akustik tebranishlar orasidagi farq yo'qoladi.



3.7-rasm. Germaniy, kremniy va galliy arsenidning tebranish spektrlari:
TA va LA-bo'ylama va ko'ndalang akustik tebranishlar; TO va LO- TA va LA-bo'ylama va ko'ndalang optik tebranishlar

Shunday qilib, kristall atomlarining tebranishini $3sN$ normal tebranishlarning superpozitsiyasi sifatida ifodalash mumkin. Lekin har bir normal tebranish, mexanik nuqtai nazardan, garmonik ossilyatordir. Binobarin, kristall tebranishlarning umumiy energiyasi bir-biri bilan o'zaro ta'sir qilmaydigan $3sN$ garmonik ossilyatorlarning tebranish energiyalari yig'indisiga teng. Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan $\omega_j(q)$ chastota bilan tebranuvchi q_j -chi ossilyatorga $E_{qj} = \hbar\omega_j(q)[n_{qj} + 1/2]$ energiya mos keltiriladi.

Shunday qilib, kristall tebranishlarining umumiy energiyasi

$$E = \sum_{qj} E_{qj} = \sum_{qj} \hbar\omega_j(q)[n_{qj} + 1/2], \quad (n_{qj}=0, 1, 2, \dots) \quad (3.64)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda q - N xil qiymatga ega bo'lgan to'liq vektor; j - tebranishlar tarmog'i ($3s$ tebranish tarmoqlari yoki $3s$ turdagi tebranishlar mavjud).

$E_{qj} = \hbar\omega_j(q)[n_{qj} + 1/2]$ energiyasiga ega kvant ossilyatori o'z energiyasini $\Delta E_{qj} = \hbar\omega_j(q)\Delta n_{qj}$ qiymatiga o'zgartirishi mumkin. Bunday holda, kvant mexanikasiga ko'ra, ossilyatorning kvant sonining o'zgarishi quyidagilarga teng bo'lishi kerak:

$$\Delta n_{qj} = \pm 1 \quad (3.65)$$

$\hbar\omega_j(q)$ energiya kvanti panjara tebranishlari yoki fonon energiya kvanti deyiladi. Agar $\Delta n_{qj} = +1$ bo'lsa, panjara yuqori energiya holatiga o'tadi. Shuning uchun $\Delta n_{qj} = +1$ o'tishni fononning panjara tomonidan yutilish jarayoni va $\Delta n_{qj} = -1$ o'tishni fononning panjara tomonidan emissiya jarayoni deb atash mumkin. Demak, fonon ma'lum bir normal tebranishning yagona kvant qo'zg'alishidir.

Foton - elektromagnit maydon kvantiga o'xshatib, fononni panjara tebranishlarining energiya kvantining tashuvchisi, ya'ni kvazizarra sifatida ko'rish mumkin. Shunday qilib, panjara tebranishlari energetik jihatdan fonon gaziga ekvivalentdir. Bu holda $\Delta n_{qj} = +1$ fononning yaratilishini va $\Delta n_{qj} = -1$ fononning yo'q qilinishini anglatadi.

3.6. Fononlar statistikasi

Berilgan normal tebranishda T haroratda mavjud $\hbar\omega_j(q)$ energiyali fononlarning (n_{qj}) o'rtacha sonini aniqlash uchun ossilyatorning o'rtacha energiyasini bilish kerak. Demak

$$n_{qj} = \frac{\langle E_{qj} \rangle}{\hbar\omega_j(q)} \quad (3.66)$$

T haroratda issiqlik muvozanatidagi garmonik ossilyator E_s energiyali s-kvant holatda bo'lsin. Statistik fizikada tasdiqlanganidek, ossilyatorning bu holatda bo'lish ehtimoli:

$$W_s = Ce^{-E_s/kT} \quad (3.67)$$

C koeffitsient ehtimollikni normallashtirish shartidan aniqlanadi

$$\sum_s W_s = 1 \quad (3.68)$$

Bundan

$$C = (\sum_s e^{-E_s/kT})^{-1} \quad (3.69)$$

kelib chiqadi.

Ossilyatorning o'rtacha yoki muvozanat energiyasi mos ehtimolliklarga ko'paytirilgan energiyalari yig'indisiga teng

$$\langle E \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} E_s W_s \quad (3.70)$$

(3.68) va (3.69) larni hisobga olgan holda garmonik ossilyatorning muvozanatli energiya qiymati uchun

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_s e^{-E_s/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-E_s/kT}} = - \frac{d}{d(\frac{1}{kT})} \ln \sum_{n=0}^{\infty} e^{-E_s/kT} \quad (3.71)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Garmonik ossilyator energiyasi $E_s = \hbar\omega(n + \frac{1}{2})$ ekanligini hisobga olgan holda (3.71) dagi yig'indini aniqlaymiz

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-E_s/kT} = e^{-\hbar\omega/2kT} (1 + e^{-\hbar\omega/kT} + e^{-2\hbar\omega/kT} + \dots) = \frac{e^{-\hbar\omega/2kT}}{1 + e^{-\hbar\omega/kT}} \quad (3.72)$$

(3.72) ni (3.71) ga qoyamiz va $1/kT$ bo'yicha differensiallaymiz

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega e^{-\hbar\omega/kT}}{1 - e^{-\hbar\omega/kT}} = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (3.73)$$

Haroratga bog'liq bo'lmagan $\hbar\omega/2$ had ossilyatorning nolinchilari deb ataladi. Elektronlar bilan o'zaro ta'sirda faqat nol energiya sathidan yuqori qo'zg'atilgan normal tebranishlar ishtirok etganligi sababli, nol energiyani e'tiborsiz qoldirish mumkin. Shunday qilib, garmonik ossilyatorning o'rtacha energiyasi quyidagilarga teng deb faraz qilamiz:

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (3.74)$$

U holda

$$\langle n \rangle = \frac{\langle E \rangle}{\hbar\omega} = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (3.75)$$

Bu ifodadan kelib chiqadiki, fononlar Bose-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi, $\langle n \rangle$ - ma'lum bir normal tebranishdagi fononlarning o'rtacha soni, ya'ni bitta kvant holatida issiqlik muvozanatida $\hbar\omega$ energiyali fononlarning o'rtacha soni (ularning kontsentratsiyasi) – h^3 hajmli fazali fazo yacheykasidagi $\hbar\omega$ energiyali.

Yuqori haroratlarda, $kT \gg \hbar\omega$ bo'lganda, ossilyator yuqori energiya holatida bo'ladi va faza fazosining bir yacheykasidagi fononlar soni:

$$\langle n \rangle \approx kT / \hbar\omega \quad (3.76)$$

Ossilyatorning o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \langle n \rangle \hbar\omega = kT \quad (3.77)$$

ya'ni klassik statistikaga mos keladi.

Past haroratlarda, $kT < \hbar\omega$ bo'lganda

$$\langle n \rangle = e^{-\hbar\omega / kT} \quad (3.78)$$

Ossilyatorning o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \hbar\omega e^{-\hbar\omega / kT} \quad (3.79)$$

Shunday qilib, bir kvant holatidagi fononlarning soni haroratga bog'liq. Bundan tashqari, elektronlar bilan yoki bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashganda, fononlar paydo bo'ladi va yo'qoladi. Shuning uchun fononlar kvazizarralar deb ataladi, chunki ular oddiy zarrachalar (atomlar, elektronlar) gazi kabi harakat qilmaydi, ular uchun hajm, harorat va zarrachalar soni mustaqildir.

Qattiq jismda akustik va optik tebranishlar mumkin, lekin har bir panjara tebranishi energiya jihatidan fononga ekvivalentdir. Shuning uchun biz akustik va optik fononlar haqida gapirishimiz mumkin. Ularning kvant holatidagi o'rtacha soni (3.75) ga ko'ra fonon energiyasi $\hbar\omega_j(q)$ va harorat T ga bog'liq.

q ning 0 dan π/a gacha bo'lgan barcha diapazonida $\omega_{jop} > \omega_{jak}$, shuning uchun optik fononlarning energiyasi akustik fononlarning energiyasidan kattaroqdir (3.7-rasmga qarang). q ning kichik qiymatlari uchun akustik fononlarning energiyasi

$$E_{akf} = \hbar\omega_{jak} = \hbar\omega_{jt}q$$

optik fononlar energiyasidan ancha kichik, ular uchun $E_{opf} = \hbar\omega_{oj}$ maksimal.

Past haroratlarda, $kT \ll \hbar\omega_{oj}$ bo'lganda optik fononlar yo'q, faqat akustik fononlar qo'zg'atiladi va ularning bir kvant holatidagi soni (3,78) tenglik bilan aniqlanadi. Yuqori haroratlarda $kT \gg \hbar\omega_{oj}$ bo'lganda, akustik fononlardan tashqari, ko'p sonli optik fononlar ham qo'zg'aladi.

3.7. Kristall panjaraning issiqlik sig'imi

Ta'rifga ko'ra, qattiq jismning issiqlik sig'imi

$$C = \partial E / \partial T \quad (3.80)$$

Garmonik ossilyatorlar o'zaro ta'sir qilmaganligi sababli, termodinamik muvozanatdagi kristallning umumiy energiyasi barcha ossilyatorlar energiyasining o'rtacha qiymatlari yig'indisiga teng. Bunday holda, yig'indini N ta turli qiymatga ega bo'lgan to'lqin vektori q va $3s$ ta bo'lishi mumkin bo'lgan tebranish turlarini hisobga olgan holda amalga oshirilishi kerak. Bundan tashqari nolinchini energiyani

hisobga olish kerak $E_0 = \frac{1}{2} \sum_{jq} \hbar \omega_j(q)$. Shuning uchun (3.74) ni hisobga olgan holda panjara tebranishlari energiyasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$E = E_0 + \sum_{j=1}^{3s} \sum_q \frac{\hbar \omega_j(q)}{e^{\hbar \omega_j(q)/kT} - 1} = E_0 + \langle E_A \rangle + \langle E_O \rangle \quad (3.81)$$

Bu yerda panjaraning akustik tebranishlari energiyasining muvozanatli qiymati

$$\langle E_A \rangle = \sum_{j=1}^3 \sum_q \frac{\hbar \omega_j(q)}{e^{\hbar \omega_j(q)/kT} - 1} \quad (3.82)$$

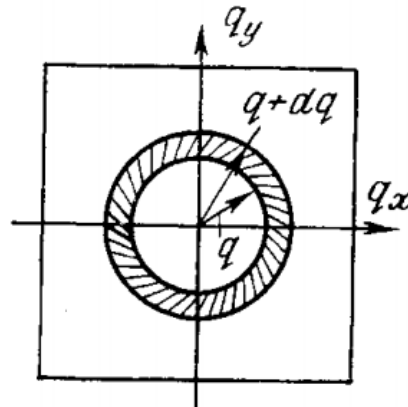
Optik tebranishlari energiyasining muvozanatli qiymati esa

$$\langle E_O \rangle = \sum_{j=1}^{3s} \sum_q \frac{\hbar \omega_j(q)}{e^{\hbar \omega_j(q)/kT} - 1} \quad (3.83)$$

$\langle E_A \rangle$ ni aniqlaymiz. q to'lqin vektori 0 dan π/a gacha kvaziuzluksiz o'zgarganligi va N ta (kristalldagi elementar yacheykalar soni) qiymatga ega bo'lganligi uchun $\omega_j(q)$ ham kvaziuzluksiz o'zgaradi. Akustik tarmoqda u 0 dan ω_{Amax} gacha o'zgaradi. N juda katta bo'lganligi uchun (3.82) dagi j bo'yicha yig'indini integralga almashtirish mumkin

$$\langle E_A \rangle = \int_0^{\omega_{Amax}} dZ \frac{\hbar \omega d\omega}{e^{\hbar \omega/kT} - 1} \quad (3.84)$$

Bu yerda dZ - q dan $q+dq$ gacha intervaldagi normal tebranishlar soni, ω_{Amax} esa q_{max} ga mos keladi.



3.8-rasm. Ikki qatlam orasidagi qatlam hajmi

Uchchala akustik tarmoqlardagi dZ tebranishlar sonini topish uchun q -fazoda radiuslari q dan $q+dq$ gacha bo'lgan radiusli sferik sirtlarni ajratamiz. Bu qatlamning hajmi $dV_q=4\pi q^2 dq$ (3,8-rasm) (3.21) ga asosan kubik kristall Bryulien zonasi elementar yacheykasining hajmi

$$\Delta V_B = dq_x dq_y dq_z = \frac{8\pi^3}{V} \quad (3.85)$$

Bu yerda $V=a^3 N_x N_y N_z = a^3 N$ -kristall hajmi, $N= N_x N_y N_z$ – kristalldagi elementar yacheykalar soni.

Har bir Bryulien zonasi elementar yacheykasiga kristallning bitta tebranma holati mos keladi. Mos holda dq intervaldagi bitta akustik tarmoqqa

$$dZ = V \frac{q^2 dq}{2\pi^2} \quad (3.86)$$

miqdorda normal tebranish mos keladi.

Debay nazariyasiga asosan q ning barcha o'zgarish sohasida uchchala akustik tarmoq uchun dispersiya qonuni o'rinli bo'ladi

$$\omega_j(q) = v_{jak} q \quad (j=1, 2, 3) \quad (3.87)$$

Shuni ta'kidlash kerakki, bu holda kristall jism dispersiya yo'q bo'lgan izotrop kontinium sifatida qaraladi. (3.87) ni hisobga olgan holda dq intervalda bitta akustik tarmoqda, ya'ni chastotaning ω dan $\omega+d\omega$ gacha intervalida tebranishlar soni

$$dZ = V \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2 v_{jak}^3} \quad (3.88)$$

Endi panjaraning tebranma holatlar zichligi, ya'ni birlik hajmda birlik chastota intervaliga to'g'ri keluvchi normal tebranishlar sonini aniqlaymiz

$$g(\omega) = \frac{dZ}{V d\omega} = \frac{\omega^2}{2\pi^2 v_{jak}^3} \quad (3.89)$$

Uch tipli (bitta v_{lak} tezlikka ega bo'lgan bo'ylama va ikkita v_{tak} tezlikka ega bo'lgan ko'ndalang) mumkin bo'lgan akustik tebranishlar uchun ω dan $\omega+d\omega$ gacha intervaldagi holarlar soni

$$G(\omega) = \frac{\omega^2}{2\pi^2 v_{lak}^3} + \frac{2\omega^2}{2\pi^2 v_{tak}^3} = \frac{3\omega^2}{2\pi^2 v_{0ak}^3} \quad (3.90)$$

ifoda orqali aniqlanadi, bu yerda v_{0ak}

$$\frac{1}{v_{0ak}^3} = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{v_{tak}^3} + \frac{2}{v_{lak}^3} \right] \quad (3.91)$$

yo'nalishlar va tiplar bo'yicha o'rtachalashtirilgan tovush tezligidir.

Bu holda V hajmli kristall uchun akustik tebranishlar energiyasi

$$\langle E_A \rangle = \int_0^{\omega_{Amax}} dZ G(\omega) \frac{\hbar \omega d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} = \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v_{0ak}^3} \int_0^{\omega_{Amax}} dZ G(\omega) \frac{\hbar \omega d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \quad (3.92)$$

integral orqali aniqlanadi.

$$x = \hbar\omega/kT, \quad \hbar\omega_{Amax}/k = \theta \text{ deb belgilaymiz. U holda } x_{max} = \theta/T,$$

$$\langle E_A \rangle = \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v_{0ak}^3} \left(\frac{kT}{\hbar}\right)^4 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (3.94)$$

Maksimal chastota to'la akustik tebranishlar soni $3N$ ga tengligi shartidan aniqlanishi mumkin

$$\langle \int_0^{\omega_{Amax}} dZG(\omega)d\omega = \frac{3V}{2\pi^2 v_{0ak}^3} \int_0^{\omega_{Amax}} \omega^2 d\omega = \frac{V\omega_{Amax}^3}{2\pi^2 v_{0ak}^3} = 3N \quad (3.95)$$

Bu yerdan

$$\omega_{Amax} = v_{0ak} \left(\frac{6\pi^2 N}{V}\right)^{1/3} \quad (3.96)$$

$$\theta = \frac{\hbar\omega_{Amax}}{k} = \frac{\hbar v_{0ak}}{k} \left(\frac{6\pi^2 N}{V}\right)^{1/3} \quad (3.97)$$

kattalik – qattiq jismning xarakteristik harorati yoki Debay harorati deyiladi. $k\theta$ $q_{max} = \pi/a$ bo'lgan fononlarning akustik tebranishlar energiyasidir. Ko'pchilik qattiq jismlar uchun Debay harorati 100-300 K oralig'ida yotadi.

(3.97) ni hisobga olgan holda (3.94) integralning oldidagi ifodani

$$\frac{3V\hbar}{2\pi^2 v_{0ak}^3} \left(\frac{kT}{\hbar}\right)^4 = 9kTN \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \quad (3.98)$$

ko'rinishga keltirish mumkin. Shuning uchun

$$\langle E_A \rangle = \frac{9NkT}{(\theta/T)^3} \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = 3NkTD\left(\frac{\theta}{T}\right) \quad (3.99)$$

Bu yerda Debay funksiyasi

$$D\left(\frac{\theta}{T}\right) = \frac{3}{(\theta/T)^3} \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (3.100)$$

integral orqali aniqlanadi.

Endi $\langle E_O \rangle$ ni aniqlaymiz. Optik tebranishlar chastotasi to'liqin vektori q ning barcha o'zgarish diapazonida kam o'zgaradi va shuning uchun ularni chegaraviy qiymatiga teng deb hisoblash mumkin $\omega_j(q) = \omega_{0j}$. Berilgan optik tarmoqning chegaraviy chastotasiga mos Debay haroratini kiritamiz

$$\theta_{0j} = \frac{\hbar\omega_{0j}}{k} \quad (3.101)$$

Ko'p moddalar uchun θ_{0j} 100-800 K oralig'ida yotadi.

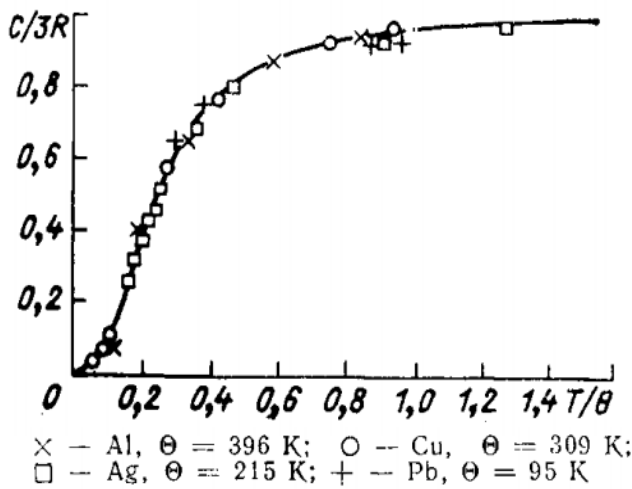
(3.101) dan foydalanib, optik tebranishlar energiyasini

$$\langle E_O \rangle = \sum_{j=1}^{3s} \sum_q \frac{\hbar\omega_j(q)}{e^{\hbar\omega_j(q)/kT} - 1} = NkT \sum_{j=1}^{3s} \frac{\theta_{0j}/T}{e^{\theta_{0j}/T} - 1} \quad (3.102)$$

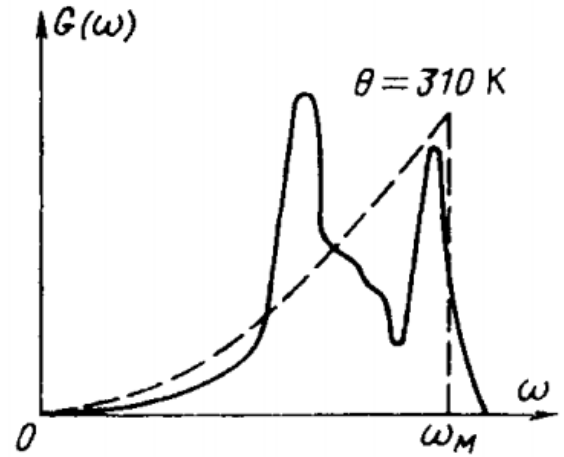
ko'rinishda tasvirlash mumkin, chunki har bir optik tarmoq uchun q bo'yicha yig'indi N ga ko'paytirishga ekvivalentdir.

Shuning uchun panjara tebranishlari energiyasi

$$E = E_0 + \langle E_A \rangle + \langle E_O \rangle = E_0 + NkT \left(3D\left(\frac{\theta}{T}\right) + \sum_{j=4}^{3s} \frac{\theta_{0j}/T}{e^{\theta_{0j}/T} - 1} \right) \quad (3.103)$$



3.9-rasm. Ba'zi metallarning issiqlik sig'imi



3.10-rasm. Volfram panjarasi uchun tebranishlar zichligi va Debay egri chizig'I (punktir)

Umumiy holda issiqlik sig'imi uchun ifodani olish juda qiyin. Yuqori va past haroratlar sohasini ko'rib chiqamiz. Yuqori va past haroratlar sohasida $T \gg \theta_{0j}$, $T \gg \theta$

$$e^x \approx 1+x, \quad 3D\left(\frac{\theta}{T}\right) = 9\left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} x^2 dx = 3$$

$$\sum_{j=4}^{3s} \frac{\theta_{0j}/T}{e^{\theta_{0j}/T} - 1} = \sum_{j=4}^{3s} 1 = 3s - 3 \quad (3.104)$$

Shuning uchun

$$E = E_0 + 3RT \quad (3.105)$$

Bu yerda $R = 8.31 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ -Universal gaz doimiysi.

Panjaraning issiqlik sig'imi

$$C = \partial E / \partial T = 3R \quad (3.107)$$

Demak yuqori haroratlarda qattiq jismning issiqlik sig'imi haroratga bog'liq bo'lmaydi.

Past tempeaturalarda $T < \theta_{0j}$ bo'lganda optik tebranishlar uyg'onmaydi va panjara tebranishlari energiyasiga ulush qo'shmaydi. $T \ll \theta$ bo'lganda (3.100) dagi integralning yuqori chegarasiga ∞ qo'yish mumkin. U holda

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15} \quad (3.108)$$

bo'lib, to'la energiya

$$E = E_0 + \frac{3\pi^4 NkT^4}{5\theta^3} \quad (3.109)$$

ga teng bo'lganligi uchun panjaraning issiqlik sig'imi

$$C = \frac{12\pi^4 Nk}{5} \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \quad (3.110)$$

Shunday qilib, past haroratlarda qattiq jismning issiqlik sig'imi T^3 ga proporsionaldir. Debay nazariyasidan olingan $C \sim T^3$ qonuni faqat mutlaq nolga yaqin bir necha darajali sohada qanoatlantiriladi (3.9-rasm). Haqiqiy issiqlik sig'imining Debay qiymatidan chetlanishi (3.110) kristalldagi akustik shoxlar uchun haqiqiy tebranish zichligi $G(\omega)$ (3.90) bog'liqlikdan katta farq qilishi bilan aniqlanadi. Bu holat 3.10-rasmda ko'rsatilgan, bu yerda volfram panjarasi (uzluksiz egri chiziq) uchun hisoblangan $G(\omega)$ funktsiyasi va 310 K ga teng volframning Debay harorati uchun Debay funktsiyasi $G(\omega)$ (nuqtali egri chiziq) ko'rsatilgan.

3.8. Qattiq jismning issiqlikdan kengayishi va issiqlik qarshiligi

Ma'lumki, (3.37) tenglamadagi potensial energiyani aniqlashda faqat kvadratik siljish hadi, ya'ni garmonik had hisobga olingan. Faraz qilaylik, bu siljish x ga teng, u holda potensial energiya $U = \beta x^2$ bo'ladi.

Boltsmanning fikriga ko'ra, atomning muvozanat holatidan x miqdoriga og'ish ehtimoli quyidagilarga teng:

$$f(x) = Ae^{-U/kT} \quad (3.111)$$

Bunday holda, garmonik tebranishlarni amalga oshiradigan atomlar orasidagi masofa o'zgarmaydi, chunki ularning

$$\bar{x} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} xf(x)dx}{\int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} xe^{-\beta x^2/kT} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta x^2/kT} dx} = 0 \quad (3.112)$$

formula bo'yicha aniqlanishi mumkin bo'lgan o'rtacha siljishi nolga teng (integral ostidagi funksiya toqligi tufayli kasrning surati nolga teng).

Haqiqiy jismlar issiqlikdan kengayishni boshdan kechiradi. Potensial energiyani atomlarning siljishi bilan kengaytirishning kub hadlarini hisobga olsak, buni tushuntirish mumkin. Qattiq jismdagi atomlarning o'zaro ta'sir kuchlarining angarmonik hadlarini hisoblash juda murakkab vazifadir. Biroq, ikkita o'zaro ta'sir qiluvchi atomlarning oddiy modelini ko'rib chiqish issiqlikdan kengayish

sabablarini tushunishga imkon beradi. Bundan tashqari, ushbu model chiziqli termal kengayish koeffitsienti kattaligining to'g'ri tartibini aniqlash imkonini beradi.

Faraz qilaylik, ikkita atom panjaradagi muvozanat holatidan x masofaga siljiganida, bir-biri bilan

$$F = -\frac{dU}{dx} = -\beta x + 3\gamma x^2 \quad (3.113)$$

kuch bilan va

$$U = \beta x^2 - \gamma x^3 \quad (3.114)$$

potensial energiya bilan o'zaro ta'sirlashadi.

Agar (3.114) ni (3.111) tenglamaga qo'ysak, u holda kichik siljishlarda angarmonik hadga mos keladigan eksponentani qatorga yoyish mumkin, ya'ni $e^{\gamma x^3/kT} = 1 + \gamma x^3/kT$. U holda

$$f(x) = Ae^{\beta x^2/kT} (1 + \gamma x^3/kT) \quad (3.115)$$

Atomning muvozanat holatidan o'rtacha siljishi

$$\bar{x} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta x^2/kT} (x + \gamma x^4/kT) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta x^2/kT} (1 + \gamma x^3/kT) dx} = \frac{-\frac{\gamma}{kT} \frac{3\sqrt{\pi}}{4} (kT/\beta)^{5/2}}{(\pi kT/\beta)^{1/2}} = \frac{3\gamma kT}{4\beta^2} \quad (3.116)$$

Bu yerda integrallar ostidagi sur'atning birinchi hadi mahrajning ikkinchi hadi toq funksiya bo'lganligi uchun nolga teng.

Ma'lumki, issiqlikdan chiziqli kengayish

$$l_t = l_0(1 + \alpha t) \quad (3.117)$$

formula bilan aniqlanadi. Shuning uchun chiziqli kengayishning harorat koeffitsienti α , uzunlik birligiga va 1°C ga cho'zilish sifatida aniqlanadi:

$$\alpha = \bar{x} / aT = 3\gamma / 4a\beta^2 \quad (3.118)$$

bu yerda a - panjara parametri.

Shunday qilib, qattiq jismning chiziqli kengayishining harorat koeffitsienti doimiy kattalikdir; u angarmoniklik koeffitsientiga proporsional va $\gamma = 0$ da nolga teng.

Panjara tebranishlarining angarmonikligi qattiq jismning issiqlik qarshiligini ham tushuntirishga imkon beradi. Panjaraning garmonik tebranishlari holatida normal koordinatalar mustaqil bo'ladi, ya'ni chiziqli superpozitsiyalar printsipiga bo'ysunadi, unga ko'ra elastik to'lqinlar kristallda mustaqil ravishda, bir-biridan sochilmagan holda tarqaladi. Garmonik osillatorni ifodalovchi har bir normal koordinata fononlarning ma'lum bir to'plamiga to'g'ri kelganligi sababli, garmonik yaqinlashuvda fononlar o'zaro ta'sir qilmaydi, ya'ni ular bir-biri bilan to'qnashmaydi. Bunday holda, issiqlik oqimi - fononlar tomonidan olib boriladigan

energiya - tovush tezligida ($v_g = v_t$) tarqaladi, shuning uchun issiqlik qarshiligi nolga teng. Potensial energiyadagi angarmonik shartlarni hisobga olinganda, ya'ni atomlarning siljishida uchinchi darajali hadlarni hisobga olinganda, panjaraning normal koordinatalarini va natijada osillatorlarni angarmonik va o'zaro bog'liq qiladi. Ossilyatorlarning angarmonikligi fononlarning fononlarda sochilishiga sabab bo'ladi. Bunday holda, to'qnashuv jarayonida uchta fonon ishtirok etadi, buning natijasida ikkita fonon bittaga aylanadi yoki bitta fonon ikkiga bo'linadi. Fononlarning fononlarda sochilishi, fononlarning paydo bo'lishi va yo'qolishi bilan birga, qattiq jismda issiqlik qarshiligining paydo bo'lishiga olib keladi. Haroratning oshishi bilan tebranishlarning angarmonikligi ortadi, chunki tebranishlarning amplitudasi ortadi va shuning uchun issiqlik qarshiligi ham ortadi.

Nazorat savollari

1. Bir o'lchovli ipning tebranish tenglamasini tushintiring?
2. Bir atomli chiziqli zanjirning tebranishlari nima?
3. Normal koordinatalar deb nimaga aytiladi?
4. Ikki va uch o'lchovli panjara atomlarining tebranishlari deganda nimani tushunasiz?
5. Fononlar qanday statistikaga bo'ysunadi?
6. Kristall panjaraning issiqlik sig'imi qanday hisoblanadi?
7. Qattiq jismning termik kengayishi nimalarga bog'liq?
8. Qattiq jismning issiqlik qarshiligi deganda nimani tushunasiz?

IV-bob.

YARIMO'TKAZGICHLARDA ELEKTRONLAR VA KOVAKLAR STATISTIKASI

4.1. Kvant holatlar zichligi

Statistik fizikaning eng muhim vazifasi - energiyasi ma'lum bir intervalda joylashgan zarrachalar sonini aniqlashdir. Uni yechish uchun kvant holatlar sonini va zarrachalarning bu holatda bo'lish ehtimolini bilish kerak. Binobarin, yarimo'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasini aniqlash uchun elektronlar va kovaklar egallagan holatlarning haqiqiy sonini bilish kerak.

E dan $E + dE$ gacha bo'lgan energiya oralig'idagi hajm birligi kristallida dZ kvant holatlari bo'lsin (spinni hisobga olgan holda). Holatlar zichligini, ya'ni kristall hajmining birligi uchun birlik energiya oralig'idagi holatlar sonini $N(E)$ bilan belgilaymiz. U holda ta'rifga ko'ra

$$N(E) = dZ/dE \quad (4.1)$$

Agar elektronning E holatni energiya bilan to'ldirish ehtimoli $f(E, T)$ ga teng bo'lsa, dZ holatlarida joylashgan elektronlar soni dZ

$$dn = f(E, T) dZ = f(E, T) N(E) dE \quad (4.2)$$

ga teng bo'ladi. Shunga ko'ra, mumkin bo'lgan energiya diapazoni E_1 dan E_2 gacha bo'lgan oraliqda joylashgan elektronlar soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$n = \int_{E_1}^{E_2} f(E, T) N(E) dE \quad (4.3)$$

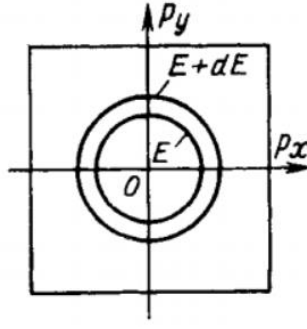
O'tkazuvchanlik zonasi va valentlik zonasining teng energiyali sirlari sfera bo'lgan holatda kvant holatlar zichligi ifodasini topaylik. O'tkazuvchanlik zonasining pastki chetidagi holatlarning zichligini aniqlaymiz. (2.139) ga ko'ra, zonaning tubidagi elektronlarning energiyasi

$$E = E_c + \frac{p^2}{2m_n^*} \quad (4.4)$$

shaklda yozilishi mumkin, bu yerda $E_c = E(p_0)$ - o'tkazuvchanlik zonasining tubidagi elektronning energiyasi; m^* - elektronning effektiv massasi.

$E(p) = \text{const}$ va $E(p) + dE = \text{const}$ energiyasiga mos keladigan ikkita izoenergetik sirt orasiga o'ralgan sferik qatlamni tanlaymiz (4.1-rasm). Ushbu qatlamning hajmi

$$dV_p = 4\pi p^2 dp \quad (4.5)$$



4.1-rasm. E va E+dE izoenergetik sirtlar orasidagi Brilliyen zonasi hajmi

(2.79) ga asosan p -fazoda hajm birligi kristallining Brilliyen zonasining birlik yacheykaning hajmi h^3 ga teng. Har bir yacheykada qarama-qarshi yo'nalgan spinli ikkita elektron bo'lishi mumkin. Buni hisobga olgan holda, dV_p hajmidagi kvant holatlar soni quyidagilarga teng:

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{h^3} = \frac{8\pi}{h^3} p^2 dp \quad (4.6)$$

(4.4) ga asoslanib,

$$p^2 = 2m_n^*(E - E_c), \quad (4.7)$$

ifodaga ega bo'lamiz, bu yerdan

$$p = (2m_n^*)^{1/2} (E - E_c)^{1/2},$$

$$dp = \frac{1}{2} (2m_n^*)^{1/2} (E - E_c)^{-1/2} dE \quad (4.8)$$

ifodalar kelib chiqadi. (4.6), (4.7) va (4.8) ni (4.1) munosabatga qo'yib, sferik simmetriyaga ega bo'lgan o'tkazuvchanlik zonasining tubidagi kvant holatlar zichligi ifodasini olamiz:

$$N(E) = 4\pi(2m_n^*/h^2)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.9)$$

Valentlik zonasining shifti yaqinida joylashgan holatlarning zichligini aniqlaymiz. Buning uchun kovak energiyasi uchun (2.139) va (2.144) dan foydalanamiz:

$$E = E_0 - \frac{p^2}{2m_p^*} \quad (4.10)$$

Bu yerda $E_n = E(p_0)$ - valentlik zonasining shiftidagi kovakning energiyasi; m_p^* - kovakning effektiv massasi. Yuqoridagilarga o'xshash hisob-kitoblardan quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$N(E) = 4\pi(2m_p^*/h^2)^{3/2} (E_i - E)^{1/2} \quad (4.11)$$

Shunday qilib, agar zaryad tashuvchilarning energiyasi kvaziimpulsning kvadratik funktsiyasi bo'lsa, u holda $N(E)$ holatlarning zichligi $(E - E_c)^{1/2}$ yoki $(E_v - E)^{1/2}$ ko'rinishdagi energiya bog'liqligiga ega. Binobarin, (4.9) va (4.11) iboralar

faqat energiya ekstremumiga yaqin, ya'ni zonaning pastki va shiftidagi holatlar uchun amal qiladi.

Endi zona tubidagi $E(p)$ bog'liqlik (2.132) ko'rinishdagi munosabat bilan tasvirlanganda murakkab o'tkazuvchanlik zonasi holati uchun kvant holatlarining zichligini hisoblaylik. Chunki zonaning tubi uchun $p_{ox} = p_{oy} = p_{oz} = 0$ va $E(p_0) = E_c$, u holda

$$E = E_c + \frac{p_x^2}{2m_1} + \frac{p_y^2}{2m_2} + \frac{p_z^2}{2m_3} \quad (4.12)$$

bu yerda $1/m_1$, $1/m_2$, $1/m_3$ - teskari effektiv massa tenzorining diagonal komponentlari.

Bu holda izoenergetik yuzalar ellipsoidlar bo'lib, ularning tenglamasi kanonik shaklda quyidagi shaklga ega:

$$\frac{p_x^2}{a^2} + \frac{p_y^2}{b^2} + \frac{p_z^2}{c^2} = 1 \quad (4.13)$$

Bu yerda ellipsoidning yarim o'qlari

$$\left. \begin{aligned} a &= [2m_1(E - E_c)]^{1/2}; \\ b &= [2m_2(E - E_c)]^{1/2}; \\ c &= [2m_3(E - E_c)]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (4.14)$$

Yarim o'qlari a , b , c bo'lgan ellipsoidning hajmi quyidagilarga teng:

$$V_p = \frac{4\pi}{3} abc = \frac{8\pi}{3} (2m_1 m_2 m_3)^{1/2} (E - E_c)^{3/2} \quad (4.15)$$

Teng energiyali $E = \text{const}$ va $E + dE = \text{const}$ ellipsoidlari orasiga o'ralgan qatlam hajmi quyidagicha bo'ladi:

$$dV_p = 4\pi (2m_1 m_2 m_3)^{1/2} (E - E_c)^{1/2} dE. \quad (4.16)$$

Spinni hisobga olgan holda dV_p hajmi quyidagi kvant holatlar sonini o'z ichiga oladi:

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{h^3} = 4\pi \left(\frac{2}{h^2} \right)^{3/2} (m_1 m_2 m_3)^{1/2} (E - E_c)^{1/2} dE \quad (4.17)$$

Shuning uchun murakkab o'tkazuvchanlik zonasining tubidagi holatlar zichligi ifodasi quyidagi shaklni oladi:

$$N(E) = 4\pi (2/h^2)^{3/2} (m_1 m_2 m_3)^{1/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.18)$$

Agar

$$m_1 m_2 m_3 = m_{dn}^{*3}, \quad (4.19)$$

deb hisoblasak, bu ifodani (4.9) ifodaga o'xshash shaklga keltirish mumkin, bu yerda m_{dn}^* elektronlar uchun holatlar zichligining effektiv massasi deyiladi.

Bunday holda, oddiy zona uchun

$$N(E) = 4\pi(2m_{dn}^*/h^2)^{3/2}(E - E_c)^{1/2} \quad (4.20)$$

Shunday qilib, (4.19) bilan hisoblangan elektronlar uchun holatlar zichligining effektiv massasini kiritadigan bo'lsak, o'tkazuvchanlik zonasining teng energiyali ellipsoid yuzasi sfera bilan almashtirilishi mumkin.

Kremniy va germaniydagi elektronlar va kovaklar uchun holatlar zichligining effektiv massalarini aniqlaymiz.

Kremniy 2.21-rasmdan kremniyning o'tkazuvchanlik zonasidagi mutlaq minimal energiya [100] yo'nalishi bo'yicha $k = 0$ nuqtadan masofada joylashgan bo'lib, $2\pi/a$ qiymatining taxminan 75% ga teng. Hammasi bo'lib, birinchi Brilluyen zonasida oltita minimum bo'lib, E_c qiymatidan biroz kattaroq energiya uchun asosiy kristallografik o'qlar bo'ylab cho'zilgan oltita teng energiyali ellipsoidlar mavjud (2.22-rasmga qarang). Shunga muvofiq, bir ellipsoid uchun tenglik (4.18) bilan ifodalangan holatlar zichligi 6 marta ortadi. Kremniy uchun $m_1 = m_2$ ekanligini hisobga olsak, u holda

$$N(E) = 6 \cdot 4\pi(2/h^2)(m_1^2 m_3)^{1/2}(E - E_c)^{1/2} \quad (4.21)$$

va $m_1 = 0,19m_0$ va $m_3 = 0,92m_0$ qiymatlarni hisobga olgan holda elektronlar uchun holatlar zichligining effektiv massasi

$$m_{dn}^* = 6^{2/3}(m_1^2 m_3)^{1/3} = 1,08m_0 \quad (4.22)$$

Binobarin, kremniyda o'tkazuvchanlik zonasining izoenergetik sirtining barcha olti ellipsoidlari elektronlar uchun $1,08m_0$ ga teng bo'lgan holatlar zichligining effektiv massasi bilan bitta sferik sirt bilan almashtirilishi mumkin.

$k=0$ nuqtada kremniyning valentlik zonasi ikki marta buziladi va teng energiyali sirtlar (2.153) formula bilan tavsiflangan ancha murakkab shaklga ega. Shu bilan birga, ular og'ir va yengil kovaklarning effektiv massalariga mos keladigan (2.154) shaklning ikkita sharsimon yuzasi bilan yaqinlashishi mumkin.

Bunday holda, holatlarning zichligi og'ir va yengil kovaklar zonalaridagi holatlarning zichligi yig'indisi bilan aniqlanadi:

$$N(E) = 4\pi(2/h^2)^{3/2}(m_{pT}^{*3/2} + m_{p\pi}^{*3/2})(E_v - E)^{1/2} \quad (4.23)$$

Ikkala chiziqning izoenergetik sirtlari holatlar zichligi bilan bitta kamaytirilgan sfera bilan almashtirilishi mumkin.

$$N(E) = 4\pi(2m_{dp}^*/h^2)^{3/2}(E_v - E)^{1/2} \quad (4.24)$$

Buning uchun kovaklar uchun holatlar zichligining effektiv massasi quyidagilarga teng:

$$m_{dp}^* = \left(m_{pT}^{*3/2} + m_{p,1}^{*3/2}\right)^{2/3} = 0,56m_0 \quad (4.25)$$

bu yerda $m_{pT}^* = 0,56m_0$, $m_{p,1} = 0,16m_0$.

Germaniyning birinchi Brilliyen zonasida $[1/2, 1/2, 1/2]$ nuqtalarda joylashgan sakkizta energiya minimumi mavjud. Teng energiyali mos keladigan sirtlar 2.22-rasmda ko'rsatilgan, bu Brilliyen zonasining chetlari tomonidan yarmiga kesilgan sakkizta energiya ellipsoidini ko'rsatadi. 2.22-rasmdagi ellipsoidlarning ikki qarama-qarshi yarmini bir butun ellipsoid sirt deb hisoblash mumkin. Shunday qilib, germaniyning asosiy Brilliyen zonasida to'rtta to'liq ellipsoid mavjud bo'lib, ular uchun $m_1 = m_2$. Shunday qilib, germaniyning o'tkazuvchanlik zonasining yuqori qismidagi holatlarning zichligi elektronlar uchun holatlar zichligining effektiv massasi bilan (4.20) ifoda orqali aniqlanadi:

$$m_{dn}^* = (4^2 m_1^2 m_3)^{1/3} = 0,56m_0 \quad (4.26)$$

bu yerda $m_1 = 0,082m_0$, $m_3 = 1,59m_0$.

Germaniy valent zonasining tuzilishi kremniy zonasining tuzilishiga o'xshaydi (2.21-rasmga qarang). Germaniy valent zonasining yuqori qismidagi kvant holatlarining zichligini tavsiflovchi kovaklar uchun holatlar zichligining effektiv massasi:

$$m_{dp}^* = \left(m_{pT}^{*3/2} + m_{p\pi}^{*3/2}\right)^{2/3} = 0,35m_0 \quad (4.27)$$

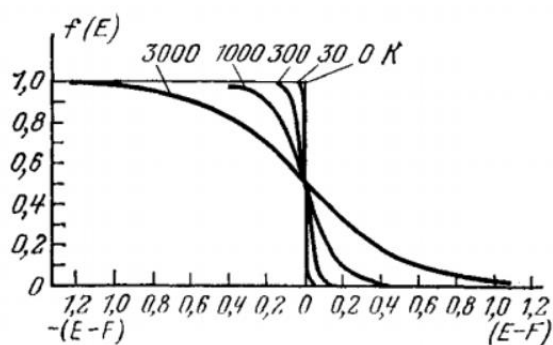
chunki $m_{pT}^* = 0,33m_0$; $m_{p\pi} = 0,04m_0$.

4.2. Fermi-Dirak taqsimoti

Berilgan oraliqda energiyaga ega bo'lgan zarralar sonini aniqlash uchun $N(E)$ kvant holatlarining zichligiga qo'shimcha ravishda, energiya E bo'lgan ma'lum bir holatni zarracha egallash ehtimolini bilish kerak, ya'ni taqsimlash funktsiyasini bilish kerak $f(E)$. Termik muvozanat sharoitida Pauli printsipiga bo'ysunadigan yarim butun spinli zarralar uchun Fermi-Dirak taqsimoti o'rinli bo'ladi.

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1}, \quad (4.28)$$

bu yerda k - Boltsman doimiysi; T - mutlaq harorat; F - Fermi energiyasi yoki elektrokimyoviy potensial, ya'ni doimiy hajm va harorat sharoitida tizimdagi zarrachalar sonini bir birlikka o'zgartirish uchun sarflanishi kerak bo'lgan ish.



4.2-rasm. Fermi-Dirak taqsimoti

Turli haroratlarda Fermi-Dirak taqsimot funksiyasining shaklini ko'rib chiqamiz. (4.28) dan kelib chiqadiki, $T = 0$ holatda energiya oralig'ida $0 < E < F$ bo'lganda $E > F$ uchun $f_0 = 1$ va $f_0 = 0$. Bu Fermi energiyasidan kamroq energiyaga ega bo'lgan barcha kvant holatlarini elektronlar egallaganligini va Fermi sathidan yuqorida joylashgan sathlar elektronlar bilan band emas, butunlay erkin ekanligini anglatadi. Demak, Fermi energiyasi mutlaq nol haroratda metalldagi elektronlarning maksimal mumkin bo'lgan energiyasidir.

$T > 0$ bo'lgan holatni ko'rib chiqaylik. (4.28) dan Fermi energiyasiga ($E = F$) teng energiya qiymati uchun biz $f_0 = 1/2$ ga ega bo'lamiz. Shunday qilib, Fermi sathi energiya sathi bo'lib, uni mutlaq noldan farqli haroratda to'ldirish ehtimoli 0,5 ga teng. $T > 0$ da elektronlarning bir qismi issiqlik harakati natijasida Fermi energiyasidan ($E > F$) katta energiyaga ega bo'lgan holatlarga o'tadi va shunga mos ravishda Fermi sathidan pastda joylashgan holatlarning bir qismi erkin bo'ladi. Bunda yuqori energiya sathlariga o'tgan zarrachalar soni $E < F$ sohasida hosil bo'lgan erkin holatlar soniga teng bo'ladi.

$T > 0$ holati uchun $f_0(E)$ taqsimot funksiyasining o'zgarish maydonini baholaymiz. Buning uchun har xil energiya qiymatlari uchun $f_0(E)$ ni hisoblaymiz. F dan $\pm kT$ ga farq qiladigan energiyalar uchun $f_0(E)$ qiymati $(1 + e)^{-1} = 0,27$, $(1 + 1/e)^{-1} = 0,73$. $E - F = \pm 2kT$ uchun f_0 qiymatlari 0.118 va 0.882, $E - F = \pm 3kT$ uchun f_0 0.047 va 0.953 ga teng. Bu ma'lumotlar shuni ko'rsatadiki, to'ldirish holatlari ehtimoli $E = F$ qiymatiga yaqin $(2 \div 3)kT$ ichida bir yoki noldan sezilarli darajada farq qiladi (4.2-rasm).

Fermi-Dirak taqsimot funktsiyasi berilgan kvant holatini elektron bilan to'ldirish ehtimolini tavsiflaydi. E energiyaga ega bo'lgan holatda issiqlik muvozanatida elektronning yo'qligi, ya'ni uni kovak egallaganligi ehtimoli quyidagilarga teng bo'ladi:

$$f_{0p}(E) = 1 - f_0(E) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{(F-E)/kT} + 1} \quad (4.29)$$

Shuning uchun, agar biz energiyani o'lchaydigan bo'lsak, kovaklar uchun taqsimot funktsiyasi elektronlar uchun taqsimlash funktsiyasiga o'xshaydi. Elektronlar uchun energiyani hisoblash yo'nalishiga nisbatan qarama-qarshi yo'nalishda Fermi sathidan kovaklar energiyasi E bo'lgan holatlardagi elektronlar uchun f_0 ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$f_0(E) = e^{(F-E)/kT} = C e^{-E/kT}, \quad (4.30)$$

ya'ni klassik statistikaga bo'ysunuvchi zarralar uchun Boltsmanning taqsimlash funktsiyasiga to'g'ri keladi. Agar zaryad tashuvchilar Boltzman statistikasiga bo'ysunsa, elektron gaz degenerativ emas va shunga mos ravishda zaryad tashuvchilarning bunday taqsimotiga ega bo'lgan yarimo'tkazgich odatda nodegenerativ deb ataladi.

4.3. Kirishma sathlarining to'ldirilish darajasi

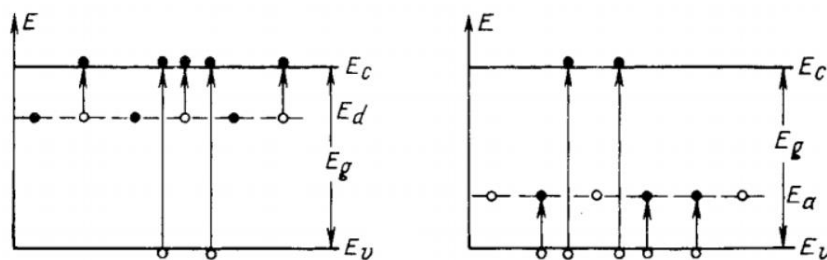
N_d konsentratsiyali donor aralashmani o'z ichiga olgan yarimo'tkazgichni ko'rib chiqaylik. Elektronni ushlab turgan donor elektr neytraldir. Bu, masalan, kremniy kristall panjarasining joylaridan biri mishyak atomi bilan band bo'lgan holatga mos keladi. Bunday holda, donor kirishma atomining beshinchi valentlik elektroni kovalent bog'lanishda ishtirok etmaydi va E_d qiymati bo'yicha o'tkazuvchanlik zonasining tubidan pastda joylashgan energiya sathiga mos keladi (4.3- a rasm).

Donor kirishma o'tkazuvchanlikda ishtirok eta oladigan faqat bitta elektronga ega bo'lganligi sababli, donor kirishma uchun holatlarning umumiy soni kristallning birlik hajmiga kiritilgan aralashmaning atomlari soniga, ya'ni N_d ga teng bo'lishi kerak.

Faraz qilaylik, donor kirishma sathida joylashgan elektronlar konsentratsiyasi n_d ga teng. Bunday holda, elektronlarning donor sathidan o'tkazuvchanlik zonasiga termal o'tishlari natijasida hosil bo'lgan va musbat zaryadga ega bo'lgan p_d ionlangan donor atomlarining konsentratsiyasi bo'ladi

$$p_d = N_d - n_d. \quad (4.31)$$

Agar Pauli printsipiga ko'ra, donor kirishma sathida antiparallel spinli ikkita elektron joylashishi mumkin bo'lsa, u holda uni to'ldirish ehtimoli Fermi-Dirak funktsiyasi (4.28) bilan aniqlanadi, bunda E o'rniga E_d ni qo'yish kerak bo'ladi.



4.3-rasm. Elektron (a) va qabul qiluvchi (b) yarim o'tkazgichlar

E_d – kirishma sathidagi elektron energiyasi. Ammo E_d sathda faqat bitta elektron bo'lishi mumkin, uni aylanish yo'nalishiga qarab ikki usulda ushlash mumkin. Binobarin, donor kirishmaning neytral holati ionlangan holatga nisbatan ikki baravar statistik vaznga ega. Donor kirishma sathida elektron bo'lmasa, bunday holatning ehtimoli 1 ga teng bo'lganligi sababli, Boltsman printsipligiga asoslanib, biz yozishimiz mumkin:

$$p_d : n_d = 1 : 2e^{-(E_d-F)/kT}. \quad (4.32)$$

(4.31) yordamida bu tenglikni shaklda yozish mumkin

$$\frac{N_d - n_d}{n_d} = (2e^{-(E_d-F)/kT})^{-1}, \quad (4.33)$$

shundan kelib chiqadiki, donor kirishma sathida joylashgan elektronlar konsentratsiyasi quyidagilarga teng:

$$n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2}e^{(E_d-F)/kT} + 1} \quad (4.34)$$

(4.32) va (4.34) tengliklarga asoslangan donor aralashmaning musbat ionlarining konsentratsiyasi

$$p_d = \frac{N_d}{2e^{(F-E_d)/kT} + 1} \quad (4.35)$$

munosabati bilan ifodalanadi

Umumiy holatda (4.34) ko'rsatkichdan oldingi omilni g^{-1} shaklida yozish mumkin. Keyin E_d energiyaga ega bo'lgan donor sathida elektronni topish ehtimoli ifoda bilan aniqlanadi va (4.29) va (4.35) ga asoslangan donor aralashmaning musbat ionlari uchun taqsimlash funktsiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$f_0(E_d) = \frac{1}{g^{-1}e^{(E_d-F)/kT} + 1} \quad (4.36)$$

(4.36) dan kelib chiqadiki, bir valentli donor nopoklik uchun kirishma sathi ikki marta degeneratsiyalanadi, spin degeneratsiyasining omili (darajasi) $g = 2$.

Akseptor yarimo'tkazgichni, masalan, bor bilan qo'shilgan kremniyni ko'rib chiqaylik. Kiritilgan kirishmaning konsentratsiyasi N_a deb faraz qilaylik. Bunday yarimo'tkazgichning energiya diagrammasi 4.3- b rasmda ko'rsatilgan.

$$f_{0p} = \frac{1}{ge^{(F-E_d)/kT} + 1} \quad (4.37)$$

Neytral bor atomi qo'shni kremniy atomlari bilan uchta kovalent bog'lanish hosil qiladi; Qo'shni kremniy atomidan elektron bu to'liq bo'lmagan bog'lanishga o'tishi mumkin va bu E_a ga teng energiya talab qiladi. Natijada, erkin kovak hosil bo'ladi va bor atomi manfiy zaryadlangan bor ioniga aylanadi. Shunday qilib, qabul qiluvchi aralashmaning energiya darajasida ixtiyoriy spin yo'nalishi bo'lgan bitta elektron mavjud (akseptor aralashmaning neytral holati) yoki akseptor aralashma

atomi juft bog'lanishni yakunlash uchun valentlik zonasidan elektronni ushlagan taqdirda antiparallel spinli ikkita elektron mavjud (akseptor aralashmaning ionlangan holati). Binobarin, akseptor darajasining degeneratsiya darajasi $g = 2$. Shuning uchun, ma'lum bir haroratda qabul qiluvchi nopoklik darajalarida elektron konsentratsiyasi n_a (yoki manfiy ionlarning konsentratsiyasi) shaklning munosabati bilan aniqlanadi.

$$n_a = \frac{N_a}{g e^{(E_a - F)/kT} + 1} \quad (4.38)$$

Akseptor kirishmadagi kovaklar konsentratsiyasi

$$p_a = \frac{N_a}{g^{-1} e^{(F - E_a)/kT} + 1} \quad (4.39)$$

4.4. Zonalardagi elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi

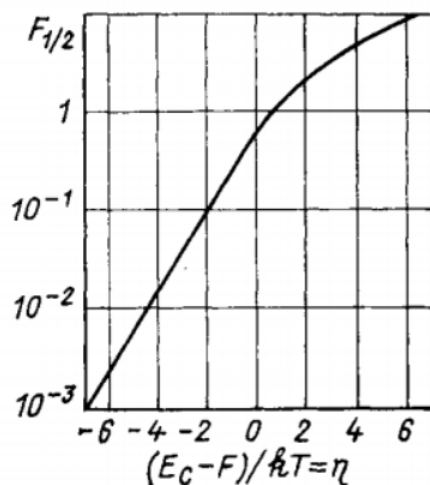
Kirishmali yarim o'tkazgichda, masalan, energiya diagrammasi 4.3-rasmda ko'rsatilgan donor yarimo'tkazgichda issiqlik ta'sirida erkin zaryad tashuvchilarning hosil bo'lish jarayonini ko'rib chiqaylik.

Mutlaq nol haroratda elektronlar minimal energiya qiymatiga ega bo'lgan holatlarni egallaydi. Boshqacha qilib aytganda, $T = 0$ K da donor kirishmaning barcha holatlari va valentlik zonasi elektronlar bilan band, shuning uchun o'tkazuvchanlik zonasida elektronlar yo'q.

Haroratning oshishi bilan elektronlar donor kirishmasidan ajralib chiqadi va asosiy moddaning kovalent bog'lari buziladi, buning natijasida erkin elektronlar va kovaklar paydo bo'ladi. Termik qo'zg'alish natijasida paydo bo'lgan va panjara bilan termodinamik muvozanatda bo'lgan erkin zaryad tashuvchilar muvozanat yoki issiqlik deb ataladi va ularning hosil bo'lish jarayoni termal hosil bo'lish (yoki ionlanish) deb ataladi.

Binobarin, donor yarimo'tkazgichda issiqlik qo'zg'alishida elektronlarning donor sathidan va valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi sodir bo'ladi, bu erda muvozanat kovaklari hosil bo'ladi. Ushbu o'tishlar 4.3-rasmda strelkalar bilan ko'rsatilgan. Elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasidan donor kirishma sathiga yoki valentlik zonasiga o'tishning teskari jarayoni rekombinatsiya deb ataladi.

Akseptor yarimo'tkazgichda elektronlarning valentlik zonasidan akseptor kirishma sathiga va o'tkazuvchanlik zonasiga termik o'tishi natijasida muvozanat elektronlari va kovaklari paydo bo'ladi (4.3- b rasm).



4.4-rasm. Fermi-Dirak integralining keltirigan Dirak sathiga bog'liqligi

Kirishmali yarimo'tkazgich uchun termodinamik muvozanatda n_0 o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va p_0 valentlik zonasidagi kovaklar konsentratsiyasini aniqlaymiz. Ikkala zonada teng energiyali sferik sirtlarga ega bo'lgan yarimo'tkazgich uchun masalani hal qilamiz. Agar (4.3) da kvant holatlarning zichligini izoenergetik yuzalar holatiga (4.9) almashtirsak va Fermi-Dirak taqsimot funksiyasidan foydalansak (4.28), muvozanatli elektron konsentratsiyasini topish mumkin. Integrallash E_c o'tkazuvchanlik zonasining tubidan uning tepasiga qadar amalga oshirilishi kerak. Agar $f_0(E)$ funksiyaning energiyaga keskin bog'liqligini hisobga olsak, u holda integralning yuqori chegarasi ∞ ga teng bo'lishi mumkin. Natijada biz quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} f_0(E) N(E) dE = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi(2m_n^*/h^2)^{3/2}(E-E_c)^{1/2} dE}{e^{\frac{E-F}{kT}} + 1} \quad (4.40)$$

O'lchamsiz miqdorlarni kiritamiz

$$\frac{E-E_c}{kT} = \varepsilon; \quad \frac{F-E_c}{kT} = \eta \quad (4.41)$$

η kattalik keltirilgan Fermi sathi deyiladi. Bu holda (4.40) quyidagi ko'rinishga keladi

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{e^{1/2} d\varepsilon}{e^{\varepsilon-\eta} + 1} = N_c F_{1/2}(\eta) \quad (4.42)$$

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.43)$$

o'tkazuvchalik zonasidagi effektiv holatlar zichligidir;

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\varepsilon-\eta} + 1} \quad (4.44)$$

Fermi-Dirak integrali. U 4.4-rasmda ko'rsatilgan.

Effektiv holatlar zichligi N_c haroratga bog'liq. Agar (4.43) ga universal doimiylarning sonqiyamatlarini qo'ysak,

$$N_c = 2(2\pi m_n^* kT/h^2)^{3/2} = 4,82 \cdot 10^{15} (m_n^*/m_0)^{3/2} T^{3/2} \quad (4.45)$$

Valent zonadagi kovaklarning konsentratsiyasini topamiz. (4.11) va (4.29) ga asosan

$$p_0 = \int_{E_{vmin}}^{E_v} f_{0p}(E) \Lambda(E) dE = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} \frac{(E_v - E)^{1/2} dE}{e^{(F-E)/kT} + 1} \quad (4.46)$$

Bu yerda f_{0p} energiyaga kuchli bog'liq bo'lganligi uchun integralning pastki chegarasi ∞ ga almashtirildi. Belgilash kiritamiz:

$$\frac{E_v - E}{kT} = \varepsilon_p; \quad \frac{E_c - E_v}{kT} = \frac{E_g}{kT} = \varepsilon_i; \quad \frac{F - E}{kT} = \eta + \varepsilon_i + \varepsilon_p \quad (4.47)$$

$$p_0 = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\varepsilon_p^{1/2} d\varepsilon_p}{e^{\varepsilon_p + \eta + \varepsilon_i + 1}} = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) \quad (4.48)$$

Bu yerda $E_c - E_0 = E_g$ - man qilingan zona kengligi. U holda kovaklar konsentratsiyasi:

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.49)$$

- valent zonadagi effektiv holatlar zichligi;
- valent zona uchun Fermi-Dirak integrali.

Agar $m_r^* = m_p^* = m_0$ deb hiosblasak, $T = 300$ K da $N_c = N_v = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$. Bu 1 sm^3 da 1/2000 ta atom borligini bildiradi.

$$F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon_p^{1/2} d\varepsilon_p}{e^{\varepsilon_p + \eta + \varepsilon_i + 1}} \quad (4.50)$$

Agar $\frac{E_c - E_d}{kT} = \varepsilon_d$, belgilash kiritsak, (4.36) ga asosan donor sathdagi elektronlar konsentartsiyasi:

$$n_d = f_0(E_d) N_d = \frac{N_d}{g^{-1} e^{-\varepsilon_d - \eta + 1}} \quad (4.51)$$

Donor kirishmadagi musbat ionlar konsentratsiyasi:

$$p_d = f_{0p}(E_d) N_d = \frac{N_d}{g e^{\varepsilon_d + \eta + 1}} \quad (4.52)$$

Akseptor kirishmadagi kovaklar va elektronlar konsentratsiyasini topamiz. (4.38) va (4.39) larga asosan

$$p_a = \frac{N_a}{g^{-1} e^{\varepsilon_a + \eta} + 1}; \quad (4.53)$$

$$n_a = \frac{N_a}{g e^{-\varepsilon_a - \eta} + 1}. \quad (4.54)$$

4.5. Kirishmali yarimo'tkazgich

Zonalardagi elektronlar va kovaklarning muvozanatli konsentratsiyalarini aniqlash uchun Femrmi-Dirak (4.44) va (4.50) integrallarini hisoblash kerak, ularni keltirilgan Fermi sathiga qarab quyidagicha ifodalash mumkin

1. $-\infty < \eta < -1$ bo'lganda

$$F_{\frac{1}{2}}(\eta) = e^{\eta} \quad (4.55)$$

$-\infty < -\eta - \varepsilon_i < -1$ bo'lganda esa

$$F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = e^{-\eta - \varepsilon_i} \quad (4.56)$$

Bunday yaqinlashish Bolstman statistikasiga bo'ysunadi, yarimo'tkazgich esa aynimagan bo'ladi. Bunday klassik yaqinlashish uchun muvozanatli elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi

$$n_0 = N_c e^{\eta}; \quad (4.57)$$

$$p_0 = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i}. \quad (4.58)$$

Klassik yaqinlashish 4.5-rasmda ko'rsatilgan.

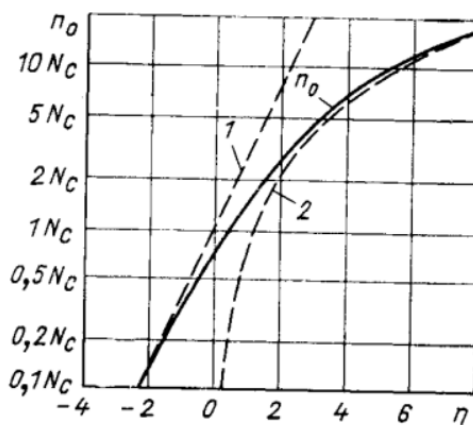
$5 < \eta < \infty$ bo'lganda

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \eta^{3/2} \quad (4.59)$$

$5 < -\eta - \varepsilon_i < \infty$ bo'lganda

$$F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (-\eta - \varepsilon_i)^{3/2} \quad (4.60)$$

Bu yaqinlashishlar kuchli aynigan yarimo'tkazgichlar uchun o'rinli. 4.5-rasmda kuchli aynigan donor yarimo'tkazgichlar uchun keltirilgan



4.5-rasm. O'tkazuvchanlik elektronlari konsentratsiyasining keltirilgan Fermi sathiga bog'liqligi

3. $-1 < \eta < 5$ bo'lganda o'tkazuvchanlik zonasi uchun

$$F_{1/2}(\eta) \approx \frac{1}{0,17 + e^\eta} \quad (4.61)$$

ni yozish mumkin.

$-1 < -\eta - \varepsilon_i < 5$ bo'lganda esa valent zona uchun

$$F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = \frac{1}{0,27 + e^{-\eta - \varepsilon_i}} \quad (4.62)$$

Bunday shartlarda yarimo'tkazgich hossalari aynimagan holatdan aynigan holatga o'tish shartlari bo'ladi. Fermi Dirak integrallarini (4.61) va (4.62) formulalar bo'yicha hisoblashda katta hatoliklarga yo'l qo'yiladi, shuning uchun maxsus jadvallardan foydalanish tavsiya etiladi.

4.5-rasmdagi n_0 egri chiziq (4.42) ifoda bo'yicha hisoblangan muvozanatli o'tkazuvchanlik elektronlari konsentratsiyasini bildiradi.

Chegaraviy hollarni ko'rib chiqamiz.

Aynimagan kirishmali yarimo'tkazgich. 4.5-rasmga asosan, donor yarimo'tkazgichni aynimagan deb hisoblash mumkin, agar

$$\eta = \frac{F - E_c}{kT} < -1$$

yoki

$$F < (E_c - kT). \quad (4.63)$$

bo'lsa. Bu aynimagan donor yarimo'tkazgichda Fermi sathi man qilingan zonada o'tkazuvchanlik zonasidan kamida kT pastda joylashishini bildiradi. Bu holda o'tkazuvchanlik zonasida joylashgan va $E \geq E_c$ energiyaga ega bo'lgan elektronlar uchun Fermi-Dirak taqsimotidagi eksponensial had birdan ancha katta bo'ladi. Shuning uchun

$$f_0 = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} \approx e^{-(E-F)/kT} \quad (4.64)$$

(4.64) munosabatlar aynimagan donor yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar Bolstman taqsimotiga bo'ysunishini bildiradi. U holda Fermi-Dirak integrali

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\varepsilon \cdots \eta + 1}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^\eta \int_0^\infty e^{-\varepsilon} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = e^{-(E_c - F)/kT} \quad (4.65)$$

ko'rinishda yoziladi. Aynimagan yarimo'tkazgich uchun elektronlar va kovaklarning muvoznatli konsentratsiyasi mos holda

$$n_0 = N_c F_{1/2}(\eta) = N_c e^\eta = N_c e^{-(E_c - F)/kT} \quad (4.66)$$

$$p_0 = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i} = N_v e^{(E_v - F)/kT}. \quad (4.67)$$

Bu munosabatlarning tahlili shuni ko'rsatadiki, aynimagan zaryad tashuvchilar taqsimoti uchun Fermi integrali E_c energiya sathini to'ldirish ehtimolligi ifodasi bilan mos tushadi. Mos holda (4.66) va (4.67) lardan kelib chiqadiki, aynimagan kirishmali yarimo'tkazgichda o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar konsentratsiyasi E_c sathdagi konsentratsiya bilan bir xil bo'ladi. Erkin kovaklar konsentratsiyasi valent zona o'rniga E_v sathni qo'yish bilan bir xil bo'ladi.

Hususiyy yarimo'tkazgichda erkin zaryad tashuvchilar kovalent bog'larning uzilishi natijasida yuzaga keladi, shuning uchun erkin elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi teng bo'ladi: $n_0 = p_0 = n_i$. n_i hususiyy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi deyiladi. Agar hususiyy yarimo'tkazgichda keltirilgan Fermi sathini η bilan belgilasak, (4.66) va (4.67) larga asosan

$$n_i = N_c e^{\eta_i} = N_v e^{-\eta_i - \varepsilon_i}. \quad (4.68)$$

kelib chiqadi.

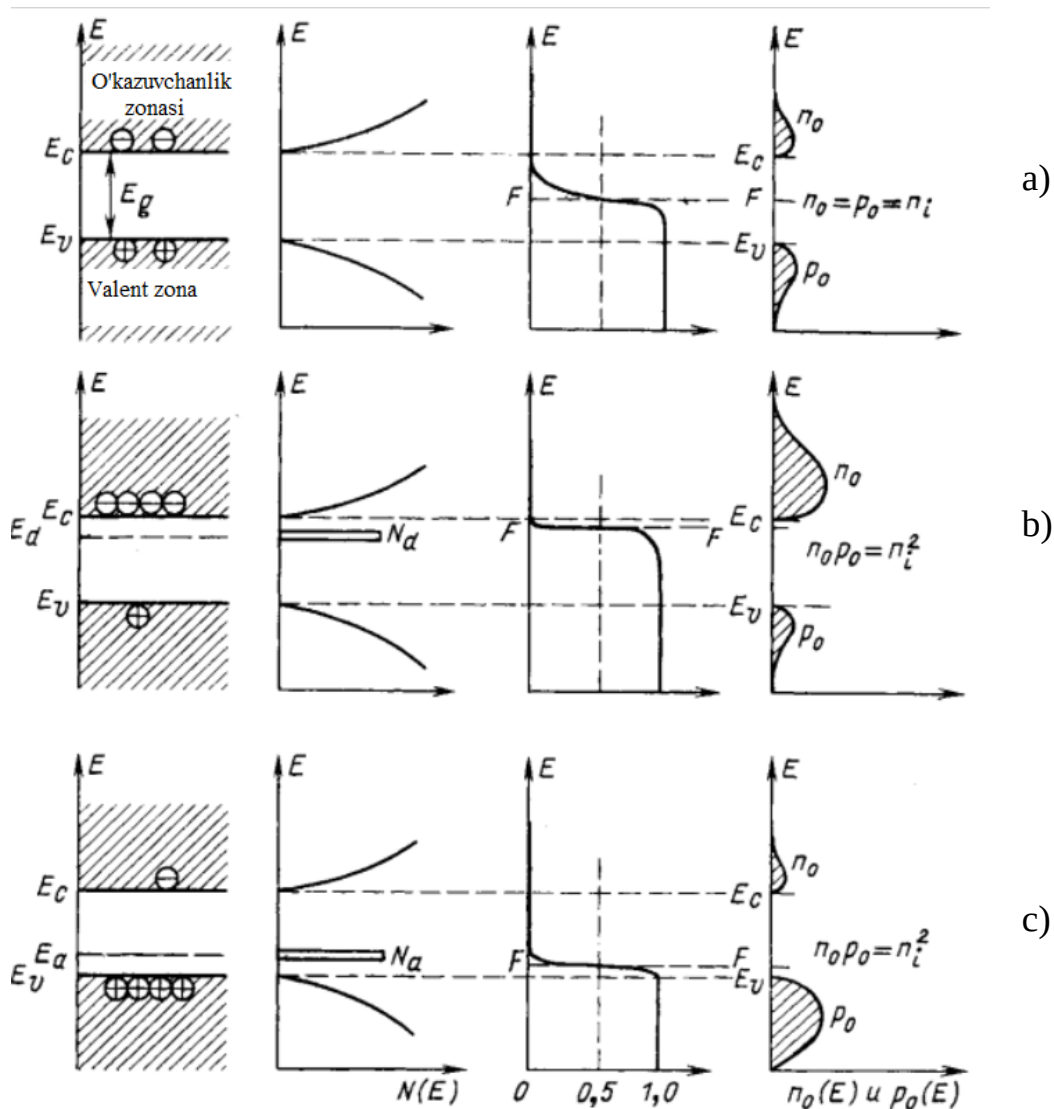
Endi aynimagan kirishmali yarimo'tkazgich uchun elektronlar va kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasini η orqali ifodalaymiz

$$\left. \begin{aligned} n_0 &= N_c e^{\eta} = n_i e^{\eta - \eta_i} \\ p_0 &= N_v e^{-\eta - \varepsilon_i} = n_i e^{\eta_i - \eta} \end{aligned} \right\}. \quad (4.69)$$

Bu yerdan

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (4.70)$$

kelib chiqadi.



4.6-rasm. Termodinamik muvozanat holatida hususiy, donor va akseptor yarimo'tkazgichlarda zonalar diagrammasi, holatlar zichligi, Fermi-Dirak taqsimoti va zaryad tashvuchilar konsentratsiyasi

Shunday qilib, aynimagan kirishmali yarimo'tkazgichda termodinamik muvozanatdagi erkin elektronlar va kovaklar konsentratsiyalari ko'paytmasi ma'lum bir haroratda hususiy yarimo'tkazgichdagi zaryad tashvuchilar konsentratsiyasining kvadratiga teng bo'lgan doimiy qiymatdir.

4.6-rasmda termodinamik muvozanatdagi hususiy, elektron va kovakli yarimo'tkazgichlarda zonalar diagrammasi, $N(E)$ holatlarning zichligi, Fermi-Dirak taqsimoti $f_0(E)$ va zaryad tashvuchilarning konsentratsiyasi ko'rsatilgan.

Agar issiqlik qo'zg'alishi natijasida zaryad tashvuchilar paydo bo'lsa, unda bunday jarayonning ehtimoli $e^{-w/kT}$ ga proporsionaldir. w miqdori aktivlanish energiyasi deb ataladi. Demak, elektron konsentratsiyasi n_0 ni aktivlanish energiyasi orqali ham ifodalash mumkin

$$n_0 = Ce^{-w/kT}, \quad (4.71)$$

bu yerda C - doimiy.

(4.66) munosabat quyidagicha yozilishi mumkin

$$n_0 T^{-3/2} = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_c - F)/kT} = C e^{-(E_c - F)/kT}.$$

Bu ifodani (4.71) bilan taqqoslashdan

$$w = -k \frac{d}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \ln(n_0 T^{-3/2}) = E_c - F + T \frac{dF}{dT} \quad (4.72)$$

kelib chiqadi, ya'ni aktivatsiya energiyasi Fermi sathiga bog'liq.

Agar $T=0$ K da o'tkazuvchanlik zonasida erkin elektronlar bo'lsa, u holda keltirilgan Fermi sathi $\eta = \frac{F - E_c}{kT} \rightarrow \infty$ bo'lgan yarimo'tkazgich kuchli aynishga uchraydi. Bunday holda, (4.42) ifoda maxraj birga teng va kuchli aynigan donor yarimo'tkazgichdagi elektronlarning muvozanat konsentratsiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$n_0 = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\eta_0} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c \eta_0^{3/2} = \frac{8\pi}{3} N_c \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} (F_0 - E_c)^{3/2} \quad (4.73)$$

Muvozanatli kovaklar konsentratsiyasi (4.67) dan aniqlanadi.

(4.73) ga asosan absolyut nolda Fermi sathi

$$F_0 = E_c + \frac{h^2}{2m_n^*} \left(\frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (4.74)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Agar $(-\eta - \varepsilon_i) > 5$ va $F < (E_v - 5kT)$ bo'lsa, ya'ni Fermi sathi valent zonadan $5kT$ ga pastda joylashgan bo'lsa, akseptor yarimo'tkazgich kuchli aynigan bo'ladi. Kuchli aynigan akseptor yarimo'tkazgichda erkin kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi (4.48) va (4.60) larga asosan

$$p_0 = N_v \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (-\eta_0 - \varepsilon_i)^{3/2} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} (E_v - F_0)^{3/2}, \quad (4.75)$$

Muvozanatli elektronlar konsentratsiyasi (4.66) dan aniqlanadi.

(4.73) va (4.75) lardan kuchli aynigan kirishmali yarimo'tkazgichdagi ko'pchilik zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi haroratga bog'liq emasligi kelib chiqadi. Fermi sathi F_0 holati muvozanat zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi bilan belgilanadi va ularning effektiv massasiga bog'liq. Bundan tashqari, zaryad tashuvchilarning effektiv massasi qanchalik kichik bo'lsa, aynish sodir bo'ladigan ularning konsentratsiyasi ham shunchalik kichik bo'ladi.

(4.74) ni hisobga olgan holda to'liq aynish shartini quyidagicha yozish mumkin

$$\eta = \frac{F - E_c}{kT} = \frac{h^2}{2m_n^{*kT}} \left(\frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3} \gg 1. \quad (4.76)$$

Bu yerda η_0 ni η bilan almashtiriladi, u quyida ko'rsatilgandek, kuchli aynigan holati uchun muhim xatolikka olib kelmaydi. (4.76) tahlildan kelib chiqadiki, aynish qanchalik erta sodir bo'lsa, erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi qanchalik yuqori bo'lsa, harorat past bo'ladi (ma'lum konsentratsiyada) va zaryad tashuvchilarning effektiv massasi shunchalik kichik bo'ladi.

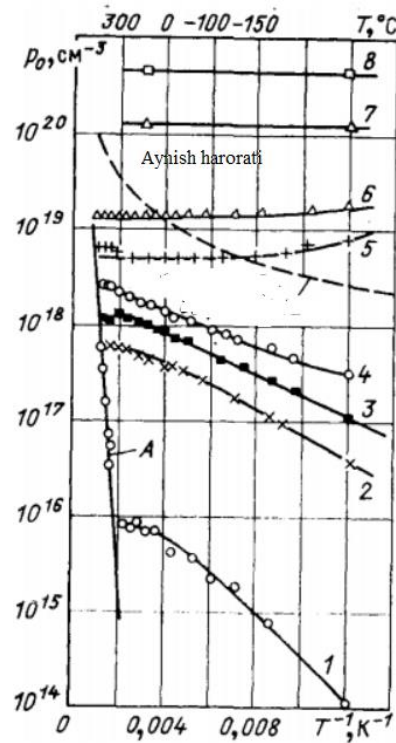
Aynimagan yarimo'tkazgichdan aynishga o'tish chegarasi T_n aynish haroratida aynish zaryad tashuvchilari n_B konsentratsiyasi bilan belgilanadi. n_B ma'lum haroratda aynish boshlanishiga mos keladigan zaryad tashuvchilarning minimal konsentratsiyasi bo'lgani uchun, ya'ni $F_0 = E_c + kT$ da (4.73) ga asoslanib, quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\begin{aligned} n_B &= \frac{4N_d}{3} \sqrt{\pi} = 3,78 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right)^{\frac{3}{2}} T_B^{\frac{3}{2}} = \\ &= 2 \cdot 10^{19} (m_n^*/m_0)^{3/2} (T_B/300)^{3/2} \end{aligned} \quad (4.77)$$

yoki

$$T_B = 4,1 \cdot 10^{-11} (m_0/m_n^*) n_B^{2/3}. \quad (4.78)$$

Ushbu xulosalar eksperimental ma'lumotlar bilan tasdiqlangan. 4.7-rasmda turli xil bor tarkibidagi kremniy uchun kovak konsentratsiyasining haroratga bog'liqlik egri chiziqlari ko'rsatilgan.



4.7-rasm. Bor bilan legirlangan kremniy uchun kovaklar konsentratsiyasining haroratga bog'liqligi: A – hususiy konsentratsiya. Bor konsentratsiyasi: 1 – legirlanmagan; 2 – $6.7 \cdot 10^{17}$; 3 – $1.3 \cdot 10^{18}$; 4 – $2.7 \cdot 10^{18}$; 5 – $6.7 \cdot 10^{18}$; 6 – $1.3 \cdot 10^{19}$; 7 – $1.3 \cdot 10^{20}$; 8 – $1.3 \cdot 10^{21} \text{ sm}^{-3}$.

Ushbu bog'liqliklarning tahlili shuni ko'rsatadiki, legirlash darajasining oshishi bilan kovak konsentratsiyasi haroratga bog'liq bo'lishni to'xtatadi, ya'ni yarimo'tkazgich kuchli aynigan bo'ladi. Aynish hududi harorat oshishi bilan yuqori zaryad tashuvchilar konsentratsiyasiga o'tadi. Agar suyuq azot haroratida aynish $p_0 = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$ da sodir bo'lsa, xona haroratida u $p_0 = 2.0 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ da sodir bo'ladi. $T=300 \text{ K}$ da juda kam effektiv elektron massaga ega bo'lgan indiy antimonid ($m^*=0.013m_0$) $n_0=2 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ da allaqachon aynigan bo'lib chiqadi.

Aynigan donor yarimo'tkazgich uchun Fermi sathining haroratga bog'liqligini aniqlaylik. Agar $\eta \gg 1$ bo'lsa, u holda $e^{\varepsilon-\eta} \ll 1$ va Fermi integrali darajali qatoriga yoyilishi mumkin va shuning uchun muvozanat elektron konsentratsiyasi

$$n_0 = N_c \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \eta^{3/2} \left(1 + \frac{\pi^2}{8\eta^2} - \frac{7\pi^4}{640\eta^4} + \frac{31\pi^6}{3072\eta^6} - \dots \right). \quad (4.79)$$

formula bilan ifodalanishi mumkin.

Uchinchidan boshlab hadlarni tashlab yuboramiz va η ni η_0 ga almashtiramiz. Bunda hatolik bir oz kamayadi. Natijada n_0 uchun

$$n_0 \approx N_c \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \eta^{3/2} \left(1 + \frac{\pi^2}{8\eta_0^3} \right). \quad (4.80)$$

taqribiy ifodaga ega bo'lamiz. (4.73) va (4.80) munosabatlardan

$$\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{n_0}{N_c} = \eta^{3/2} \left(1 + \frac{\pi^2}{8\eta_0^3} \right) = \eta_0^{3/2}, \quad (4.81)$$

kelib chiqadi, bu yerdan

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{\pi^2}{8\eta_0^3} \right)^{-2/3}. \quad (4.81a)$$

$\eta_0 > 5$ bo'lganda qavs ichidagi ikkinchi had kichik. (4.81a) ni qatorga yoyib va ikkita had bilan chegaralanib,

$$\eta = \eta_0 \left(1 - \frac{\pi^2}{12\eta_0^2} \right) \quad (4.82)$$

yoki

$$F = F_0 \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{F_0 - E_c} \right)^2 \right]. \quad (4.83)$$

ifodaga ega bo'lamiz. (4.83) dan kelib chiqadiki, yetarlicha past haroratlarda aynigan yarimo'tkazgichda Fermi sathi F_0 ga juda yaqin bo'ladi.

4.6. Hususiy yarimo'tkazgich

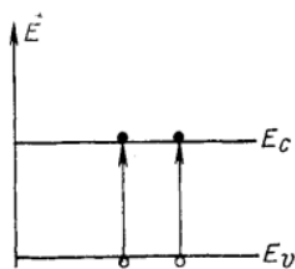
Agar yarimo'tkazgichga kirishma ta'siri kichik bo'lsa, u hususiy bo'ladi. Unda erkin zaryad tashuvchilar faqat valent bog'larning uzilishi hisobiga yuzaga keladi, (4.8-rasm), shuning uchun

$$n_0 = p_0 \quad (4.84)$$

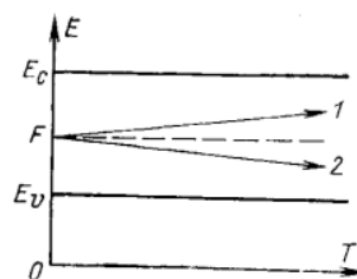
(4.84) munosabat hususiy yarimo'tkazgichning elektroneytrallik shartini ifodalaydi, ya'ni kristalldagi barcha zaryadlangan zarralarning natijaviy zaryadi nolga teng bo'lishi kerak. Bu talab Fermi sathining holatini aniqlaydi. Uni

$$N_c F_{1/2}(\eta) = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i). \quad (4.85)$$

tenglamani yechib aniqlash mumkin.



4.8-rasm. Hususiy yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilarning issiqlik generatsiyasi



4.9-rasm. Hususiy yarimo'tkazgichda Fermi sathining haroratga bog'liqligi

Aynimagan hususiy yarimo'tkazgich. Uning uchun zona diagrammasi, holatlarning zichligi, Fermi-Dirak taqsimoti va termodinamik muvozanatdagi zaryad tashuvchining konsentratsiyasi 4.6, a-rasmda ko'rsatilgan. Aynimagan yarimo'tkazgich uchun Fermi-Dirak integralini eksponensial funktsiya (4.65) bilan yaqinlashtirish mumkin. Bunda (4.85)

$$N_c e^{\eta} = N_t e^{-\eta - \varepsilon_i}, \quad (4.86)$$

shaklni oladi, bu yerdan Fermi sathini aniqlaymiz

$$F = E_c - \frac{1}{2} E_g + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}, \quad (4.87)$$

Bu yerda $E_g = E_c - E_v$ – man qilingan zona kengligi.

Agar (4.43) dan N_c ni, (4.49) dan N_v ni (4.87) ga qoysak,

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}. \quad (4.88)$$

kelib chiqadi.

(4.88) dan kelib chiqadiki, absolyut nol haroratda Fermi sathi o'tkazuvchanlik zonasining tubi bilan valent zona shipining o'rtasida joylashadi, ya'ni $F = \frac{1}{2} (E_c + E_v)$. $m_p^* = m_n^*$ bo'lganda uning holati haroratga bog'liq emas va man qilingan zona o'rtasida joylashadi. $m_p^* > m_n^*$ bo'lganda Fermi sathi harorat ortishi bilan o'tkazuvchanlik zona tubiga, $m_p^* < m_n^*$ bo'lganda esa valent zona shipiga chiziqli siljiydi (4.9-rasm).

Hususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini aniqlaymiz

$$n_i = (n_0 p_0)^{1/2} = 4.9 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_n^* m_p^*}{m_0^2} \right)^{3/4} T^{3/2} e^{-E_g/2kT} \quad (4.89)$$

Shunday qilib, aynimagan hususiy yarimo'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi T haroratga, taqiqlangan zona E_g kengligiga,

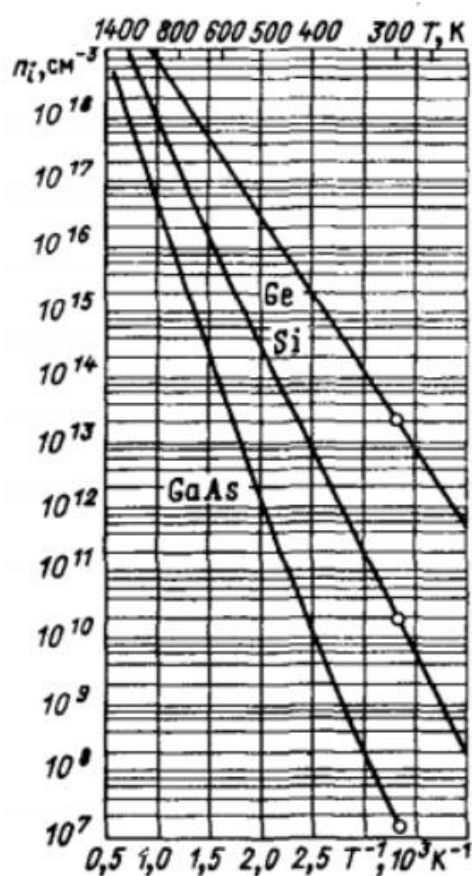
elektronlarning m_n^* va kovaklarning m_p^* effektiv massalari qiymatlariga bog'liq va Fermi sathining holatiga bog'liq emas. Bu konsentratsiyaning haroratga bog'liqligi $E_g \gg kT$ bo'lganda (4.89) dagi eksponensial had bilan aniqlanadi. Buni 4.10-rasmdagi ma'lumotlar tasdiqlaydi, unda germaniy, kremniy va galliy arsenididagi zaryad tashuvchilarning hususiy konsentratsiyasining teskari haroratga bog'liqligini ko'rsatilgan.

Hususiy yarimo'tkazgichning faollashuv energiyasi (3.72) va (3.87) lardan kelib chiqadiki,

$$w = \frac{1}{2} E_g, \quad (4.90)$$

ya'ni man qilingan zonaning yarmiga teng.

Germaniy, kremniy va indiy antimoniddagi zaryad tashuvchilarning hususiy konsentratsiyasini baholaymiz. Kremniy uchun $m_{dn}^* = 1,08m_0, m_{dp}^* = 0,56m_0$, $T = 300$ K da $E_g = 1,11$ eV, shuning uchun $n_i = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}$. Germaniy uchun $m_{dn}^* = 0,56m_0, m_{dp}^* = 0,35m_0, E_g = 0,67 > B$ va $n_i = 2 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}$. Indiy antimonid uchun $m_n^* = 0,013m_0, m_{dp}^* = 0,6m_0, E_g = 0,18$ eV, $n_i = 2 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$.



4.10-rasm. Germaniy, kremniy va galliy arsenidida hususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining haroratga bog'liqligi

(4.89) ga asosan $\ln(n_i T^{-3/2})$ funksiya $1/T$ ga chiziqli bog'langan

$$\ln(n_i T^{-3/2}) = \text{const} - \frac{E_g}{2k} \frac{1}{T}. \quad (4.91)$$

Bu chiziqning qiyalik burchagi $\tan \theta = E_g/2k$. Biroq, 4.10-rasmdan olingan ma'lumotlar E_g qiymati germaniyaning taqiqlangan zonasining haqiqiy kengligiga mos kelmaydi. Ushbu nomuvofiqlikning sababi shundaki, man qilingan zonaning o'zi harorat bilan o'zgaradi. Panjara atomlarining termal tebranishlari amplitudasining ortishi uning kamayishiga olib keladi. Bundan tashqari, harorat oshishi bilan atomlararo masofalar o'zgaradi, bu ham man qilingan zonaning kengligiga ta'sir qiladi. Natijada, $E_g(T)$ bog'liqligi murakkab xususiyatga ega bo'lishi mumkin. Misol tariqasida, 4.11-rasmda germaniy, kremniy va galliy arsenidi uchun haroratga bog'liq bo'lgan man qilingan zona kengligidagi o'zgarishlar ko'rsatilgan. Ushbu yarimo'tkazgichlar uchun 0 K da man qilingan zonaning qiymatlari mos ravishda 0,89, 1,16 va 1,52 eV ni tashkil qiladi. Ular, 4.11-rasmdan ko'rinib turibdiki, 175-350 K harorat oralig'ida taqiqlangan zonaning kengligi harorat bilan chiziqli ravishda o'zgaradi. Bunday holda, zona kengligidagi o'zgarish harorat koeffitsienti $\alpha = dE_g/dT < 0$ va germaniy, kremniy, indiy antimonid va galliy arsenid uchun mos ravishda $3,9 \cdot 10^{-4}$; $2,4 \cdot 10^{-4}$; $2,9 \cdot 10^{-4}$ va $4,3 \cdot 10^{-4}$ V/K ga teng. PbS da $\alpha > 0$ uchun u 0 K da 0,34 eV dan 300 K da 0,41 eV gacha ortadi. Bunday hollarda bog'liqlik chiziqli qonunga bo'ysunadi.

$$E_g = E_{g0} - \alpha T, \quad (4.92)$$

Bu yerda E_{g0} - 0 K da ekstrapolyatsiya qilingan man qilingan zona kengligi (4.11-rasm, GaAs uchun $E_{g0} = 1,58$ eV).

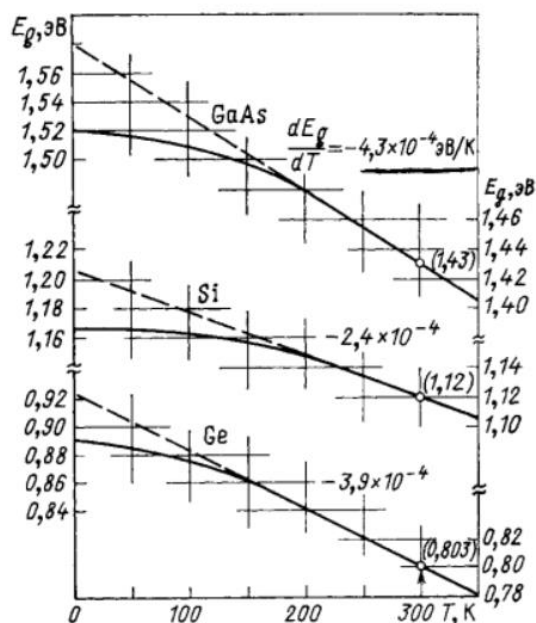
(4.92) ni (4.89) tenglamaga qoyamiz

$$n_i T^{-3/2} = 2 \left(\frac{2\pi^2 m_n^* m_p^* k^2}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\alpha/2k} e^{-E_{g0}/2kT}, \quad (4.93)$$

bu yerdan

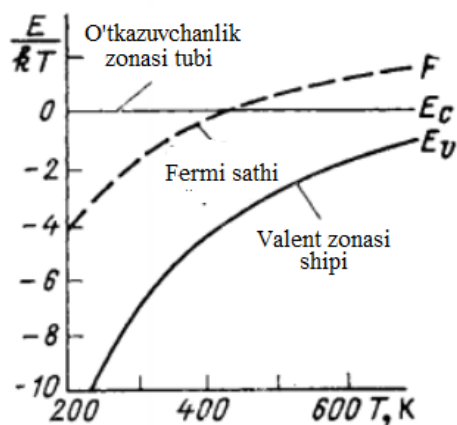
$$\ln(n_i T^{-3/2}) = \text{const} - \frac{\alpha}{2k} - \frac{E_{g0}}{2k} \frac{1}{T}. \quad (4.94)$$

ni aniqlaymiz.



4.11-rasm. Germaniy, kremniy va galliy arsenidida man qilingan zona kengligining haroratga bog'liqligi

Shunday qilib, agar yarimo'tkazgichning man qilingan zona kengligi haroratga chiziqli bog'liq bo'lsa, $\ln(n_i T^{-3/2})$ ning $1/T$ ga nisbatan grafigi ham to'g'ri chiziqli bo'lib, uning qiyaligi 0 K da ekstrapolyatsiya qilingan man qilingan zona kengligi E_{go} bo'lgan qiymati bilan tavsiflanadi. Yarimo'tkazgichning man qilingan zona kengligining haqiqiy qiymati berilgan haroratda (4.29) formula bilan aniqlanadi.



4.12-rasm. Indiy antimonid uchun Fermi sathining haroratga bogliqligi

Aynigan yarimo'tkazgich. Hususiy yarimo'tkazgich uchun (4.88) ga binoan, Fermi sathining harorat bilan o'zgarish tezligi kovaklar va elektronlarning effektiv massalari nisbatiga proporsionaldir. Natijada, haroratning oshishi bilan Fermi sathi og'ir zaryad tashuvchilari bo'lgan zonadan uzoqlashadi, yengil zaryad tashuvchilari zonasiga yaqinlashadi. Agar Fermi sathidan bu zonagacha bo'lgan masofa kT

qiymatiga mos keladigan bo'lsa, unda aynish sodir bo'ladi va tegishli Fermi-Dirak integrali endi eksponensial bilan almashtirilmaydi. Bundan tashqari, elektronlar va kovaklarning effektiv massalari qanchalik ko'p farq qilsa, aynish shuncha tezroq sodir bo'ladi. Agar, masalan, o'tkazuvchanlik zonasida aynish sodir bo'lsa, u valentlik zonasida yo'q va hususiy tashuvchilar konsentratsiyasining ifodasi quyidagi shaklga ega bo'ladi:

$$n_i = N_c F_{1/2}(\eta) = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i} \quad (4.95)$$

Bu yerdan Fermi sathining holatini aniqlash uchun quyidagi formulaga ega bo'lamiz

$$e^{\eta} F_{1/2}(\eta) = (m_p^*/m_n^*)^{3/2} e^{-\varepsilon_i} \quad (4.96)$$

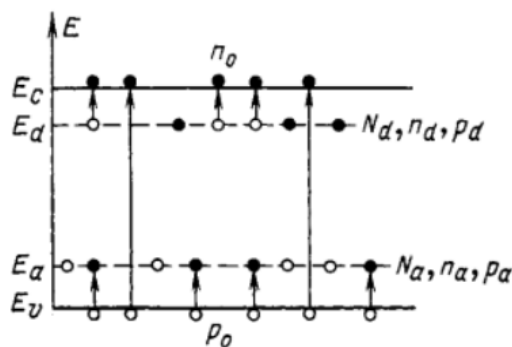
Effektiv massalari kuchli farq qiluvchi yarimo'tkazgichlarning klassik namunasi indiy angimonid bo'lib, u uchun $m_p^* \approx 10m_n^*$. 4.12-rasmda haroratga qarab InSb dagi keltirilgan Fermi sathi holatining o'zgarishi ko'rsatilgan. Bunday holda, $E_g(T)$ bog'liqlik hisobga olinadi, bu eksperimental ma'lumotlarga ko'ra, quyidagi shaklga ega:

$$E_g = (0,26 - 2,7 \cdot 10^{-4}T) \text{ eV.}$$

4.12-rasmdan ko'rinib turibdiki, $T=200 \text{ K}$ da Fermi sathi E_c dan atigi $4kT$ ga pastda yotadi va taxminan 450 K da u E_c sathidan o'tib, o'tkazuvchanlik zonasiga kiradi, bu esa elektron gazning kuchli aynishiga olib keladi. Buni hisobga olish kerak va n_i ni hisoblashda (4.95) tenglikdan foydalanish kerak.

4.7. Aynimagan yarimo'tkazgich uchun Fermi sathining kirishma konsentratsiyasi va haroratga bog'liqligi

Yarimo'tkazgich tarkibida donor va akseptor kirishma bo'lishi mumkin. Bu kirishmalarning konsentratsiyalari mos ravishda N_d va N_a bo'lsin.



4.13-rasm. Donor va akseptor kirishmali yarimo'tkazgich

Bunday yarimo'tkazgichning energiya diagrammasi 4.13-rasmda ko'rsatilgan. O'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valentlik zonasidagi kovaklar valentlik zonasi va kirishma atomlaridan elektronlarning termal qo'zg'alishi natijasida paydo bo'ladi. Ushbu o'tishlar 4.13-rasmda o'qlar bilan ko'rsatilgan. Termodinamik muvozanatdagi yarimo'tkazgichdagi Fermi sathining holatini aniqlash uchun elektron neytrallik shartidan foydalanish mumkin, unga ko'ra kristallning istalgan nuqtasida barcha zaryadlangan zarrachalarning umumiy zaryadi nolga teng bo'lishi kerak. Ikki turdagi kirishmaga ega bo'lgan yarimo'tkazgich uchun elektron neytrallik tenglamasi quyidagicha yoziladi

$$n_0 + n_a = p_0 + p_d \quad (4.97)$$

bu yerda $n_a = N_a - p_u$ – akseptor kirishma bilan bog'langan elektronlar soni; $p_d = N_d - n_d$ – donor kirishmalarning ionlashgan atomlari soni. n_d va p_d lar uchun ifodalardan foydalanib, (4.97) elektroneytrallik shartini quyidagicha yozish mumkin

$$(n_0 + n_d) - (p_0 + p_u) = N_d - N_a. \quad (4.98)$$

(4.42), (4.48), (4.51) va (4.53) ifodalardan foydalanamiz

$$N_c F_{1/2}(\eta) + \frac{N_d}{g^{-1}e^{-\varepsilon_d-\eta+1}} - N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) - \frac{N_a}{g^{-1}e^{\varepsilon_a+\eta+1}} = N_d - N_a. \quad (4.99)$$

Aynimagan yarimo'tkazgichlar uchun (4.99) tenglik ancha soddalashadi

$$N_c e^\eta + \frac{N_d}{g^{-1}e^{-\varepsilon_d-\eta} + 1} - N_v e^{-\eta-\varepsilon_i} - \frac{N_a}{g^{-1}e^{\varepsilon_a+\eta} + 1} = N_d - N_a, \quad (4.100)$$

Biroq, bu holatda ham Fermi sathini aniqlash katta qiyinchiliklarga duch keladi. Shuning uchun kelajakda biz katta amaliy ahamiyatga ega bo'lgan alohida muammolarni hal qilishni ko'rib chiqamiz.

1. Donor yarimo'tkazgich ($N_a = 0$)

Avvalo, faqat kirishma markazlarining ionlanishi sodir bo'ladigan va ichki o'tkazuvchanlik yo'q bo'lgan harorat oralig'i bilan cheklanamiz, ya'ni $p_0 = 0$. Elektroneytrallik sharti (4.98) quyidagicha yoziladi:

$$n_0 + n_d = N_d \quad (4.101)$$

yoki

$$n_0 = p_d$$

Bu yerdan (4.52) ga asosan

$$n_0 = \frac{N_d}{g e^{\varepsilon_d} d^{\eta} + 1} \quad (4.102)$$

ga ega bo'lamiz.

Aynish yo'q deb faraz qilamiz. U holda $n_0 = N_c e^\eta$. Bu yerdan

$$e^\eta = n_0/N_c. \quad (4.103)$$

ekanligini aniqlaymiz. (4.103) ni (4.102) ga qoyib, o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar konsentratsiyasi uchun quyidagi tenglamani olamiz

$$n_0 = \frac{N_c N_d}{N_c + g e^{\varepsilon_d} n_0}, \quad (4.104)$$

Tenglamani quyidagi ko'rinishga keltiramiz

$$n_0^2 + g^{-1} e^{-\varepsilon_d} N_c n_0 - g^{-1} e^{-\varepsilon_d} N_c N_d = 0 \quad (4.105)$$

Bu kvadrat tenglamani yechib n_0 ni aniqlaymiz

$$n_0 = \frac{g^{-1} e^{-\varepsilon_d} N_c}{2} \left(\sqrt{1 + 4 g e^{\varepsilon_d} N_c^{-1} N_d} - 1 \right) \quad (4.106)$$

Bu munosabatni quyidagi ko'rinishga keltiramiz

$$n_0 = \frac{2 N_d}{V + 4 g e^{\varepsilon_d} N_c^{-1} N_d + 1}. \quad (4.107)$$

Fermi sathini (4.103) dan aniqlash mumkin

$$e^\eta = \frac{n_0}{N_c} = \frac{2 N_d / N_c}{1 + 4 g e^{\varepsilon_d} N_c^{-1} N_d + 1} \quad (4.108)$$

Bu tenglikni logarifmlaymiz

$$\eta = -\ln \left[\frac{N_c}{2 N_d} + \sqrt{\left(\frac{N_c}{2 N_d} \right)^2 + g e^{\varepsilon_d} N_c^{-1} N_d} \right] \quad (4.109)$$

yoki

$$F = E_c - kT \ln \left[\frac{N_c}{2 N_d} + \sqrt{\left(\frac{N_c}{2 N_d} \right)^2 + g e^{\varepsilon_d} N_c^{-1} N_d} \right] \dots \quad (4.110)$$

Past haroratlarda, $e^{(E_c - E_d)/kT} \gg N_c / 2 N_d$ bo'lganda (4.110) formula soddalashadi va Fermi sathi

$$F = E_c - \frac{E_c - E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{g N_c}{N_d} = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{g N_c}{N_d}, \quad (4.111)$$

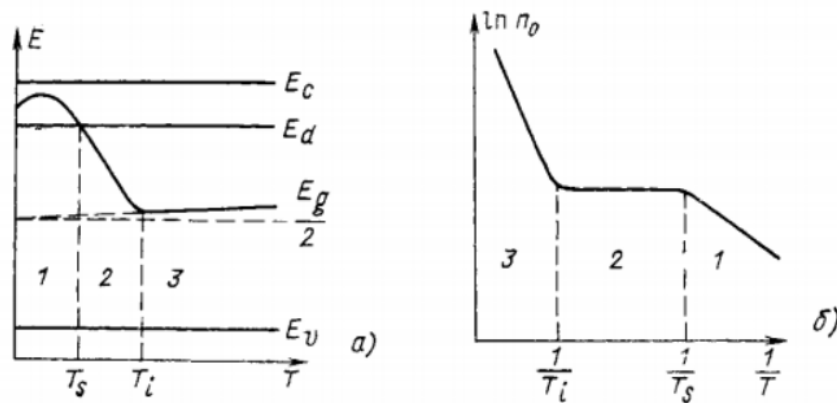
ko'rinishga ega bo'ladi, faollashish energiyasi esa (4.72) ga asosan

$$w = \frac{1}{2}(E_c - E_d),$$

ko'rinishga keladi, ya'ni donor kirishma ionlanish energiyasining yarmiga teng bo'ladi.

(4.111) munosabatidan kelib chiqqan holda, donor yarimo'tkazgichda mutlaq nol haroratda Fermi sathi o'tkazuvchanlik zonasining tubi va donor kirishma sathi o'rtasida joylashgan. Yetarlicha past haroratlar sohasida (Kelvin shkalasi bo'yicha bir necha gradus), $gN_c < N_d$ bo'lganda, Fermi sathi avvaliga qandaydir maksimal qiymatga ko'tariladi va keyin pasayishni boshlaydi va $gN_c = N_d$ bo'lganda, $T=0$ holatida bo'lgani kabi yana $F = 1/2(E_c + E_d)$ ga teng bo'ladi. Haroratning keyingi ko'tarilishi N_c ning oshishi bilan birga keladi va termal buzilish sohasida $gN_c > N_d$ bo'lganda, Fermi sathi pasayishda davom etadi. Fermi sathining bunday siljishi elektron konsentratsiyasining haroratga ko'rsatkichli bog'liqligiga to'g'ri keladi

$$n_0 = N_c e^\eta = N_c e^{-\frac{(E_c - E_d)}{2kT} - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{gN_c}{N_d}\right)} = (g^{-1} N_c N_d)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{(E_c - E_d)}{2kT}} \quad (4.112)$$



4.14-rasm. Donor yarimo'tkazgich uchun Fermi sathi va elektronlar konsentratsiyasining haroratga bog'liqligi

(4.111) formula bo'yicha tavsiflangan harorat bilan Fermi sathining o'zgarishi sohasi aralashmaning zaif ionlanish sohasi (yoki muzlash hududi). U 4.14-rasmda 1 raqami bilan belgilangan, bu donor yarimo'tkazgich uchun haroratga bog'liq bo'lgan Fermi sathi va elektron konsentratsiyasining o'zgarishini ko'rsatadi.

Haroratning yanada oshishi bilan o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning konsentratsiyasi kirishma konsentratsiyasi bilan taqqoslanadigan bo'ladi va bu holda (4.111) va (4.112) ifodalari qo'llanilmaydi. Biroq, endi biz

boshqa ekstremal holatni ko'rib chiqishimiz mumkin, agar harorat yetarlicha yuqori bo'lsa va

$$e^{(E_c - E_d)/kT} \ll N_c/2N_d$$

tengsizlik saqlanib qolsa. Bunda (4.110) ifoda quyidagicha approksimatsiyalanadi

$$F = E_c - kT \ln(N_c/N_d) \quad (4.113)$$

Ya'ni

$$n_0 = N_d \quad (4.114)$$

Bu deyarli barcha donor kirishmalar ionlashtirilganligini va o'tkazuvchanlik zonasidagi elektron konsentratsiyasi haroratga bog'liq emasligini anglatadi. Kirishmaning to'liq ionlanishi sodir bo'ladigan bu harorat sohasi legirlashning kamayishi (yoki kirishmaning to'liq ionlashuvi sohasi) deb ataladi va 4.14-rasmda ko'rsatilgan 2 raqami bilan belgilangan. Donor aralashmaning to'liq ionlash sharti, $n_0 = N_d$ bo'lganda, E_T aralashmaning bir necha darajasidan past bo'lgan Fermi sathiga mos keladi. Bu shuni anglatadiki, harorat oshishi bilan Fermi sathi pasayib, E_d sathidan o'tadi va pastga tushadi. $F = E_d$ bo'lgan harorat to'yinish harorati T_s deb ataladi, uni

$$F = E_c - kT_s \ln(N_c/N_d) = E_d, \quad (4.115)$$

shartdan aniqlash mumkin. Bu yerdan

$$T_s = \frac{E_c - E_d}{k \ln(N_c/N_d)} \quad (4.116)$$

(4.116) dan ko'rinib turibdiki, pasayish harorati qancha past bo'lsa, ionlanish energiyasi ($E_c - E_d$) va donor kirishma konsentratsiyasi N_{dj} va N_c qiymatini aniqlagan effektiv elektron massasi shunchalik yuqori bo'ladi. Kichik qiymatlarda ($E_c - E_d$) ifloslanishning kamayishi juda past haroratlarda sodir bo'ladi. Masalan, $N_d = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ miqdorida surma bilan qo'shilgan elektron germaniyda ionlanish energiyasi 0,0096 eV bo'lsa, to'yinganlik $T_s = 32 \text{ K}$ da sodir bo'ladi.

Haroratning yanada oshishi bilan o'tkazuvchanlik zonasidagi elektron konsentratsiyasi valentlik zonasidan elektron o'tishlari tufayli ortadi. Bunda Fermi sathining holati va elektron konsentratsiyasi (4.88), (4.89) va (4.115) tenglamalar bilan aniqlanadi. 4.14-rasmda 3 soha hususiy o'tkazuvchanlik sohasiga to'g'ri keladi. Bu holda $F = F_i$ va (4.88) va (4.113) dan quyidagi ifoda

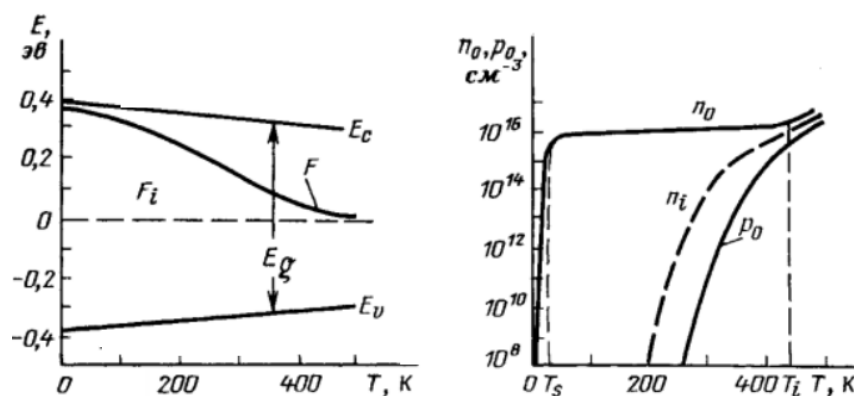
$$F_i = E_c - \frac{1}{2}E_g - \frac{kT_i}{2} \ln \frac{N_c}{N_0} = E_e - kT_i \ln \frac{N_d}{N_c}. \quad (4.117)$$

kelib chiqadi. Bu yerda

$$T_i = \frac{E_g}{k \ln \left(\frac{N_c N_o}{N_d^2} \right)} \quad (4.118)$$

ni olamiz.

Ushbu ifodani tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, donor yarimo'tkazgichda ichki o'tkazuvchanlik yuzaga keladigan T_i harorati pastroq bo'lsa, man qilingan zona kengligi va kirishma kontsentratsiyasi qanchalik past bo'lsa va zaryad tashuvchilarning effektiv massalari qiymati shunchalik yuqori bo'ladi.



4.15-rasm. Surma bilan legirlangan germaniy uchun Fermi sathi va zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining haroratga bog'liqligi

Shunday qilib, tavsiflangan yaqinlashishlardan foydalanib, elektron kontsentratsiyasining o'zgarishini va butun harorat oralig'ida elektron yarimo'tkazgichning man qilingan zonadagi Fermi sathining holatini kuzatish mumkin.

Misol tariqasida 4.15 a-rasmda Fermi sathining haroratga bog'liqliklari va 4.15-rasmda b - muvozanat elektronlarining kontsentratsiyasi n_0 va surma bilan qo'shilgan germaniy uchun p_0 kovaklari $N_d \approx 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ miqdorida. Bundan tashqari, ushbu egri chiziqlardagi nuqta chiziq mahalliy germaniyda F_i va n_i kursini ko'rsatadi. Grafiklarni tuzishda germaniyning taqiqlangan zonasining haroratga bog'liqligi hisobga olingan.

Bu raqamdan kelib chiqadiki, mutlaq nol haroratda germaniydagi Fermi sathi E_c o'tkazuvchanlik zonasining tubi va donor kirishma sathi E_d o'rtasida joylashgan. Harorat ko'tarilgach, u tushadi va kirishma sathi E_d ga yaqinlashadi. T_s to'yinganlik haroratida elektronlar donor kirishma quyidagilarga teng miqdorda mavjud:

$$n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{(E_d - F)/kT} + 1} = \frac{2}{3} N_d$$

va o'tkazuvchanlik zonasida, mos ravishda, $1/3N_d$ elektronlar. Haroratning yanada oshishi bilan Fermi sathi pasayishda davom etadi va kamayish sohasi boshlanadi; barcha kirishmalar ionlashtiriladi va o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi doimiy bo'lib qoladi va $n_0=N_d$ ga teng. Ushbu harorat hududida asosiy moddaning atomlarining ionlanishi sodir bo'ladi va asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilari - kovaklar paydo bo'ladi. Ularning konsentratsiyasi quyidagi

$$p_0 = \frac{n_i^2}{n_0} = \frac{N_c N_v}{N_d} e^{-E_g/kT}. \quad (4.119)$$

munosabatga ko'ra harorat oshishi bilan keskin ortadi.

Fermi sathi taqiqlangan zonaning o'rtasiga yetganda, u holda $n_0=p_0=n_i$ va yarimo'tkazgich kirishmadan ichki holatga o'tadi. Haroratning yanada oshishi bilan Fermi sathi holatlarning effektiv zichligi past bo'lgan zonaga yaqinlashadi.

2. Akseptor yarimo'tkazgich ($N_d = 0$)

Akseptor kirishma bilan legirlangan aynimagan yarimo'tkazgichdagi Fermi sathini aniqlash donorli yarimo'tkazgichniki bilan bir xil. Elektroneytrallik sharti quyidagicha yoziladi:

$$p_0 = n_a = N_a - p_a. \quad (4.120)$$

Bu yerdan aynimagan yarimo'tkazgich uchun (4.67) va (4.54) larni hisobga olgan holda

$$p_0 = \frac{N_a}{g e^{-\varepsilon} a_a^{-\eta} + 1} = \frac{N_a N_v}{N_v + g e^{\varepsilon_i - \varepsilon_a} \rho_0}. \quad (4.121)$$

tenglikni olamiz. Uncha qiyin bo'lmagan algebraik o'zgartirishlardan so'ng

$$p_0 = \frac{2N_a}{\sqrt{1 + 4g e^{\varepsilon_i - \varepsilon_a} N_a N_v^{-1}} + 1}. \quad (4.122)$$

ni olamiz. Fermi sathining holati

$$e^{\eta + \varepsilon_i} = \frac{N_v}{p_0} = \frac{N_v}{2N_a} \left[\sqrt{1 + 4g e^{\varepsilon_i - \varepsilon_a} N_a N_v^{-1}} + 1 \right]. \quad (4.123)$$

tenglikdan aniqlanadi. Bu tenglikning ikki tomonini logarifmlab,

$$F = E_c - E_g + kT \ln \left[\frac{N_v}{2N_a} + \sqrt{\left(\frac{N_v}{2N_a} \right)^2 + g N_v N_a^{-1} e^{(E_a - E_v)/kT}} \right] \quad (4.124)$$

ga ega bo'lamiz. Kichik haroratlarda, $e^{(E_a - E_0)/kT} \geq \frac{N_v}{2N_a}$ bo'lganda ifoda

$$F = E_c - E_g + \frac{1}{2}(E_a - E_v) + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{gN_0}{N_a} \right) = \frac{E_v + E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{gN_0}{N_a} \right) \quad (4.125)$$

ko'rinishga keladi.

Shunday qilib, kovakli yarimo'tkazgichda absolyut nolda Fermi sathi valent zona shipi va akseptor kirishma sathi o'rtasida joylashadi $= \frac{1}{2}(E_0 + E_u)$. Harorat ortishi bilan, $N_a > gN_v$ bo'lganda Fermi sathi pasayadi, keyin E_a sathgacha ko'tariladi. Bu sohada erkin kovaklar konsentatsiyasi

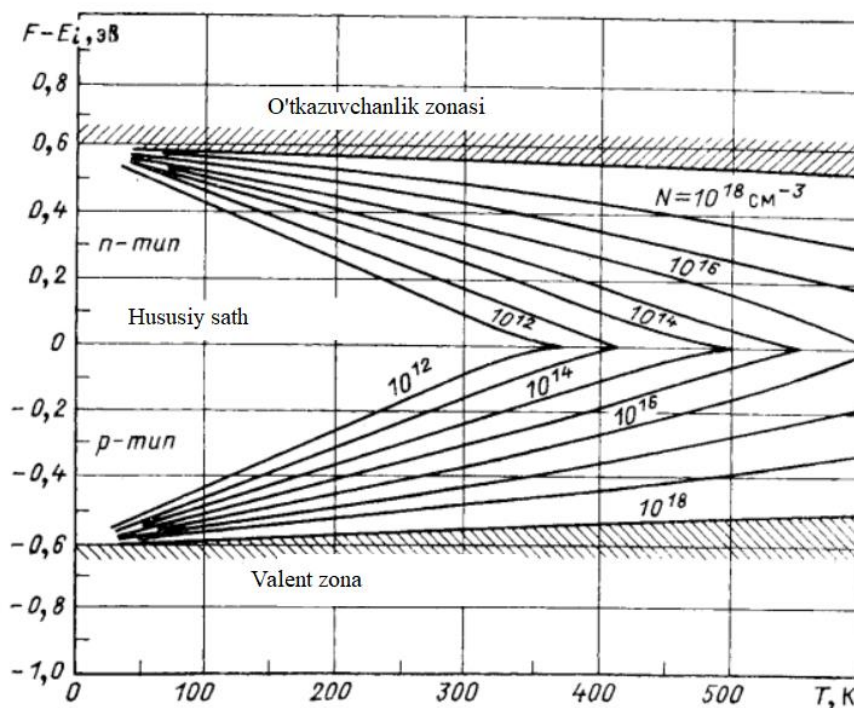
$$p_0 = N_v e^{-\eta - \varepsilon_t} = (g^{-1} N_u N_v)^{1/2} e^{(E_0 - E_a)/2kT}. \quad (4.126)$$

munosabat orqali aniqlanadi. Yuqori haroratlarda, $e^{(E_a - E_v)/kT} \ll \frac{N_0}{2N_a}$ bo'lganda (4.124) ifodadan

$$F = E_c - E_g + kT \ln \frac{N_0}{N_a} \quad (4.127)$$

ni olamiz, erkin kovaklar konsentratsiyasi

$$p_0 = N_v e^{-\ln(N_v/N_a)} = N_a. \quad (4.128)$$



4.16-rasm. Kremniyda Fermi sathining harorat va kirishmalar konsentratsiyasiga bog'liqligi

Akseptor yarimo'tkazgichda, donor kirishmada bo'lgani kabi, yuqori haroratlarda akseptor kirishma atomlarining to'liq ionlanishi bilan tavsiflangan kambag'allashish sohasi paydo bo'ladi. Haroratning yanada oshishi bilan Fermi sathi man qilingan zonaning o'rtasiga ko'tariladi va yarimo'tkazgich o'zini xuddi hususiydek tutadi.

Kirishma konsentratsiyasi va haroratga qarab kremniy uchun Fermi sathi 4.16-rasmda ko'rsatilgan. Shu yerda shingdek, man qilingan zonaning haroratga bog'liqligi keltirilgan.

4.8. Kirishma bilan qisman kompensatsiyalangan aynimagan yarimo'tkazgich uchun Fermi sathining haroratga bog'liligi

Sof donor va sof akseptor yarimo'tkazgichning ko'rib chiqilgan holatlari odatda amalda qo'llanilmaydi. Material qanchalik yaxshilab tozalangan bo'lmasin, unda odatda bir nechta turdagi aralashmalar qoladi va ba'zi kirishma markazlari bir nechta elektronni berishi yoki olishi mumkin.

Bir elektronli donor kirishma bilan bir qatorda, yarimo'tkazgichda ma'lum miqdorda akseptor aralashmalari bo'lgan holatga batafsil to'xtalib o'tamiz (4.13-rasmga qarang).

Faraz qilaylik, yarimo'tkazgichda donor va akseptor aralashmalar teng miqdorda bo'lsin, ya'ni, $N_d = N_a$. Mutlaq nol haroratda elektronlar eng past energiya holatlarini egallaydi. Bu shuni anglatadiki, o'tkazuvchanlik zonasida elektronlar yo'q va barcha holatlar valentlik zonasida joylashgan. Akseptor kirishmada energetik jihatdan donor kirishma holatlaridan pastroqda joylashgan erkin holatlar mavjud bo'lganligi sababli, elektronlar eng past energiya bilan holatlarni to'ldirishga harakat qilib, donor sathidan akseptor sathga o'tadi. Natijada musbat va manfiy ionlar teng miqdorda hosil bo'ladi $N_d^+ = N_a^-$ - dan boshlab elektr neytrallik sharti qondiriladi. Bunday yarimo'tkazgich kompensatsiyalangan deb ataladi. Unda aralashmalarning o'zaro kompensatsiyasi sodir bo'ladi, buning natijasida ular elektronlar va kovaklarni yetkazib beruvchilar bo'la olmaydi; zaryad tashuvchilar termal hosil bo'lish "zona zona" natijasida paydo bo'ladi.

Kompensatsiyalangan yarimo'tkazgichda, aralashmalar mavjudligi sababli, panjara maydonining davriyligi haqiqiy o'ziga xos yarimo'tkazgichga qaraganda ancha kuchli buziladi. Bu zaryad tashuvchilarning tarqalishi bilan bog'liq ta'sirlarga, xususan, ularning harakatchanligiga ta'sir qiladi.

Endi biz $N_d > N_a$ va ko'rib chiqilayotgan butun harorat oralig'ida Fermi sathi E_a dan sezilarli darajada yuqori, ya'ni qabul qiluvchi kirishmaning energiya sathidan yuqori deb taxmin qilamiz. Bu holatda, barcha akseptor holatlar donor kirishma sathidan uzatilgan elektronlar bilan to'ldiriladi. Natijada, donor sathlaridagi va o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning umumiy soni $N_d - N_a$ ga teng. Hususiy o'tkazuvchanlik paydo bo'lganga qadar valentlik zonasida bo'sh kovaklar bo'lmaydi va yarimo'tkazgich o'zini sof donor sifatida tutadi. Xuddi shu yarimo'tkazgich qisman kompensatsiyalangan deb ataladi. Kompensatsiya darajasi

N_a/N_d nisbati bilan belgilanadi. Bunday yarimo'tkazgichda zaryadni uzatish faqat elektronlar tomonidan amalga oshiriladi va Xoll doimiysi manfiy ishoraga ega.

Agar $N_a > N_d$ va Fermi sathi E_d dan sezilarli darajada past bo'lsa, donor kirishma to'liq ionlanadi. Donor sathidan barcha elektronlar qabul qiluvchi kirishma sathlariga o'tdi, shuning uchun $T = 0$ da akseptor kirishma atomlarida $N_a - N_d$ kovaklar paydo bo'ladi. Haroratning oshishi bilan valentlik zonasidan elektronlar qabul qiluvchi kirishma atomlariga o'tadi va yarimo'tkazgich musbat Xoll koefitsientiga ega bo'lgan kovak yarimo'tkazgich kabi harakat qiladi. Ichki o'tkazuvchanlikning boshlanishi bilan Xoll doimiysining ishorasi o'zgaradi, chunki elektronlarning harakatchanligi kovaklarning harakatchanligidan kattaroqdir.

$N_d > N_a$ holi uchun qisman kompensatsiyalangan aralashmaga ega yarimo'tkazgichdagi erkin elektronlar konsentratsiyasi va Fermi sathining haroratga bog'liqligini aniqlaymiz. Faqat kirishmani ionlash uchun elektr neytrallik sharti quyidagi shaklga ega:

$$n_0 + n_d = N_d - N_a \quad (4.129)$$

$$n_0 + N_a = p_d. \quad (4.130)$$

Yarimo'tkazgich aynimagan deb faraz qilamiz. $n_0 = N_c e^\eta$ muosabatdan foydalanib, (4.52) va (4.130) lardan

$$n_0 + N_a = \frac{N_d N_c}{N_c + g e^{\varepsilon_d} n_0} \quad (4.131)$$

ifodani olamiz. Bu tenglamani yechib,

$$n_0 = \frac{2(N_d - N_a)}{1 + \frac{g N_a}{N_c} e^{\varepsilon_d} + \left[\left(1 + \frac{g N_a}{N_c} e^{\varepsilon_d} \right)^2 + \frac{4g(N_d - N_a)e^{\varepsilon_d}}{N_c} \right]^{1/2}}. \quad (4.132)$$

natijaga ega bo'lamiz. $e^\eta = n_0/N_c$ munosabatdan Fermi energiyasini aniqlaymiz

$$F = E_c + kT \cdot \left[\frac{4g(N_d - N_a)e^{(E_c - E_d)/kT}}{N_c} \right]^{1/2} \quad (4.133)$$

Ko'rish mumkinki, $N_a = 0$ da bu natija aynimagan yarimo'tkazgich uchun chiqarilgan (4.107) va (4.110) formulalar bilan mos keladi.

Yuqori haroratlar sohasida, donor atomlar to'la ionlashganda

$$\frac{g N_a}{N_c} e^{\varepsilon_d} \ll 1 \text{ va } \frac{4g(N_d - N_a)e^{\varepsilon_d}}{N_c} \ll 1. \quad (4.134)$$

tengsizlik o'rinli. Bu tengsizliklar

$$n_0 = N_d - N_a \quad (4.135)$$

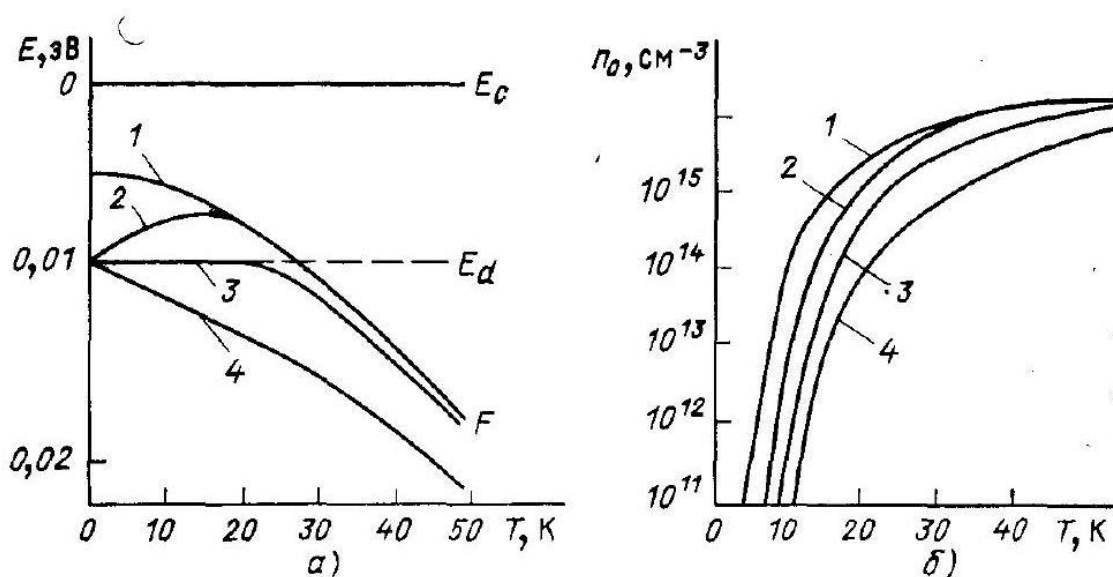
$$F = E_c + kT \ln \frac{N_d - N_a}{N_c} \quad (4.136)$$

munosabatlarni olishga imkon beradi.

Kutilganidek, erkin elektronlarning konsentratsiyasi doimiydir va kompensatsiyalanmagan donor kirishma miqdori bilan belgilanadi. Fermi sathi harorat oshishi bilan kamayadi va hususiy o'tkazuvchanlikning boshlanishiga mos keladigan haroratlarda man qilingan zonaning o'rtasiga yaqinlashadi.

Past haroratlar hududida n_0 va F uchun ifodalar shakli donorlar va akseptorlar konsentratsiyasining nisbatiga bog'liq. Agar kompensatsiya darajasi kichik bo'lsa, ya'ni $N_a \ll N_d$ bo'lsa, u holda shartga ekvivalent bo'lgan $N_a \ll n_0 \ll N_d$ munosabati qanoatlantiriladigan harorat oralig'ini topish mumkin.

$$\frac{gN_a}{N_c} e^{\varepsilon_d} \ll 1 \ll \frac{4g(N_d - N_a)e^{\varepsilon_d}}{N_c}. \quad (4.137)$$



4.17-rasm. Germaniyda turli kompensatsiya darajalarida Fermi sathi va elektronlar konsentratsiyasining haroratga bog'liqligi. $N_d - N_a = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$. N_a : 1 – 0; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{16} ; 4 – 10^{18} sm^{-3}

Bu sohada (4.132) va (4.133) larga asosan konsentratsiya va Fermi sathi quyidagi taqribiy formulalar bilan tavsiflanadi

$$n_0 \approx (g^{-1}N_cN_d)^{1/2} e^{-(E_c - E_d)/2kT}; \quad (4.138)$$

$$F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{gN_c}, \quad (4.139)$$

Ular donor yarimo'tkazgichlar uchun (4.112) va (4.111) ifodalar bilan mos keladi. Ko'rinib turibdiki, $N_d \gg N_a$ da erkin elektronlar konsentratsiyasi n_0 akseptor atomlar soniga bog'liq bo'lmaydi.

$T = 0$ da Fermi sathi E_c va E_d o'rtasida joylashgan bo'ladi. Haroratning oshishi bilan u pasayadi (4.17, a-rasmdagi 1 egri chiziq). Biroq, past haroratlarda, $n_0 \ll N_a$ bo'lganda, qabul qiluvchilarning ta'sirini endi e'tiborsiz qoldirib bo'lmaydi. Fermi sathining bu sohadagi holati sof donor yarimo'tkazgichda sodir bo'ladigan holatdan sezilarli darajada farq qiladi.

Kuchli kompensatsiya holida $n_0 \ll \ll N_a < N_d$ tengsizlik o'rinli, shuning uchun $\frac{gN_a}{N_c} e^{\varepsilon_d} \gg 1$ va $\frac{gN_a}{N_c} e^{\varepsilon_d} > \frac{4g(N_d-N_a)e^{\varepsilon_d}}{N_c}$ va (4.132) va (4.133) ifodalardan

$$n_0 \approx N_c \frac{N_d - N_a}{gN_a} e^{-(E_c - E_d)/kT}; \quad (4.140)$$

$$F = E_d + kT \ln \frac{N_d - N_a}{gN_a} = E_d + kT \ln \frac{N_d - N_a}{2N_a}, \quad (4.141)$$

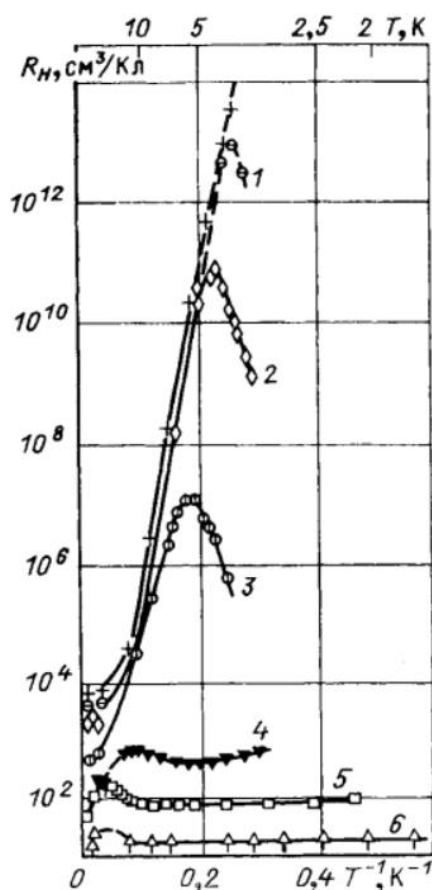
kelib chiqadi, chunki $g = 2$.

Bunda aktivlanish energiyasi $w = E_c - E_d$ donor kirishmaning ionlanish energiyasiga teng, ya'ni sof donor yarimo'tkazgichnikidan 2 barobar ko'p. 4.17-rasmda (4.141) munosabatga asoslanib, $F(T)$ bog'liqligi chizilgan va 4.17-b-rasmda har xil kompensatsiya darajalari uchun $n_0(T)$ bog'liqligini ko'rsatadi. Ko'rinib turibdiki, harorat ortishi bilan absolyut noldan boshlab, agar $\frac{N_d - N_a}{2N_a} > 1$ bo'lsa, Fermi sathi donor kirishma sathidan avval ortadi, keyin esa pasayadi (2-egri chiziq). Qarama-qarshi holatda $\frac{N_d - N_a}{2N_a} < 1$, harorat oshishi bilan Fermi sathi donor sathidan pasayadi (egri chiziq 4), va $\frac{N_d - N_a}{2N_a} = 1$ bo'lganda, $n_0 \ll N_a$ sharti bajarilgunga qadar (egri chiziq, keyin esa kamayadi) o'zgarishsiz qoladi. 4.17,b-rasmda keltirilgan egri chiziqlarni taqqoslashdan kelib chiqadiki, $n_0(T)$ bog'liqligi to'yingan bo'lgan harorat donor kirishmaning kompensatsiya darajasining oshishi bilan ortadi.

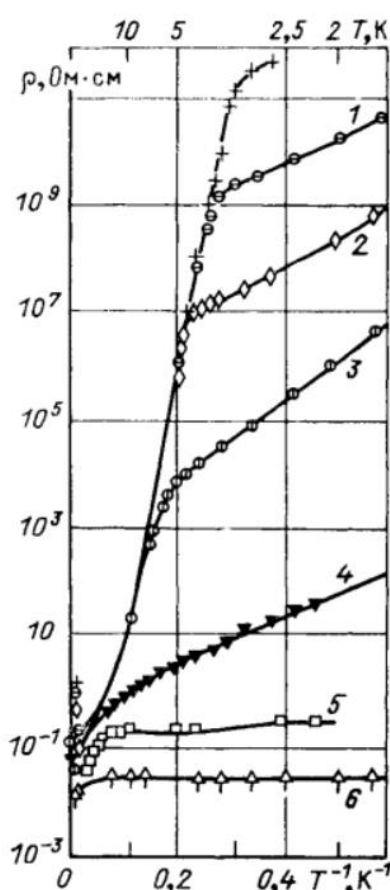
4.9. O'ta past haroratlarda kirishmali yarimo'tkazgichlar

Kirishmali yarimo'tkazgichlarning yana bir xususiyatini ta'kidlaymiz. Donor yarimo'tkazgichda asosiy moddaning ionlanishi uchun yetarli bo'lmagan haroratlarda, o'tkazuvchanlik zonasida elektronlarning mavjudligi donor kirishma atomlarining termal qo'zg'alish jarayoni bilan belgilanadi. Bunday holda, o'tkazuvchanlik elektronlari soni musbat kirishma ionlari hosil bo'lgan soniga teng, ya'ni

$$n_0 = p_d = \frac{N_d}{g e^{(F - E_d)/kT} + 1} \quad (4.142)$$



4.18-rasm. p-germaniy uchun Xoll doimiysining haroratga bog'liqligi

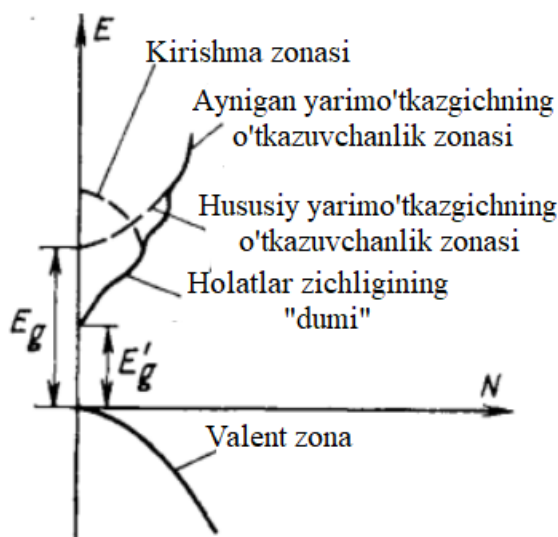


4.19-rasm. p-germaniy uchun solishtirma qarshilikning haroratga bog'liqligi

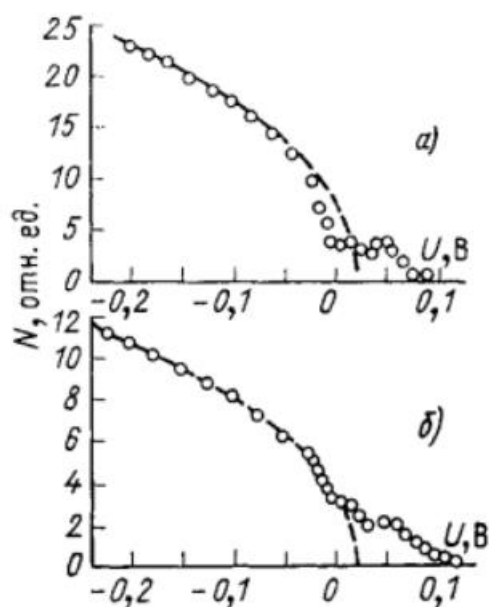
Bunday yarimo'tkazgichda kT donor yoki akseptorning ionlanish energiyasidan kam bo'lgan haroratda (4.142) ga muvofiq kirishma yarimo'tkazgichning solishtirma qarshiligi $\rho = (en_0\mu)^{-1}$ va Xoll koeffitsienti ($R = -1/en_0$) haroratning pasayishi bilan eksponensial ravishda oshishi kerak. Biroq, tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, kirishma konsentratsiyasi 10^{17} sm^{-3} dan yuqori bo'lgan yarimo'tkazgichlar uchun past haroratlarda Xoll koeffitsienti maksimaldan o'tadi. Ushbu maksimalning holati, 4.18-rasmdan ko'rinib turibdiki, kirishma konsentratsiyasiga bog'liq. Ushbu namunalar qarshiligining haroratga bog'liqligi 4.19-rasmda ko'rsatilgan. δ uchun maksimal Xoll koeffitsienti sodir bo'lgan haroratda qarshilik to'yinishga yetadi va haroratning yanada pasayishi bilan sekinroq oshadi. Kirishma miqdori 10^{19} sm^{-3} dan yuqori bo'lgan namunalar uchun qarshilik haroratga bog'liq emas.

Ushbu eksperimental faktlardan kelib chiqadiki, past haroratlarda yuqori kirishma tarkibiga ega bo'lgan yarimo'tkazgichda kirishma tasmasi o'tkazuvchanligi deb ataladigan hodisa yuzaga keladi. Bunday holda, kirishma o'tkazuvchanligi mexanizmi kiritilgan kirishma konsentratsiyasiga qarab farq qiladi.

Kirishma atomlarining vodorodga o'xshash modeli ularning bir-biri bilan o'zaro ta'sirini hisobga olmaydi. Biroq, kirishma atomlarining yetarlicha yuqori konsentratsiyasida, ularning o'zaro ta'sirini hisobga olgan holda zarur bo'ladi, chunki (2.175) ga ko'ra, vodorodga o'xshash kirishma markazida bog'langan elektron uchun Bor radiusi nisbiy dielektrik o'tkazuvchanlikka proportsional va elektronning effektiv massasiga teskari proportsionaldir. Shu sababli, germaniydagi kirishma elektron uchun effektiv orbital radiusi vodorod atomidagi elektronning Bor radiusidan taxminan 60 baravar katta. Shuning uchun, hatto taxminan 10^{16} sm^{-3} bo'lgan kirishma konsentratsiyasida ham, neytral donor aralashma bilan bog'langan elektronlarning to'liq funksiyalari sezilarli darajada mos keladi.



4.20-rasm. Aynigan yarimo'otkazgich uchun holatlar zichligi



4.21-rasm. p-tipli galliy arsenid uchun holatlar zichligi

Ushbu energiya sohasining kengligi kirishma atomlari elektronlarining to'liq funksiyalarining bir-biriga yopishish darajasiga bog'liq va shuning uchun donor kirishma konsentratsiyasiga bog'liq. Bunday holda, o'tkazuvchanlik o'zini elektron gaz kabi tutadigan donor kirishmaning elektronlari tufayli yuzaga keladigan kirishma zonasi orqali sodir bo'ladi.

Donor aralashmalarining yuqori konsentratsiyasida kengayib borayotgan kirishma zonasi o'tkazuvchanlik zonasi bilan (yoki yarimo'otkazgichning akseptorida valentlik zonasi bilan) bir-biriga yopishishi mumkin. Shunday qilib, kristalda ruxsat etilgan energiya qiymatlarining yagona zonasi hosil bo'ladi.

Kirishma zonasining mavjudligi E_c sathga yaqin (yoki shunga mos ravishda E_v sathga yaqin) o'tkazuvchanlik zonasidagi holatlarning zichligiga ta'sir qiladi. 10^{19} sm^{-3} tartibli kirishma konsentratsiyasida, zonali qoplamasi kichik va holatlar zichligining E_c (yoki E_v) sathiga yaqin energiyaga bog'liqligi sezilarli darajada

buziladi va o'tkazuvchanlik zonasi (yoki valentlik zonasi) nostandart bo'ladi, 4.20-rasmda ko'rsatilganidek. Bunday yarimo'tkazgichda yuqori darajadagi legirlash tufayli holatlar zichligining "dumi" hosil bo'ladi va E_g man qilingan zonasi E_g' ga kamayadi. Legirlash darajasi 10^{19} sm^{-3} bo'lgan aynigan germaniyda man qilingan zonasining torayishi elektron voltning bir necha yuzdan bir qismini tashkil qiladi. Legirlash darajasi oshgani sayin, holatlar zichligining "dumi" ning ta'siri kuchayadi. Bu metall-yarim o'tkazgich kontaktida tunnellashni o'rganish natijasida olingan p -tipi galliy arsenididagi holatlarning zichligini aniqlash bo'yicha tadqiqot natijalarini taqdim etadigan 4.21-rasmdan kelib chiqadi.

Aynigan yarimo'tkazgichlar ba'zi yarimo'tkazgich qurilmalarida (masalan, tunnel diodlari, kvant generatorlari) juda keng qo'llanilishiga qaramay, kuchli legirlangan yarimo'tkazgichlarning qat'iy nazariyasi matematik jihatdan qiyin vazifadir. Tajribalar shuni ko'rsatdiki, n yoki p tipidagi yarimo'tkazgichlarda past haroratlarda elektr o'tkazuvchanligi 10^{16} sm^{-3} aralashma konsentratsiyasida ham kuzatilishi mumkin. Elektr o'tkazuvchanligining bu mexanizmi sakrash deb ataladi. Keling, buni elektron yarimo'tkazgich misolida ko'rib chiqaylik. Haqiqiy donor yarimo'tkazgichda har doim ma'lum miqdordagi N_d akseptor markazlari mavjud, shuning uchun N_d donor kirishma sathidan ba'zi elektronlar akseptor sathiga o'tadi. Bunday kompensatsiya natijasida juda past haroratlarda ham N_d miqdoridagi donorlar ionlangan bo'lib chiqadi. Shuning uchun, donorlardan birida lokalizatsiya qilingan elektron eng yaqin ionlangan donorga "sakrab o'tishi" mumkin va shu bilan birinchisini ionlashtiradi va oxirgisini neytrallaydi. Bu elektron sakrash tasodifiy sodir bo'ladi. Tashqi elektr maydon mavjud bo'lganda, elektronlarning sakrashi yo'nalishli bo'lib, zaryad oqimiga olib keladi. Donorlar bir-biridan katta masofada joylashganligi sababli, sakrash mexanizmi tufayli harakatlanadigan zaryad tashuvchilarning harakatchanligi o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning harakatchanligidan sezilarli darajada kam. Yuqori haroratlar sohasida energiya zonalari bo'ylab oddiy o'tkazuvchanlik ustunlik qiladi. Shuning uchun, butun harorat oralig'ida bunday namunaning o'tkazuvchanligi σ va Xoll koeffitsienti R quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi:

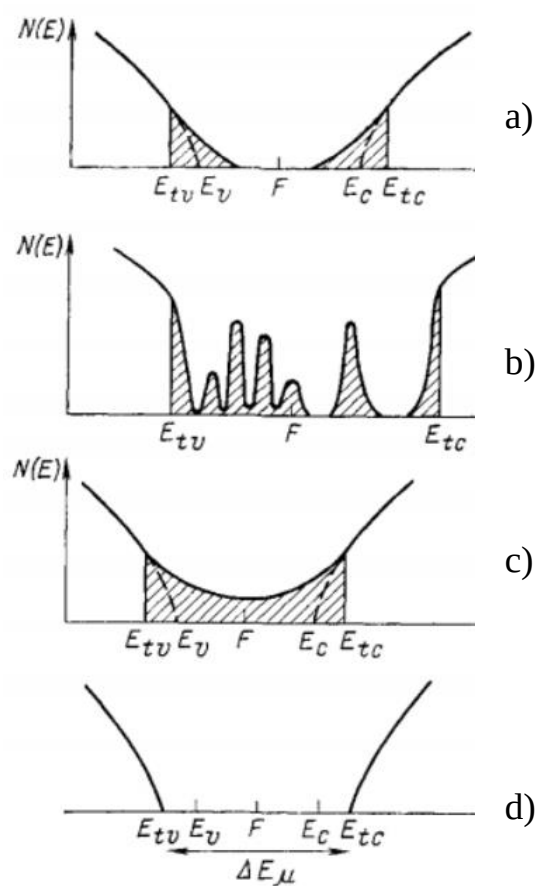
$$\sigma = en_1\mu_1 + en_2\mu_2 \quad (4.143)$$

$$R = \frac{r_1 n_1 \mu_1^2 + r_2 n_2 \mu_2^2}{e(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2} = \frac{n_1 \mu_1 \mu_{1H} + n_2 \mu_2 \mu_{2H}}{e(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2}, \quad (4.144)$$

Bu yerda $r_1 = \frac{\mu_{1H}}{\mu_1}$; $r_2 = \frac{\mu_{2H}}{\mu_2}$, a n_1, μ_1, μ_{1H} va n_2, μ_2, μ_{2H} – o'tkazuvchanlik zonasidagi va kirishma o'tkazuvchanlik sohasidagi konsentratsiya, dreyf va Xoll harakatchanligi.

4.10. Nokristall yarimo'tkazgichlar

Kristalli bo'lmagan amorf yarimo'tkazgichlarda faqat qisqa masofali tartib saqlanib qoladi, shuning uchun bir nechta koordinatsion sferalar ichida kristall va amorf materialdagi atomlarning joylashishi deyarli bir xil bo'ladi. Ammo boshlang'ich nuqta sifatida olingan atomdan uzoqlashgan sari amorf materialdagi tasodifiy omilning ta'siri kuchayadi va bir-biridan katta masofada joylashgan ikki atom o'rtasida kristallga xos bo'lgan qat'iy geometrik munosabatlarni o'rnatish mumkin emas. Kristall bo'lmagan materiallarda atom muhiti tasodifiy ravishda atomdan atomga o'zgarib turadi va shuning uchun ular atomlarning joylashishida uzoq masofali tartibning yo'qligi bilan tavsiflanadi. Shuning uchun amorf material uchun o'rtacha erkin yo'l tushunchasidan foydalanish mumkin emas va Brillouen zonalarini tushunchasi ham qo'llanilmaydi. Biroq, nazariy jihatdan ko'rsatilgandek, kristalli bo'lmagan materiallarda to'lqin funktsiyalari makroskopik o'lchamlar sohasiga cho'zilgan elektronlarning holati mavjud bo'lishi mumkin. "Kengaytirilgan" holatlar deb ataladigan bu holatlar kristalldagi energiya tasmasi hosil qilishi mumkin. Bundan tashqari, amorf materiallarda to'lqin funktsiyasi o'lchamlari atomlararo masofadan unchalik katta bo'lmagan sohada lokalizatsiya qilingan bog'langan holatlar mavjud. Lokalizatsiyalangan holatlarga mos keladigan energiya sathlari qirralarning yaqinida joylashgan. $N(E)$ holatlarning zichligini ko'rsatadigan 4.22-rasmda E_c va E_v energiyalari kristall materialning qirralariga to'g'ri keladi hamda E_t va E_{tv} ning ruxsat etilgan holatga ega. Mahalliydashgan holatlar egallagan sohalar shtrihlari orqali belgilangan. Bundan tashqari, holatlarning zichligi bir-biridan sezilarli darajada uzoq bo'lgan ko'p sonli maksimumlardan o'tishi mumkin (4.22- b rasm). 4.22-rasmda ko'rsatilgan $N(E)$ taqsimoti uchun tasmalarning "dumlari" shunday bir-biriga yopishadiki, E_{tc} va E_{tv} o'rtasidagi butun intervalda mahalliydashirilgan holatlarning energiya sathlari mavjud. Mahalliydashirilgan shtatlarda elektr o'tkazuvchanligi taqiqlanganligi sababli, bu holatlarda zaryad tashuvchilarning harakatchanligi nolga teng. Shuning uchun, amorf materiallar uchun "taqiqlangan zona" atamasi sathlarning energiya tuzilishiga mos kelmaydi va taqiqlangan harakatlanish zonasi ("bo'shliq" harakatchanligi) haqida gapirish odatiy holdir, uning qiymati $\Delta E_\mu = E_{tc} - E_{tv}$ (4.22-d rasm) taqiqlangan zonaning kengligidan kristall materialdagi taqiqlangan zonadan $E_g = E_c - E_v$ oshadi.



4.22-rasm. Amorfl yarimo'tkazgichda zonalarning o'zgarishi: a-zonalar dumlari; b-holatlar zichligining mumkin bo'lgan taqsimoti; v-dumlarining kesishishi; g-man qilingan zona.

4.1-jadval

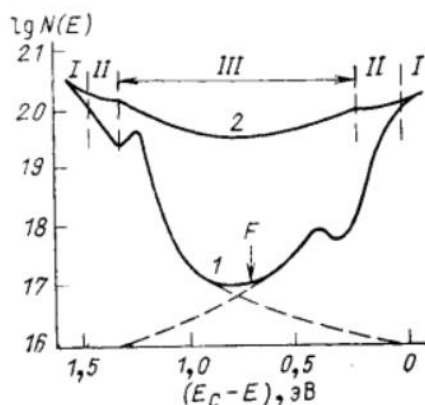
Yaqin atomlar soni	Davriy sistemadagi guruhi	Material
2	A^{VI}	Se, Te
3	A^V	As, Sb, P
3 va 4	A^{IV}	
4	A^{IV}	Ge, Si
6	A^{III}	B
3-2	$A^{d \text{ b } VI}$	$(As, Sb, Bi)_2(S, Se, Te)_3$

4-2	$A^{IV} - B^{VI}$	$SiO_2, (Ge, Sn, Pb)(S, Se, Te)$
-----	-------------------	----------------------------------

Amorf yarimo'tkazgichlar sohasidagi eksperimental ishlar ushbu materiallarning elektr va optik xususiyatlari va mahalliyashtirilgan holatlarning taqsimlanishi o'rtasidagi yaqin bog'liqlikni aniqladi, shuningdek, taqiqlangan harakatlanish zonasidagi holatlarning zichligi va materialni ishlab chiqarish texnologiyasi o'rtasida yaqin bog'liqlik ko'rsatildi. Materialni tayyorlash texnologiyasining ta'siriga misolni 4.23-rasmda amorf kremniy ($a-Si$) plyonkalar uchun porlash razryad usullari (1-egri chiziq) va vakuumli cho'kish usuli (2-egri chiziq) bilan ko'rish mumkin.

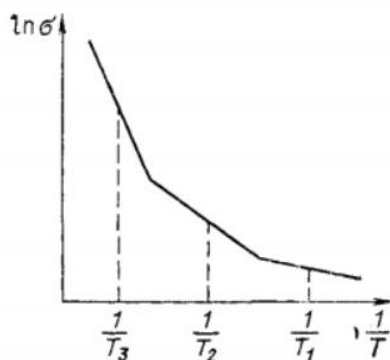
Grafiklardan kelib chiqadiki, $a-Si$ plyonkalarini ishlab chiqarish texnologiyasini o'zgartirganda, harakatchanlik bo'shlig'idagi mahalliyashtirilgan holatlarning zichligi bir necha darajaga o'zgarishi mumkin. Bu holatlar elektronlar bilan to'ldirilmaganda neytral hisoblanadi. Fermi sathidan pastda bu holatlar elektronlarni ushlaydi va manfiy zaryadlanadi. Fermi sathidan yuqorida bu holatlar musbat zaryadlangan. Aksariyat amorf materiallar uchun qoida shundaki, amorf materialda mos keladigan kristallning birinchi koordinatsion raqami saqlanib qoladi. Ushbu asosiy qoida amorf materiallarni tasniflash uchun ishlatilishi mumkin. 4.1-jadvalda bir qator amorf materiallarning koordinatsion soniga ko'ra taqsimlanishini ko'rsatilgan.

Jadvaldagi ma'lumotlardan ko'rinib turibdiki, amorf materiallar, hatto birinchi koordinatsion sohada ham, katta tarkibiy xilma-xillikka ega bo'lishi mumkin. Va shunga qaramay, ularning tarkibiy xususiyatlariga ko'ra, ularni ikki sinfga bo'lish mumkin. Bular tetraedral koordinatsiyaga ega bo'lgan materiallar va xalkogenid shishasi turidagi materiallar. Birinchi guruhning materiallari mahalliy atomlarni qayta tashkil etish uchun juda cheklangan imkoniyatga ega bo'lgan qattiq strukturaviy ramka bilan tavsiflanadi.



4.23-rasm. Uchqun razryad va purkash usulida olingan amorf plyenkalarda holatlar zichligi taqsimoti

Ikkinchi guruh materiallari, qoida tariqasida, eng yaqin qo'shnilarining kamroq soni bilan tavsiflanadi va ko'proq egiluvchanlikka ega. α -Si tipidagi tetraedral materiallar ko'p sonli osilgan bog'lanishlar bilan tavsiflanadi (odatda "osilgan" bog'lanishlar deb ataladi). Juftlanmagan spinli elektronlarning mavjudligi EPR signalining paydo bo'lishiga olib keladi, bu paramagnit markazlarning zichligi uchun 10^{19} - 10^{20} sm^{-3} kontsentratsiyasini beradi. Ushbu materiallarga vodorodning kiritilishi vodorod aloqalarining to'yinganligiga va EPR signalining yo'qolishiga olib keladi. Ushbu material donor va akseptor aralashmalar bilan qo'llanilishi mumkin va u ba'zi yarimo'tkazgich qurilmalarini ishlab chiqarish uchun ishlatiladi. Ikkinchi guruh materiallari (masalan, selen va xalkogenidli ko'zoynaklar) EIRP signalini bermaydi, bu paramagnit markazlarning yo'qligini yoki hech bo'lmaganda ularning zichligi 10^{15} sm^{-3} aniqlanadigan chegaradan past ekanligini ko'rsatadi. Bu holda mavjud bo'lgan osilgan bog'lanishlar antiparallel spinli ikkita elektron bilan to'ldirilishi kerak.



4.24-rasm. Amorf materiallarda o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi

Xalkogenid materiallarining yana bir xususiyati shundaki, ularning tashqi qobig'ida oltita elektron mavjud va ularning hammasi ham bog'lanish hosil bo'lishida qatnashmaydi. Masalan, Se uchun ikkita elektron bog'lanish hosil bo'lishida ishtirok etadi, to'rtta elektron bog'lanmagan holatda, ya'ni yolg'iz juftliklar deb ataladi. Bu xalkogenid shishasimon yarimo'tkazgichlarning valentlik zonasini tashkil etuvchi taqsimlanmagan juftlarning elektronlari. Yolg'iz juftlarning mavjudligi shishasimon materiallarning energiya tuzilishi va fizik xususiyatlarini belgilaydi. Amorf yarimo'tkazgichlarda, noldan farqli haroratlarda, elektr o'tkazuvchanligiga mahalliyashtirilgan holatlar orqali sakrash mexanizmi orqali erishish mumkin. Elektronlarning bir atomdan ikkinchisiga o'tish ehtimoli haroratga bog'liq bo'lganligi sababli, bu o'tkazuvchanlik termal faollashadi (4.24-rasm).

Haroratga bog'liqlikning tabiati ma'lum bir haroratda elektronning sakrashi va uning mexanizmi qanday sathlar guruhiga bog'liqligi bilan aniqlanadi. Amorf namunalarning optik xossalari kristallarning xossalari qaranganda ko'proq ularni tayyorlash shartlariga bog'liq. Bu nafaqat amorf materialni tayyorlash shartlarining

o'zgarishi bilan uning zichligi egri chizig'ini sezilarli darajada o'zgartirishi mumkinligi, balki namunada yorug'likning tarqalishiga olib keladigan mikroporlar (ayniqsa tetraedral materiallarda) paydo bo'lishi bilan izohlanadi. Shishasimon yarimo'tkazgichlarda tokning beqarorligi ta'siri kuzatiladi, buning asosida juda qisqa almashtirish vaqtiga ega bo'lgan kalitlarni va xotira qurilmalarini yaratish mumkin - 10^{-10} s.

Nazorat savollari

1. Kvant holatlarining zichligi nima?
2. Fermi-Dirak taqsimotini tushuntiring?
3. Boze-Eynshteyn taqsimotini tushuntiring?
4. Zonalardagi elektronlar va teshiklar kontsentratsiyasi qanday aniqlanadi?
5. Fermi sathi kirishmalar kontsentratsiyasiga qanday bog'liq?
6. Fermi sathi aynimagan yarimo'tkazgichning haroratiga qanday bog'langan?
7. Kristall bo'lmagan yarimo'tkazgichlarga misollar keltiring.

V-bob.

YARIMO'TKAZGICHLARDA ELEKTRONLAR VA KOVAKLARNING SOCHILISHI

5.1. Elektronlar va kovaklarning sochilish mexanizmlari

Kristall panjaraning ideal davriy maydonida zaryad tashuvchilarning harakatini ko'rib chiqishda elektronlar va kovaklar erkin zarralar sifatida harakat qilishlari aniqlandi (2.10-bandga qarang). Haqiqiy kristalda elektronlar va kovaklar panjara nuqsonlari bilan to'qnashuvlar tufayli murakkab traektoriyalarni o'tib boradi. Panjara maydonining davriyligini buzuvchi va sochilish markazlari bo'lgan nuqsonlar har xil tabiatga ega bo'lganligi sababli, ular zaryad tashuvchilarning sochilishining turli mexanizmlarini ham keltirib chiqaradi. Yarimo'tkazgichlarda sochilish markazlari panjaraning termal tebranishlari va kirishma atomlari va ionlari, bo'sh joylar, dislokatsiyalar, egizak chegaralar va kristallitlar kabi statik nuqsonlar

bo'lishi mumkin. Sochilish jarayonini miqdoriy jihatdan baholash uchun effektiv sochilish kesimi deb ataladigan σ parametr kiritiladi.

Faraz qilaylik, ma'lum yo'nalishda o'rtacha v_0 issiqlik tezligi bilan harakatlanuvchi n ta erkin elektron bor. Keyin nv_0 - elektron tokining zichligi, ya'ni ularning tezligi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan namunaning bitta maydonidan vaqt birligida o'tadigan elektronlar soni. Faraz qilaylik, namunaning bitta kesimida elektron tokining yo'li bo'ylab N ta bir xil sochilish markazlari mavjud. Har bir markaz σ ga teng effektiv kesim bilan tavsiflanadi. Bu, mohiyatiga ko'ra, elektronlarning sochilishi sodir bo'ladigan markaz atrofidagi bo'shliqdir. Shuning uchun n_1 vaqt birligidagi tarqoq elektronlar soni effektiv kesim σ , sochilish markazlari soni N va tushayotgan elektron tokining zichligi nv_0 bilan aniqlanadi, ya'ni.

$$n_1 = \sigma N n v_0 \quad (5.1)$$

Agar W – vaqt birligida bitta zarraning sochilish ehtimolligi bo'lsa, vaqt birligida sochilgan elektronlar soni

$$n_1 = W n \quad (5.2)$$

ga teng. U holda (5.1) va (5.2) larga asosan

$$\sigma = \frac{n_1/N}{n v_0} = \frac{W}{N v_0}. \quad (5.3)$$

ni yozish mumkin.

Shunday qilib, effektiv sochilish kesimi σ vaqt birligida bir markazda sochilish natijasida oqimdan chiqarilgan elektronlar sonining tushayotgan zarrachalar oqimining zichligiga nisbati. Effektiv sochilish kesimi maydonning o'lchamiga ega

$$[\sigma] = \frac{[W]}{[N v_0]} = \frac{T^{-1}}{L^{-3} L T^{-1}} = L^2.$$

(5.3) dan sochilish ehtimolligi

$$W = \sigma N v_0. \quad (5.4)$$

ga teng ekanligini aniqlaymiz. Binobarin sochilish ehtimolligi yoki to'qnashish ehtimolligi effektiv kesim, sochilish markazlari soni va zaaryad tashuvchilarning harakat tezligi bilan aniqlanadi.

Shu bilan birga to'qnashish ehtimolligi erkin yugurish vaqtiga teskari proporsionaldir

$$W = 1/\tau. \quad (5.5)$$

Shuning uchun erkin yugurish vaqti va erkin yugurish yo'lini effektiv kesim orqali ifodalash mumkin. (5.4) va (5.5) lardan

$$\tau = \frac{1}{\sigma N v_0} = \frac{l}{v_0} \quad (5.6)$$

yoki

$$l = \frac{1}{\sigma N} \quad (5.7)$$

kelib chiqadi. $l^{-1} = \sigma N$ kattalik birlik yo'l intervalida sochilish ehtimolligi.

Faraz qilaylik, turli xil sochilish markazlari mavjud bo'lgan holatni ko'rib chiqaylik. i -markaz effektiv kesimi σ_i bilan xarakterlansin va bunday markazlar soni N_i bo'lsin. Ushbu markazlardagi sochilish mexanizmi o'rtacha erkin yugurish yo'lni aniqlaydi l_i . Agar barcha sochilish jarayonlari mumkin bo'lsa, ehtimollik nazariyasiga ko'ra, vaqt birligida sochilishning umumiy ehtimoli individual sochilish ehtimoli yig'indisi bilan aniqlanadi.

$$W = \sum_i W_i. \quad (5.8)$$

$\sum_i \sigma_i N_i = \sum_i \bar{l}_i^{-1}$ bo'lganligi uchun to'la erkin yugurish yo'li (5.4) va (5.8) larga asosan

$$l^{-1} = \sum_i l_i^{-1}. \quad (5.9)$$

munosabatdan aniqlanishi mumkin. (5.9) ga asosan to'la erkin yugurish yo'li har doim parsial erkin yugurish yo'lidan kichik bo'ladi.

Zaryad tashuvchilarning sochilishi jarayonida nuqsonlarning roli har xil bo'lganligi sababli, turli nuqsonlar turli xil effektiv kesimlarga ega bo'lishi kerak. Ularni miqdoriy baholash uchun biz zaryad tashuvchi va nuqson o'rtasidagi o'zaro ta'sir qilish mumkin bo'lgan maydon sifatida effektiv sochilish kesimini olamiz.

Vakansiyalar va tugunlararo atomlar kabi nuqsonlar ko'p jihatdan o'rnini bosuvchi aralashmalarga o'xshaydi. Bu nuqsonlar nuqtaviy nuqsonlar deb ataladi. Ular uchun σ ni tomoni panjara doimiysiga teng bo'lgan kvadratning maydoni sifatida olish mumkin, ya'ni $\sigma_A = (5 \cdot 10^{-8})^2 \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ sm}^2$. Agar kirishma atomlarining kontsentratsiyasi $N_A = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ deb faraz qilsak, zaryad tashuvchilarning kirishma atomlariga sochilishidagi o'rtacha erkin yo'l quyidagicha bo'ladi: $l_A = (3 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{-16})^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ sm} = 300 \text{ mkm}$.

Kirishma ioni diametri kirishma markazi diametridan 10 marta katta deb hiosblaymiz, ya'ni $\sigma_I = (5 \cdot 10^{-8} \cdot 10)^2 \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ sm}^2$. Agar $N_I = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ bo'lsa, $l_I = 3 \cdot 10^{-4} \text{ sm} = 3 \text{ mkm}$ bo'ladi.

Dislokatsiyalar kristallning katta sohasiga cho'zilgan chiziqli nuqsonlar hisoblanadi. Faraz qilaylik, chiziqli dislokatsiyalar 0.1 sm uzunlikka ega va uning diametri 100 panjara doimiysiga teng. Bu holda uning kesim yuzasi $5 \cdot 10^{-8} \cdot 100 \cdot 10^{-1} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ sm}^2$ ga teng. Dislokatsiyalarning $N_D = 10^8 \text{ sm}^{-3}$ hajmiy zichligida erkin yugurish yo'li $l_D = 2 \cdot 10^{-2} \text{ sm} = 200 \text{ mkm}$ bo'ladi.

Panjaraning termal tebranishlaridagi sochilishning effektiv kesimi tebranish atomi egallagan hududning kesimidan atomning o'zi egallagan maydon kesimi ayirmasi bilan belgilanadi. Agar tebranishlar amplitudasi $r = 0,05 \text{ nm} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ sm}$, atom diametri $d = 10^{-8} \text{ sm}$ bo'lsa, $\sigma_T = (d + r)^2 - d^2 \approx 2rd = 10^{-16} \text{ sm}^2$ bo'ladi. Bu qiymat sochilishning boshqa sochilish markazlari qiymatidan ancha kichik, lekin tebranayotgan atomlar soni ko'p: $N_T = 10^{22} \text{ sm}^{-3}$, shuning uchun $l_T = 10^{-6} \text{ sm} = 0,01 \text{ mkm}$.

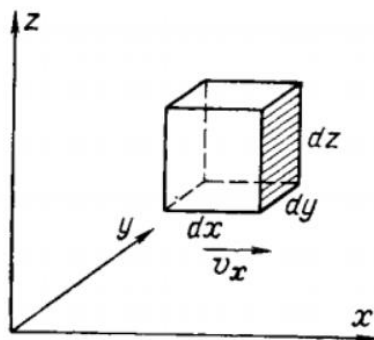
5.2. Boltsmanning kinetik tenglamasi

Hozirgacha kristalldagi zaryad tashuvchilar to'plami termodinamik muvozanatdagi zarralar tizimi sifatida ko'rib chiqilgan. Bunday holda, zaryad tashuvchilarning harakati xaotik bo'lib, ularning xatti-harakati muvozanatli taqsimot funktsiyasi bilan tavsiflanadi, bu odatda zarrachalarning energiyasiga bog'liq:

$$f_0 = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} \quad (5.10)$$

Agar kristall tashqi doimiy elektr maydoniga joylashtirilsa, zaryad tashuvchilarning harakati tartibli bo'ladi.

Zaryad tashuvchilarning elektr va magnit maydonlari, harorat gradienti va zaryad tashuvchilarning konsentratsiya gradienti ta'sirida harakatlanishi natijasida yuzaga keladigan hodisalar ko'chish hodisalari yoki kinetik hodisalar deyiladi. Ko'chish hodisalariga elektr o'tkazuvchanligi, elektron issiqlik o'tkazuvchanligi, galvanomagnit, termoelektrik va termomagnit effektlar kiradi.



5.1-rasm. Fazoda elementar hajm.

Tashqi kuchlar mavjud bo'lganda, zaryad tashuvchilar nomutanosiblik sharoitida bo'ladi. Tabiiyki, muvozanatsiz holatda zaryad tashuvchilar tizimi muvozanatsiz taqsimot funktsiyasi bilan tavsiflanadi, u (2.102) va 2.13-rasmga muvofiq zarrachalar energiyasiga, ya'ni k ga va ularning koordinata r va vaqti t ga, shuning uchun $f(k, r, t)$ funktsiyasi bog'liq bo'lishi kerak.

Muvozanat bo'lmagan holatda elektronlar konsentratsiyasini aniqlash uchun biz quyidagicha harakat qilamiz. Birlik hajmli kristallning fazoviy fazosida, ya'ni x ,

y, z koordinatalari va kvaziimpulsleri p_x, p_y, p_z fazosida dG hajm elementini tanlaymiz. Bu koordinatalari (x, y, z, p_x, p_y, p_z) bo'lgan nuqta atrofida qurilgan fazo bo'ladi:

$$dG = dx dy dz dp_x dp_y dp_z = d\tau_r d\tau_p = \hbar^3 d\tau_k d\tau_r \quad (5.11)$$

Bu yerda

$$d\tau_r = dx dy dz; d\tau_p = dp_x dp_y dp_z = \hbar^3 dk_x dk_y dk_z = \hbar^3 d\tau_k$$

Birlik hajmli kristallning faza fazosining hajm elementida $dG/\hbar^3$ fazali yacheykalar mavjud bo'lib, ularning har birida antiparallel spinli ikkita elektron bo'lishi mumkin. Demak, faza fazosining dG hajm elementi $2dG/\hbar^3$ kvant holatini o'z ichiga oladi. Agar $f(k, r, t)$ bu holatlardagi elektronni topish ehtimoli bo'lsa, t vaqtda fazalar fazosining elementidagi elektronlar soni quyidagilarga teng bo'ladi:

$$dn = 2 \frac{d\Gamma}{h^3} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi^3} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) d\tau_k d\tau_r. \quad (5.12)$$

(5.12) ifodani butun fazo bo'yicha integrallab, to'la elektronlar sonini aniqlaymiz

$$n = \frac{1}{4\pi^3} \int_{(V_r)} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) d\tau_k d\tau_r. \quad (5.13)$$

Shunday qilib, kinetik hodisalarni ko'rib chiqishda muvozanatsiz taqsimot funksiyasini bilish kerak. Muvozanatsiz taqsimot funksiyasi $f(k, r, t)$ qanoatlantiruvchi tenglamani chiqaramiz. Buning uchun oddiy fazoda elektronlarning harakatini va to'lqin omillari fazosini ko'rib chiqamiz.

Birinchi, oddiy geometrik fazodagi elektronlar tizimini ko'rib chiqaylik. Faraz qilaylik, tashqi elektr maydoni elektronlar x o'qining musbat yo'nalishi bo'ylab v_x tezlik bilan harakat qiladigan tarzda qo'llaniladi. $d\tau$ hajm elementi ichidagi elektron konsentratsiyasining dt vaqt ichida o'zgarishini aniqlaymiz. 5.1-rasmda ko'rsatilgan $d\tau_r$ hajm elementiga (5.2) ga muvofiq dt vaqt ichida chap tomoni orqali v_x tezlik bilan harakatlanuvchi elektronlar kiradi:

$$dN_{\pi} = f(\mathbf{k}, x, y, z, t) \frac{d\tau_k}{4\pi^3} v_x dy dz dt \quad (5.14)$$

Shu vaqt ichida hajimning o'ng chegarasidan elektronlarning ketishi hisobiga sonining o'zgarishi

$$dN_{II} = -f(\mathbf{k}, x + dx, y, z, t) \frac{d\tau_k}{4\pi^3} v_x dy dz dt \quad (5.15)$$

dt vaqt ichida $d\tau_r$ hajm elementida elektronlar sonining o'zgarishi

$$dN_n + dN_n = [f(\mathbf{k}, x, y, z, t) - f(\mathbf{k}, x + dx, y, z, t)] \frac{d\tau_k}{4\pi^3} v_x dy dz dt =$$

Umumiy holda k to'liqin vektoriga ega bo'lgan zaryad tashuvchilarning ixtiyoriy yo'nalishda v tezlik bilan harakatlanishi natijasida dG hajm elementidagi vaqt birligida elektronlar sonining o'zgarishi

$$-\left[v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z}\right] \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r dt = -(\mathbf{v}_{\mathbf{r}} f) \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r dt \quad (5.17)$$

tenglik bilan aniqlanadi. Elektronlar sonining bunday o'zgarishi konsentratsiya yoki harorat gradienti hisobida zaryad tashuvchilar diffuziyasi natijasida yuza keladigan ko'chish hodisalari tufaylidir

To'liqin vektorlari fazosida elektronlarning harakatini ko'rib chiqaylik. Elektronlar sonining $d\tau_k$ hajm elementining mos qirralari orqali kelishi va ketishi tufayli dt vaqt ichida o'zgarishini hisoblaylik. Buni amalga oshirish uchun, xuddi oddiy fazoda elektronlar harakatida bo'lgani kabi, $d\tau_k$ hajm elementining barcha yuzlari orqali kelgan va qolgan elektronlar sonini hisoblashimiz kerak. Natijada, elektronlar to'liqin vektorlari fazosida harakat qilganda, fazalar fazosining elementidagi dG hajmining dt vaqt ichida soni quyidagi qiymatga o'zgaradi:

$$-\left[\frac{\partial k_x}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial k_x} + \frac{\partial k_y}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial k_y} + \frac{\partial k_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial k_z}\right] \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r dt =$$

Bu yerda

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} \quad (5.19)$$

- r nuqtada t vaqt momentida elektronga ta'sir qiluvchi tashqi kuchdir.

Munosabat (5.18) elektr va magnit maydonlar ta'sirida yuzaga kelgan tashqi kuchlarning ta'siri natijasida elektronlar sonining o'zgarishini ifodalaydi.

Bundan tashqari, fazalar fazosining hajm elementidagi elektronlar soni dG elektronlarning kristall panjara maydonining davriyligidagi mahalliy buzilishlar bilan o'zaro ta'siri natijasida o'zgarishi mumkin. Taxmin qilish mumkinki, mahalliy bezovtalanishning ta'sir doirasi taxminan 10^{-7} sm masofaga cho'ziladi, bu bir nechta panjara davrlarini qamrab oladi. Xona haroratida yarimo'tkazgichdagi elektronning issiqlik tezligi 10^7 sm/s ga teng bo'lgani uchun kristalldagi struktura nuqsonlari bo'lgan elektronning o'zaro ta'sir qilish vaqti 10^{-14} s ga teng. Bunday qisqa muddatli o'zaro ta'sir koordinataning sezilarli o'zgarishiga olib kelishi mumkin emas, lekin u elektronning tezligini va kvaziimpulsini sezilarli darajada o'zgartiradi. Bu jarayon mexanikadagi zarbaga o'xshaydi, shuning uchun u to'qnashuv yoki zarba deb ataladi. To'qnashuv vaqtida ma'lum yo'nalishda harakatlanuvchi elektronlar sonining o'zgarishi sodir bo'ladi, shuning uchun to'qnashuv jarayonlari sochilish jarayonlari deb ham ataladi.

Faraz qilaylik, tarqalish vaqtida elektronlar (r, k) holatlardan (r', k') holatga o'tadilar. To'qnashuv koordinataning o'zgarishiga olib kelmaydigan qisqa muddatli

o'zaro ta'sirni o'z ichiga olganligi sababli, elektronning o'tish ehtimoli r va r' ga bog'liq bo'lmaydi. Vaqt birligida shunday o'tish ehtimolini $W(k, k')$ deb belgilaymiz. $d\tau_k$ hajm elementida egallangan holatlar soni $f(k, r, t)d\tau_k/4\pi^3$, bu hajmdagi erkin holatlar soni mos ravishda $[1 - f(k, r, t)]d\tau_k/4\pi^3$ ga teng. Har bir to'qnashuv elektronning k holatdan k' holatiga o'tishi bilan birga keladi. Ammo bunday o'tish uchun holat k' erkin bo'lishi kerak. Agar $f(k', r, t)d\tau_{k'}/4\pi^3$ elementning $d\tau_{k'}$ hajmidagi egallangan holatlar soni bo'lsa, u holda $[1 - f(k', r, t)]d\tau_{k'}/4\pi^3$ bo'sh holat soni. Shuning uchun dt vaqt ichida tarqalish natijasida k holatdan k' holatga o'tishga qodir bo'lgan elektronlar soni dt vaqtida fazalar fazosi hajmi elementi dG elektronlar sonining kamayishiga olib keladi, o'tish ehtimoli $W(k, k')$, egallagan boshlang'ich holatlar soni va erkin yakuniy holatlar soni bilan belgilanadi:

$$-W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} [1 - f(\mathbf{k}', \mathbf{r}, t)] \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} d\tau_r dt \quad (5.20)$$

Zaryad tashuvchilar panjara nuqsonlari bilan to'qnashganda elektronlarning k' holatidan k holatiga teskari o'tishi ham mumkin. Vaqt birligida bunday o'tish ehtimoli $W(k', k)$ bo'lsin. U holda dt vaqt ichida teskari o'tishni bajargan elektronlar soni quyidagiga teng:

$$W(k', k)f(k', r, t) \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3} [1 - f(k, r, t)] \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r dt \quad (5.21)$$

Shuning uchun dG fazoviy hajm elementidagi elektronlar soni sochilish natijasida k dan k' ga to'g'ridan-to'g'ri o'tishlar va k' dan k ga teskari o'tishlar bilan birga o'zgaradi. Agar yozuvni qisqartirish uchun f to'lqin vektorining funksiyasi sifatida ifodalansa, dt vaqt ichida elektronlar sonining o'zgarishi

$$\{W(k', k)f(k')[1 - f(k)] - W(k, k')f(k)[1 - f(k')]\} \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3} \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r dt \quad (5.22)$$

bo'ladi.

Sochilish natijasida dt vaqt ichida fazalar fazosining hajm elementida elektronlar egallagan holatlarning umumiy sonini topish uchun barcha mumkin bo'lgan k ni hisobga olish kerak, ya'ni Brilluyen zonasi hajmi bo'yicha (5.22) ifodani integrallash kerak.

$$\frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r dt \int_{V_B} \{W(k', k)f(k')[1 - f(k)] - W(k, k')f(k)[1 - f(k')]\} \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3} \quad (5.23)$$

Lekin t dan $t+dt$ gacha bo'lgan vaqt ichida fazalar fazosining dG hajm elementida elektronlar sonining o'zgarishi

$$f(k, r, t+dt) \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r - f(k, r, t) \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r dt = \frac{\partial f}{\partial t} \frac{d\tau_k}{4\pi^3} d\tau_r \quad (5.24)$$

Zaryad tashuvchilar sonining bunday o'zgarishi diffuziya tufayli elektronlarning harakati, ularga tashqi kuchning ta'siri va sochilish jarayonlarining

mavjudligi bilan bog'liq. Demak, (5.24) ifoda (5.17), (5.18) va (5.23) ifodalar yig'indisiga teng. Qisqartirilgandan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\mathbf{v} \nabla_r f) - \frac{1}{\hbar} (F \nabla_k f) + \int_{V_B} \{W(k', k) f(k') [1 - f(k)] - W(k, k') f(k) [1 - f(k')]\} \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3} \quad (5.25)$$

To'g'ri va teskari o'tishlarning qaytuvchanlik prinsipiga asosan

$$W(k, k') = W(k', k). \quad (5.26)$$

(5.26) ni hisobga olgan holda (5.25)

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\mathbf{v} \nabla_r f) - \frac{1}{\hbar} (F \nabla_k f) + \int_{V_B} W(k', k) f(k') [f(k') - f(k)] \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3} \quad (5.27)$$

ko'rinishni oladi.

(5.27) tenglama odatda Boltsman kinetik tenglamasi deb ataladi. Bu tenglama integro-differensialdir, chunki kerakli funksiya integral ostidadir.

(5.27) tenglamaning fizik ma'nosini ko'rish oson. Uning chap tomoni vaqt o'tishi bilan taqsimot funksiyasining o'zgarishini aks ettiradi. Tenglamaning o'ng tomonidagi birinchi va ikkinchi hadlar tashqi maydonlar ta'sirida oddiy fazoda va to'lqin vektorlari fazosida elektronlarning harakatiga olib keladigan taqsimot funksiyasining o'zgarishini ko'rsatadi. Elektronlarning sochilishi (to'qnashuvi) natijasida holatlar bo'yicha taqsimot funksiyasining o'zgarishi tenglamada oxirgi had sifatida hisobga olinadi. Shunday qilib, zaryad tashuvchilarga, bir tomondan, ularning harakatini tartibga solishga moyil bo'lgan tashqi kuchlar, ikkinchidan, ularning harakatini buzishga moyil bo'lgan to'qnashuvlar ta'sir qiladi. Shuning uchun (5.27) tenglamani quyidagicha yozish mumkin

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{to'la} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \quad (5.28)$$

Bu yerdagi

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{to'la} = -(\mathbf{v} \nabla_r f) - \frac{1}{\hbar} (F \nabla_k f) \quad (5.29)$$

had Boltsman tenglamasining maydon tashkil etuvchisi deyiladi.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = \int_{V_B} \{W(k, k') [1 f(k') - f(k)] \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3}\} \quad (5.30)$$

kattalik esa to'qnashishlar integrali deyiladi.

Statsionar jarayonlarda, ko'chish hodisalarini tavsiflovchi miqdorlar vaqtga bog'liq bo'lmasa, taqsimot funksiyasi

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (5.31)$$

tenglikni qondiradi va Boltsmanning statsionar holat uchun (5.28)

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{to'la} = -\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \quad (5.32)$$

ko'rinishni yoki

$$(\nabla_r f) + \frac{1}{\hbar} (F \nabla_k f) = \int_{V_B} W(k', k) f(k') [f(k') - f(k)] \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3} \quad (5.33)$$

ko'rinishni oladi.

(5.32) va (5.33) ifodalardan kelib chiqadiki, statsionar holatda zaryad tashuvchilarning harakati va ularga tashqi kuch ta'siri natijasida yuzaga keladigan muvozanatsiz taqsimot funksiyasidagi o'zgarishlar zaryad tashuvchilarning to'qnashuvi bilan to'r maydoni davriyligining mahalliy buzilishi bilan qoplanadi.

Shuni ta'kidlash kerakki, Boltsman kinetik tenglamasi mohiyatan kvaziklassikdir, chunki koordinata va to'lqin vektori bir vaqtning o'zida taqsimot funksiyasida aniqlangan. Shu sababli, u o'rtacha erkin yo'l tushunchasi mantiqiy bo'lgan jarayonlarga nisbatan qo'llaniladi. Bu shuni anglatadiki, zaryad tashuvchilarning o'rtacha erkin yo'li de Broyl to'lqin uzunligidan katta bo'lishi kerak. Bundan tashqari, bu tenglama magnit maydonda o'tish hodisasini tasvirlash uchun ishlatilishi mumkin, agar bu maydon kristalldagi zaryad tashuvchilarning energiya spektrini o'zgartirmasa, ya'ni kvant effektlari ahamiyatli bo'lmasa. Bu holat magnit maydon kuchlanhanligining qiymatiga cheklovlar qo'yadi.

5.3. Muvozanatli holat

Elektronlarning holati muvozanat taqsimot funksiyasi (5.10) bilan tavsiflangan termodinamik muvozanatda kristalldagi elektronlarning harakati issiqlik ta'sirida sodir bo'ladi, shuning uchun muvozanat holati uchun (5.33) tenglamaning chap tomoni nolga teng. Bu shuni anglatadiki

$$\int_{V_B} W(k', k) [f_0(k') - f_0(k)] d\tau_{k'} = 0 \quad (5.34)$$

Bu munosabatdan kelib chiqadiki, muvozanat holatidagi tizimda to'g'ridan-to'g'ri va teskari jarayonlar uchun zaryad tashuvchisi oqimlarining tengligi mavjud bo'lib, bu batafsil muvozanat tamoyiliga mos keladi.

(5.34) ga asoslanib, quyidagini olamiz:

$$f_0(k') = f_0(k) \quad (5.35)$$

Muvozanatli taqsimot funksiyasi (5.10) ni (5.35) ga qoyib,

$$E_1 - F_1 = E_2 - F_2, \quad (5.36)$$

ga ega bo'lamiz, bu yerda $E_2, F_2 - k$ va k' to'lqin vektoriga ega elektronlar uchun to'la energiya va Fermi sathi. Termodinamik sharoitida elektronning to'la energiyasi o'zgarmaydi $E_1 = E_2$, shuning uchun (5.36) dan

$$F_1 = F_2 \quad (5.37)$$

kelib chiqadi.

Bu ifoda muvozanat holatida sistemaning elektronlar o'tishi mumkin bo'lgan barcha qismlarida Fermi sathi bir xil bo'lishini ko'rsatadi.

5.4. Relaksatsiya vaqti

Ma'lumki, (5.27) kinetik tenglamaning yechish hatto statsionar holat (5.33) uchun ham juda murakkab. Ammo bu relaksatsiya vaqtini kiritish mumkin bo'lgan holatlar uchun ancha soddalashadi. Ma'lum bo'lishicha, agar zarrachalarning to'qnashuvi elastik bo'lsa, ya'ni zaryad tashuvchining energiyasi kam o'zgargan bo'lsa va sochilish jarayonlari zaryad tashuvchilarning tezliklar bo'yicha taqsimotiga olib keladigan bo'lsa, ya'ni zaryadlovchilarning barcha yo'nalishlari bo'yicha teng darajada ehtimoliy bo'lsa relaksatsiya vaqtdan foydalangan holda sochilish jarayonlarini tavsiflash mumkin ekan.

Faraz qilaylik, $t = 0$ vaqt momentida nomuvozanatli taqsimoti funksiyasi f , tashqi buzilishlar o'z ta'sirini to'xtatadi (nollar o'chiriladi) va maydon hadi nolga aylanadi. To'qnashuv jarayonlari natijasida tizim muvozanatning taqsimot funksiyasi f_0 bilan tavsiflangan muvozanat holatiga keladi. Bu shuni anglatadiki, tashqi maydon o'chirilgandan so'ng, elektronlarning panjara nuqsonlari bilan to'qnashuvi mavjudligi sababli taqsimot funksiyasi o'zgaradi:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} \quad (5.38)$$

Zaryad tashuvchilarning taqsimlanishining muvozanat holatidan og'ishi kichik bo'lsa, tashqi maydonlar yo'q bo'lganda, to'qnashuvlar tufayli taqsimot funksiyasining o'zgarish tezligi funksiyaning muvozanatdan og'ish kattaligiga mutanosib, ya'ni f ga proportsional deb taxmin qilishimiz mumkin:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = \frac{f - f_0}{\tau(k)} \quad (5.39)$$

Bu yerda $1/\tau(k)$ - k ga bog'liq proporsionallik koeffitsiyenti.

(5.39) tenglamani yechib,

$$f - f_0 = (f - f_0)_{t=0} e^{-t/\tau} \quad (5.40)$$

ni olamiz.

(5.40) dan kelib chiqadiki, tashqi maydonlar ta'siri to'xtatilgandan so'ng, farq $(f - f_0)$ relaksatsiya vaqti deb ataladigan vaqt doimiysi τ bilan ko'rsatkichli qonunga muvofiq kamayadi. Binobarin, τ - tashqi maydonlar olib tashlanganidan keyin tizimda zaryad tashuvchilarning muvozanatsiz taqsimlanishi mavjud bo'lgan o'rtacha vaqt. Muvozanat holatining o'rnatilishi to'qnashuvlar natijasida yuzaga kelganligi va faqat bir nechta to'qnashuvlar yetarli bo'lganligi sababli, relaksatsiya vaqti taxminan elektronning erkin yo'l vaqtiga teng bo'lishi kerak. Buni hisobga olsak, l o'rtacha erkin yo'l elektron tezligi v va relaksatsiya vaqti $\tau(k)$ bilan aniqlanadi, deb taxmin qilish mumkin.

(5.39) dan foydalanib, (5.30) integralni

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = \int_{V_B} W(k, k') [1 f(k') - f(k)] \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3} = \frac{f_0(k) - f(k)}{\tau(k)} \quad (5.41)$$

ko'rinishga keltirish mumkin.

Tashqi kuchlar (5.39) tenglikka muvofiq, zaryad tashuvchisi taqsimotining muvozanat holatidan katta og'ishlariga olib kelmasligi sababli, muvozanatsiz taqsimot funksiyasi quyidagicha ifodalanishi mumkin.

$$f(k) = f_0 + f_1(k), \quad (5.42)$$

bu yerda $f_1(k)$ - tashqi ta'sir natijasida yuzaga keladigan muvozanatli taqsimot funksiyasiga tuzatma. Uni quyidagicha yozamiz

$$f_1(k) = -\frac{\partial f_0}{\partial E} k \chi(E) \quad (5.43)$$

Bu yerda $\chi(E)$ - zaryad tashuvchi energiyasiga bog'liq bo'lgan qandaydir vektor.

Relaksatsiya vaqti tashqi maydonlarga bog'liq emas deb taxmin qilamiz. Demak, $\tau(k)$ tashqi maydonlar ishtirokida sochilish jarayonlarini ham aniqlaydi. Shuning uchun (5.33) tenglama uchun biz (5.41) to'qnashuv integralidan foydalanishimiz mumkin va statsionar holat uchun kinetik tenglama quyidagi shaklni oladi:

$$(v \nabla_r f) + \frac{1}{\hbar} (F \nabla_k f) = \frac{f_0 - f}{\tau(k)} = \frac{f(k)}{\tau(k)} \quad (5.44)$$

(5.42) munosabatdan foydalanib, (5.41) to'qnashish interalini quyidagicha yozamiz

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W(k, k') [f_1(k') - f_1(k)] d\tau_{k'} = -\frac{f_1(k)}{\tau(k)} \quad (5.45)$$

(5.45) tenglikdan relaksatsiya vaqtini aniqlashimiz mumkin. Agar (5.43) munosabatni hisobga olsak, $\chi(k)$ quyidagi ko'rinishdagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$\frac{1}{\tau(k)} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W(k, k') \left[1 - \frac{\partial f_0 / \partial E, k' \chi(E')}{\partial f_0 / \partial E, k \chi(E)} \right] d\tau_{k'} \quad (5.46)$$

Ma'lumki, to'qnashuvlar elastik va noelastik bo'lishi mumkin. Agar to'qnashayotgan zarrachalarning kinetik energiyasi saqlanib qolsa, to'qnashuv elastik deb ataladi. Noelastik to'qnashuvlar - bu zarrachalar energiyasining o'zgarishi va zarbadan keyin ta'sir qilishdan oldingidan ko'proq yoki kamroq bo'ladigan to'qnashuvlar.

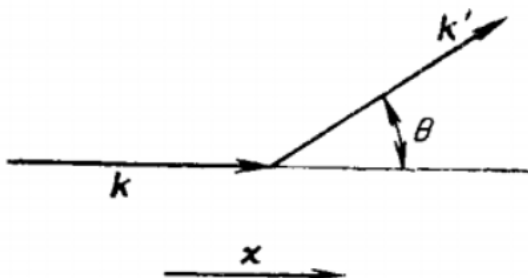
Strukturaviy buzilishlar bilan elektronlarning to'qnashuvi elastik deb faraz qilamiz. Bunday holda, faqat to'lqin vektorining yo'nalishi va shuning uchun elektronning tezligi yo'nalishi o'zgaradi va ular harakatlarining mutlaq qiymatlari o'zgarishsiz qoladi. Shuning uchun, elastik to'qnashuv paytida

$$k' = k; \quad v' = v; \quad E' = E, \quad (5.47)$$

deb faraz qilishimiz mumkin. Shuning uchun (5.47) ni hisobga olgan holda elastik to'qnashish uchun relaksatsiya vaqti

$$\frac{1}{\tau(k)} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W(k, k') \left[1 - \frac{k' \chi(E')}{k \chi(E)} \right] d\tau_{k'} \quad (5.48)$$

ga teng bo'ladi.



5.2-rasm. Elektron to'liqin vektorining sochilishda o'zgarishi

L va k' vektorlar 5.2-rasmda ko'rsatilgandek yo'nalgan bo'lsin. Bu holda k va k' vektorlarning χ vektorga proyeksiyasi

$$k_x = k; \quad k'_x = k' \cos \theta = k \cos \theta \quad (5.49)$$

bo'ladi, bu yerda θ - elektronning boshlangich yo'nalishdan ogishi. (5.49) ni hisobga olgan holda (5.48) tenglik

$$\frac{1}{\tau(k)} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W(k, k') \left[1 - \frac{k'}{k} \right] d\tau_{k'} = \int_{V_B} W(k, k') [1 - \cos \theta] d\tau_{k'} \quad (5.50)$$

ko'rinishda yoziladi.

Shunday qilib, uzatish jarayonlarini ko'rib chiqishda asosiy vazifa muvozanatsiz taqsimot funksiyasini hisoblash bo'lib, uning yordamida kinetik effektlarni tavsiflovchi barcha miqdorlarni hisoblash mumkin. Ammo, (5.44) dan kelib chiqqan holda, bu muammoni relaksatsiya vaqti (5.50) ma'lum bo'lgan taqdirda hal qilish mumkin va shuning uchun zaryad tashuvchining sochilish mexanizmini bilish zarur.

Keling, zaryad tashuvchilarning tezliklar bo'yicha tasodifiy taqsimlanishiga olib keladigan, ya'ni elektronning sochilishi k' holatida tugaydigan sochilishni ko'rib chiqaylik, bu k bilan bir xil energiya minimumiga yaqin, lekin teskari yo'naltirilgan tezlik bilan. Bunday sochilish, agar doimiy energiyaning sirtlari shar shaklida bo'lsa, mumkin.

$W(k, k') = W(\kappa', \kappa)$ - juft funksiya, $f_1(k') = -\partial F_0 / \partial f(\kappa' \chi)$ - toq funksiya bo'lganligi uchun

$$\int_{V_B} W(k, k') f_1(k') d\tau_{k'} = - \int_{V_B} \frac{\partial f_0}{\partial E} W(k, k') k' d\tau_{k'} = 0 \quad (5.51)$$

(5.51) ni hisobga olgan holda (5.45) ifoda

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = - \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W(k, k') f_1(k') d\tau_{k'} = - \frac{\partial f_1(k)}{\tau(k)} \quad (5.52)$$

ko'rinishni oladi, chunki nosimmetrik chegaralar ichida integrallashganda toq funksiya nolga beradi. Shundan kelib chiqadiki, zaryad tashuvchilarning tezliklar bo'yicha tasodifiy taqsimlanishiga olib keladigan sochilish paytida relaksatsiya vaqti

$$\frac{1}{\tau(k)} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W(k, k') d\tau_{k'} \quad (5.53)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

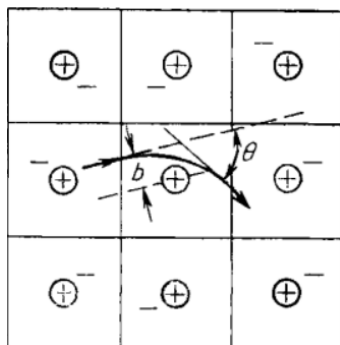
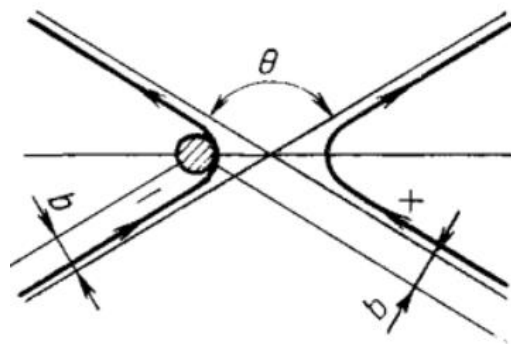
5.5. Kirishma ionlarida sochilish

Kirishmali yarimo'tkazgichda har bir kirishma ion o'z atrofida elektr maydonini hosil qiladi. Ushbu maydon ta'sirida harakatlanuvchi zaryad tashuvchisi dastlabki yo'nalishidan chetga chiqadi (5.3-rasm). Bunday holda, u ionga qanchalik sekin va yaqinroq harakat qilsa, zaryad tashuvchisi shunchalik kuchli og'adi.

Muammo aslida ionning markaziy maydonida zaryadlangan zarrachaning traektoriyasini topishga to'g'ri keladi. Buni faqat klassik usullar yordamida hal qilish mumkin. Buning uchun zaryad tashuvchini musbat kirishma ionining Kulon maydonida Ze zaryadli harakatlanuvchi klassik zarracha deb hisoblaymiz. Bu holda o'zaro ta'sirning potentsial energiyasini

$$U(r) = \pm \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r} \quad (5.54)$$

shaklida ifodalash mumkin, bu erda plyus kovakka, minus elektronga to'g'ri keladi.



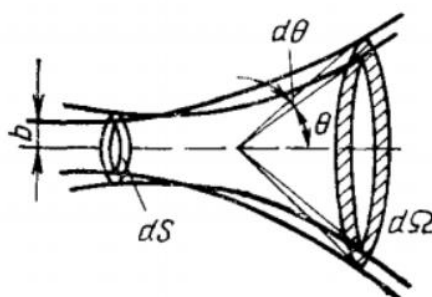
5.3-rasm. Musbat kirishma ion maydonida elektron harakat trayektoriyasining egrilanishi

5.4-rasm. Musbat kirishma ionda elektron va kovakning sochilishi

Hisob-kitoblar shuni ko'rsatadiki, ionning Kulon maydonida zaryad tashuvchisi giperbola bo'ylab harakatlanadi. 5.4-rasmida musbat ion sohasida elektron va kovak harakatining traektoriyalari ko'rsatilgan. Ikkala zaryad tashuvchisi ham teng ravishda egiladi, garchi bir holatda tortuvchi kuch, ikkinchisida esa itaruvchi kuch mavjud bo'lsa ham b zarba masofasini - ion va zaryad tashuvchining traektoriyasi orasidagi minimal masofani va θ - sochilish burchagini, ya'ni zaryad tashuvchining harakatlanishning boshlang'ich yo'nalishi va sochilishdan keyin harakat yo'nalishi o'rtasidagi burchakni bildiradi. Bunday holda, sochilish burchagi nishon masofaga quyidagicha bog'liq:

$$b = \pm \frac{Ze^2}{\epsilon_r m^* v^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (5.55)$$

Bu yerda m^* va v - zaryad tashuvchining effektiv massasi va tezligi.



5.5-rasm. Elektronlarning nuqtaviy nuqsonlarda sochilishi

Sochilish jarayoni tasodifiy jarayondir, shuning uchun har xil zaryad tashuvchilar o'zlarining harakat yo'nalishidan turli burchaklarda og'ishadi. Shu sababli, relaksatsiya vaqtini hisoblashda, sochilish burchaklari ustidagi kesimning o'rtacha qiymatini hisobga olish kerak.

Faraz qilaylik, sochilish burchagi θ dan $\theta + d\Omega$ gacha o'zgaradi. Bizning holatimizda sochilish markazi o'qli simmetriyaga ega bo'lganligi sababli, bu burchaklar 5.5-rasmida ko'rsatilganidek, ikkita konusning burchaklaridir. Bu yerda $d\Omega$ bu konuslar orasiga o'ralgan fazoviy burchakni bildiradi

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (5.56)$$

Bu holda sochilish jarayonlari differensial sochilish kesimi $\sigma(\theta)$ bilan tavsiflanadi. (5.3) ga binoan, $\sigma(\theta)$ 1 sekundda bitta markazga og'gan zarrachalar sonining fazoviy burchak birligiga 1 sekundda 1 sm^2 ga tushayotgan zarralar oqimiga nisbatiga teng.

Faraz qilaylik, n ta elektron v tezlik bilan tasodifiy harakatlanmoqda. Agar elektron harakatining har bir yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan 1 sm^2 maydon tanlansa, u holda nv elektronlar unga 1 soniyada tushadi. $d\Omega$ fazoviy burchak ichida 1 sekundda θ burchakka og'gan zarrachalarning umumiy soni halqaga tushgan zarralar oqimiga teng bo'ladi (5.5-rasm). Shuning uchun, ta'rif va (5.56) tenglikka asoslanib, yozishimiz mumkin

$$\sigma(\theta) = \frac{nv2\pi b |db|}{nvd\Omega} = \frac{b |db|}{\sin \theta d\theta} \quad (5.57)$$

(5.55) formuladan

$$|db| = \frac{Ze^2}{2\varepsilon_r m^* v^2} \frac{1}{\sin \theta / 2} d\theta \quad (5.58)$$

ga ega bo'lamiz. (5.55) va (5.58) larni (5.57) ga qoyib,

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{Ze^2}{2\varepsilon_r m^* v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta / 2} \quad (5.59)$$

ni hosil qilamiz.

(5.59) formulani Rezerford alfa zarrachalarning elementlar yadrolaridagi sochilishini o'rganayotganda olgan.

Relaksatsiya vaqtini hisoblash uchun differensial sochilish kesimi $\sigma(\theta)$ orqali o'tish ehtimoli $W(k, k')$ ni ifodalash kerak. Faraz qilaylik, birlik hajmli kristall N_1 kirishma ionlarini o'z ichiga oladi. Shunda barcha markazlar tomonidan har bir fazoviy burchak uchun 1 sekunda sochilgan zaryad tashuvchilar soni:

$$W(k, k') nd\Omega = \sigma(\theta) N_1 nvd\Omega, \quad (5.60)$$

Bu yerdan

$$W(k, k') = \sigma(\theta) N_1 v \quad (5.61)$$

Shunday qilib, kirishma ionlarida elektronning sochilishi paytida k holatdan k' holatga o'tish ehtimoli differentsial effektiv kesim, sochilish markazlari soni va zaryad tashuvchilarning tezligi bilan aniqlanadi.

Zaryad tashuvchilarning kirishma ionlari bilan to'qnashuvini ikki sababga ko'ra elastik deb hisoblash mumkin. Birinchidan, elektronlarning massasi sochilish markazi bo'lgan ionning massasidan 104 marta kichikdir. Ikkinchidan, panjara ionlari erkin zaryad tashuvchilarga qaraganda muvozanat holatiga nisbatan ancha kam harakatchandir, shuning uchun zaryad tashuvchisi kirishma ion bilan to'qnashganda, zaryad tashuvchining energiyasi juda kam o'zgaradi.

Agar elastik to'qnashuv paytida zaryad tashuvchilar $d\Omega$ fazoviy burchak ichiga sochilgan bo'lsa, u holda relaksatsiya vaqtini (5.50) ko'rinishida yozish mumkin.

$$\frac{1}{\tau(k)} = \int_{\theta} W(k, k')(1 - \cos \theta) d\Omega \quad (5.62)$$

(5.56), (5.61) larni (5.62) ga qo'yib,

$$\frac{1}{\tau(k)} = 2\pi N_1 v(k) \int_{\theta} \sigma(\theta)(1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta = N_1 v(k) \sigma_c \quad (5.63)$$

ga ega bo'lamiz.

$$\sigma_c = 2\pi \int_{\theta} \sigma(\theta)(1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (5.64)$$

o'rtacha differensial effektiv sochilish kesimi deyiladi. Burchaklar bo'yicha o'rtacha θ ni hisoblash $1 - \cos \theta$ og'irlik funksiyasi bilan amalga oshiriladi. σ_c – o'tkazuvchanlik (yoki harakatchanlik) uchun effektiv kesim deb ataladi. (5.63) ga asosan relaksatsiya vaqti

$$\tau(k) = \frac{1}{N_1 v(k) \sigma_c} \quad (5.65)$$

ga, erkin yugurish yo'li esa

$$l(k) = \tau(k) v(k) = \frac{1}{N_1 \sigma_c} \quad (5.66)$$

ga teng bo'ladi.

(5.59) dan kelib chiqadiki, kirishma ionlari tomonidan zaryad tashuvchilarning sochilishi yetarli darajada anizotropdir. Kichik burchaklarda yoki nishon masofasining katta qiymatlarida sochilish ustunlik qiladi. Agar (5.59) dan $\sigma(\theta)$ qiymatini (5.64) formulaga almashtirsak, u holda $\theta=0$ da pastki chegaradagi integral uzoqlashuvchi, sochilish kesimi esa cheksiz bo'ladi. Ammo zaryad tashuvchilarning ionlangan aralashma bilan sochilishi cheklangan kesimga ega, shuning uchun relaksatsiya vaqtini aniqlashda (5.63) integral $\theta_{\min}$ dan π gacha amalga oshiriladi. $\theta_{\min}$ ga to'g'ri keladigan $b_{\max}$ qiymatini quyidagi mulohazalar asosida aniqlash mumkin: Agar kirishma ionlari kristall ustida bir tekis taqsimlangan bo'lsa va ularning konsentratsiyasi N_1 bo'lsa, u holda ular orasidagi o'rtacha masofa $N_1^{-1/3}$ bo'ladi. Har bir sochuvchi ionning ta'sir doirasi ular orasidagi o'rtacha masofaning yarmi bilan chegaralanishi mumkin, shuning uchun ta'sirning yuqori chegarasi $b_{\max} = 1/3$ ga to'g'ri keladi deb taxmin qilishimiz mumkin. $\theta_{\min}$ sochilish burchagining eng kichik qiymati, uni (5.55) dan aniqlash mumkin:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta_{\min}}{2} = \frac{\varepsilon_r m^* v^2}{2Ze^2 N_1^{1/3}} \quad (5.67)$$

$$1 - \cos \theta = 2 \sin^2 \theta / 2; \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \frac{(1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta}{\sin^4 \theta / 2} = -4 \sin^4 \theta_{\min} / 2 \text{ ekanligini hisobga}$$

olgan holda (5.67) va (5.59) lardan foydalanib, $\sigma(\theta)$ uchun

$$\sigma_c = 2\pi \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \sigma(\theta)(1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta = 2\pi \left(\frac{Ze^2}{\varepsilon_r m^* v^2} \right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_r m^* v^2}{2Ze^2 N_1^{1/3}} \right)^2 \right] \quad (5.68)$$

ifodaga ega bo'lamiz. Ionlashgan kirishma atomlarida zaryad tashuvchilarning relaksatsiya vaqti (5.65) ga asosan

$$\tau(k) = \frac{1}{\sigma_c N_1 v(k)} = \frac{\varepsilon_r^2 m^{*2} v^3(k)}{2\pi Z^2 e^4 N_1 \ln \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_r m^* v^2}{2Ze^2 N_1^{1/3}} \right)^2 \right]} \quad (5.69)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu ifoda Konuel-Vayskopf formulasi deyiladi.

Agar tezlikni energiya orqali ifodalasak $v = (2E/m^*)^{1/2}$, zaryad tashuvchilarning kirishma ionlarida sochilishidagi relaksatsiya vaqti

$$\tau_1 = \tau_{01} E^{3/2} \quad (5.70)$$

ko'rinishga ega bo'ladi, bu yerda

$$\tau_{01} = \frac{(2m^*)^{1/2} \varepsilon_r^2}{\pi Z^2 e^4 N_1 \ln \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_r E}{Ze^2 N_1^{1/3}} \right)^2 \right]} \quad (5.71)$$

Erkin yugurish yo'li

$$l_1(k) = (2/m^*)^{1/2} \tau_{01} E^2 \quad (5.72)$$

ifoda orqali aniqlanadi.

Shunday qilib, zaryad tashuvchilarning kirishma ionlarida sochilishidagi relaksatsiya vaqti energiya 3/2 darajasiga va effektiv massani 1/2 darajasiga proporsional bo'ladi.

5.6. Kirishma atomlari va dislokatsiyalarda sochilish

Neytral aralashma atomlari tomonidan zaryad tashuvchilarning sochilishi kirishma ionlari bilan sochilishdan ancha zaifdir. Biroq, past haroratlarda, ionlangan aralashmalar atomlarining konsentratsiyasi neytral aralashmalar atomlari konsentratsiyasidan kamroq bo'lsa, bu sochilish mexanizmi muhim rol o'ynaydi. Bunday holda, zaryad tashuvchining sochilishi ikki yo'l bilan sodir bo'lishi mumkin: to'g'ridan-to'g'ri elastik to'qnashuv va kiruvchi elektronni kirishma atomining elektroni bilan almashish. Ushbu ikkita sochilish mexanizmi uchun relaksatsiya vaqtini aniqlash juda qiyin. Biroq, zaryad tashuvchilarning

neytral aralashmalar atomlariga sochilishi nisbiy dielektrik doimiy ϵ_r ga ega bo'lgan muhitda joylashgan vodorod atomiga sekin elektronlarning sochilishi deb faraz qilingan hisob-kitobga asoslanib

$$\tau_A = \frac{e^2 m^{*2}}{20 \epsilon_r \hbar^3 N_A} \quad (5.73)$$

bog'liqlik olingan, bu yerda N_A - berilgan haroratda neytral atomlar konsentratsiyasi.

(5.73) dan ko'rinib turibdiki, zaryad tashuvchilarning neytral aralashma bilan sochilishi paytida relaksatsiya vaqti sochiladigan zaryad tashuvchining haroratiga ham, energiyasiga ham bog'liq emas, balki kirishma atomlarining konsentratsiyasi bilan belgilanadi. Shuning uchun bu sochilish mexanizmi juda past haroratlarda, kirishma ionlashtirilmaganda ayniqsa muhimdir.

Zaryad tashuvchilarning sochilishi dislokatsiyalar tomonidan kiritilgan panjara buzilishlarida sodir bo'lishi mumkin. Dislokatsiya atrofida kristall deformatsiyalangan soha mavjud, shuning uchun dislokatsiyaga yaqin joyda energiyaning to'lqin vektoriga bog'liqligi ideal kristalldagi dispersiya qonunidan farq qiladi. Bu erkin zaryad tashuvchilarning sochilishiga olib keladi. Olmos tipidagi strukturada kristallanadigan yarimo'tkazgichlarda dislokatsiyalar erkin elektronlarni ushlab turadigan akseptorlar zanjiri vazifasini bajaradi. Shuning uchun ular o'rtada manfiy zaryadlangan chiziqli musbat silindrni ifodalaydi; ya'ni dislokatsiyani atrofida musbat fazoviy zaryad joylashgan cheksiz uzunlikdagi radiusi R bo'lgan silindr ko'rinishidagi chiziqli manfiy zaryadga o'xshatish mumkin. Dislokatsiyalarga perpendikulyar harakatlanuvchi elektronlar maydon yo'nalishi bo'yicha erkin harakatlana olmaydi, chunki ular dislokatsiyalarni chetlab o'tib, ular tomonidan tarqalib, itarishni boshdan kechirishi kerak. Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, zaryad tashuvchilar dislokatsiyalarda sochilganda, relaksatsiya vaqti kristallning haroratiga bog'liq emas, balki N_D birlik yuzasiga to'g'ri keladigan dislokatsiya zichligi va shakl ifodasiga ko'ra sochilgan elektronning v tezligi bilan aniqlanadi.

$$\tau_D = \frac{3}{8RvN_D} \quad (5.74)$$

Agar $v = 10^7 \text{ sm/s}$; $R = 3 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$; $N_D = 10^6 \text{ sm}^{-2}$ bo'lsa, relaksatsiya vaqti $\tau_D = 1,25 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ ga teng bo'ladi. Bu qiymat xona haroratida panjaraning termal tebranishlari bilan sochilish uchun relaksatsiya vaqtdan 4-5 marta kattaroqdir. Shuning uchun xona haroratida bu sochilish ahamiyatsiz, lekin past haroratlarda sezilarli bo'lishi mumkin.

5.7. Panjarning issiqlik tebranishlarida sochilish

Elektronning (yoki kovakning) panjara tebranishlari bilan o'zaro ta'siri ikki yo'l bilan amalga oshiriladi: 1) elektron o'z energiyasining bir qismini panjaraga o'tkazadi, shuning uchun chastotasi ω_q bo'lgan ma'lum bir normal tebranish uning kvant sonini bittaga oshiradi. Bunday sochilish jarayoni natijasida energiyasi $E = \hbar\omega$ va kvaziimpulsi $Q = \hbar q$ bo'lgan fonon hosil bo'ladi va fononlar soni bittaga ko'payadi; Q - elektronlar bilan to'qnashuv natijasida panjara oladigan impuls; 2) elektron o'zaro ta'sirlashganda, u energiyaning bir qismini panjaradan oladi, shuning uchun chastotali ma'lum bir normal tebranishning kvant soni birga kamayadi. Bunda energiya va kvaziimpulsi bo'lgan fonon yo'qoladi va fononlar soni bittaga kamayadi. Binobarin, ushbu ikki holatdan birortasida fonon bilan to'qnashgan elektron u bilan E energiya va Q kvaziimpuls almashadi. Ushbu sochilish mexanizmi bitta fononli deb ataladi. Fononlarning soni harorat bilan aniqlanganligi sababli, panjaraning termal tebranishlari bilan elektronlarning sochilishi haroratga bog'liq bo'lishi kerak. Ko'p fononli sochilish mexanizmi kristalda ham bo'lishi mumkin, unda bir nechta fonon so'riladi yoki chiqariladi. Biroq, bunday jarayonning ehtimoli bir fononli sochilish ehtimoli bilan solishtirganda ancha kichikdir.

Faraz qilaylik, to'qnashuvdan oldin elektron to'lqin vektori k va energiyasi $E(k)$, to'qnashuvdan keyin esa - to'lqin vektori k' va energiya $E(k')$ bo'lsin. To'qnashuv vaqtida paydo bo'ladigan yoki yo'qolib ketadigan fonon energiyasi $\hbar\omega$ va to'lqin vektori q ga ega. Elektron fonon bilan o'zaro ta'sir qilganda, ikkita qonunni qanoatlantirishi kerak: energiyaning saqlanish qonuni va kvaziimpulsning saqlanish qonuni. Shuning uchun, elektron fononni yutganda

$$E'(k') = E(k) + \hbar\omega_q \quad (5.75)$$

$$k' = k + q \quad (5.76)$$

tenglamalar o'rinli bo'ladi, fononlar soni bittaga kamayadi, ya'ni

$$N'_q = N_q - 1 \quad (5.77)$$

Elektron fonon chiqarganda

$$E'(k') = E(k) - \hbar\omega_q \quad (5.78)$$

$$k' = k - q \quad (5.79)$$

tenglamalar o'rinli bo'ladi va fononlar soni bittaga ortadi, ya'ni

$$N'_q = N_q + 1 \quad (5.80)$$

Zaryad tashuvchining sochilishi elastik va noelastik bo'lishi mumkin. Sochilishni tavsiflash uchun bir to'qnashishda energiyaning nisbiy o'zgarishini bilish kerak

$$\delta = \Delta E / E \quad (5.81)$$

Yoki vaqt birligidagi sochilish

$$A = E\delta / \tau \quad (5.82)$$

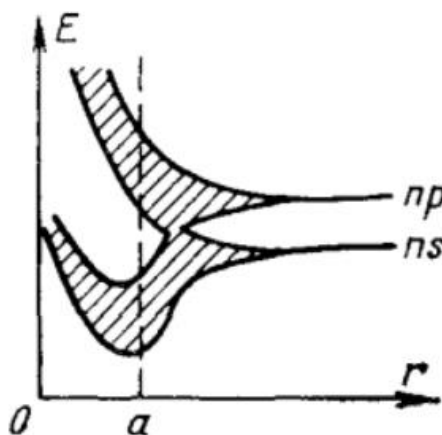
Izotrop va elastik sochilishda $\delta < 1$ bo'lganda va o'rtacha sochilish vaqti τ impulsdagi sistemaning impuls bo'yicha relaksatsiya vaqtini, $\tau E = \tau \delta$ esa energiya bo'yicha relaksatsiya vaqti ma'nosiga ega.

Energetik diagrammasi 5.6-rasmda ko'rsatilgan kub strukturali atom yarimo'tkazgichda elektronning sochilish jarayonini ko'rib chiqaylik, bu yerda α - deformatsiya bo'lmaganda panjara doimiysi. Bunday kristallning o'tkazuvchanlik zonasi oddiy deb faraz qilamiz, shuning uchun o'tkazuvchanlik zonasidagi elektron energiyasi

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (5.83)$$

ga teng bo'ladi.

Qattiq jismda ko'ndalang to'lqinlar siljish deformatsiyasi to'lqinlari bo'lib, kubik kristallda ular hajmning o'zgarishiga olib kelmaydi. Siqilish va kuchlanish deformatsiyasi to'lqinlari bo'lgan bo'ylama to'lqinlar kristall hajmining o'zgarishiga olib keladi. 5.6-rasmdan ko'rinib turibdiki, kristall siqilganda, panjara doimiysi kamayadi.



5.6-rasm. Atom bog'lanishli yarimo'tkazgichning energetik sxemasi

Man qilingan zonasi o'tkazuvchanlik zonasining pastki qirrasi yuqoriga, valentlik zonasining yuqori qirrasi esa pastga siljiydi, buning natijasida man qilingan zonasi ortadi. Cho'zish bilan, bu panjara doimiysining oshishiga olib keladi, man qilingan zonasi kamayadi. Binobarin, bunday kristallda bo'ylama akustik to'lqin tomonidan yaratilgan mahalliy deformatsiya sxematik tarzda 5.7-rasmda keltirilganidek, o'tkazuvchanlik zonasining tubi va valentlik zonasining yuqori qismini to'lqinga o'xshash aralashtirishga olib keladi. Shuning uchun, panjaraning termal tebranishlari natijasida yuzaga keladigan siljish to'lqiniga duch kelgan harakatlanuvchi elektron faqat bo'ylama tebranishlar bilan tarqaladi.



5.7-rasm. O'tkazuvchanlik zonasining tubi va valent zonaning shipining panjaraning bo'ylama tebranishlari ta'sirida o'zgarishi

Bu sochilish elastik va uzun to'lqinli akustik fononlarda sodir bo'lishini ko'rsatamiz. (5.75), (5.79) va (5.83) ga muvofiq energiyaning saqlanish qonuni quyidagi shaklda yoziladi.

$$\frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 (k \pm q)^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \hbar \omega_q \quad (5.84)$$

$$q^2 \pm 2kq \cos \theta \mp \frac{2m^* \omega_q}{\hbar} = 0 \quad (5.85)$$

Bu yerda θ - k va q vektorlar orasidagi burchak.

Tenglikda (5.84) tenglikda plyus belgisi yutilish holatini, minus belgisi esa fonon emissiya holatini bildiradi. Agar elektron faqat uzun to'lqinli akustik fononlar bilan o'zaro ta'sir qilsa, u holda $\omega_q = v_t q$, bu yerda v_t - tovush to'lqinining tarqalish tezligi. Buni hisobga olib, (5.85) dan biz quyidagilarni topamiz:

$$q = \mp 2k \cos \theta \pm \frac{2m^* v_t}{\hbar} \quad (5.86)$$

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = kT; \quad k = \sqrt{2m^* kT} / \hbar \text{ bo'lganligi uchun}$$

$$\frac{m^* v_t}{\hbar k} = \sqrt{\frac{T_{kr}}{T}} \quad (5.87)$$

$$T_{kr} = \frac{m^* v_t^2}{2k}$$

Agar $v_t = 3 \cdot 10^5 \text{ sm/s}$, $m^* = m_0 = 10^{-27} \text{ g}$ deb hisoblasak, $T_{kr} = 1 \text{ K}$ bo'ladi. Shuning uchun 1 K dan ancha yuqori haroratlarda (5.36) dagi ikkinchi hadni hisobga olmaslik mumkin. U holda

$$q = 2k \cos \theta. \quad (5.88)$$

θ ning qiymatiga qarab to'lqin soni $q_{min} = 0$ dan $q_{max} = 2k$ gacha o'zgarishi mumkin, ya'ni uning o'rtacha qiymati k ga teng. $T = 300 \text{ K}$ da $k = 10^7 \text{ sm}^{-1}$ ga teng va q 0 dan $2 \cdot 10^7 \text{ sm}^{-1}$, qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Bu fononlar energiyasini 0 dan $2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ gacha o'zgarishini bildiradi. Lekin hona haroratida elektronlar energiyasi $2.5 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ ga teng. Shuning uchun

$$\hbar \omega_q / E \approx 8 \cdot 10^{-2} \ll 1 \quad (5.89)$$

(3.87) va (3.96) ga ko'ra Debay nazariyasi bo'yicha q_0 to'lqin vektorining maksimal qiymati $q_0 = 10^8 \text{ sm}^{-1}$ ga teng. Demak, $q_{\max} \ll q_0$. Bundan kelib chiqadiki, elektronlarning bo'ylama akustik to'lqinlarda sochilishi elastik bo'ladi, bunda elektron $q=k$ li fononni yutadi yoki chiqaradi; bu holda elektron uzun to'lqinli fononlar tomonidan tarqalib, $q = k$ bo'lgan fononni yutadi yoki chiqaradi. Fonon energiyasi elektron energiyasidan sezilarli darajada kam bo'lganligi sababli $k' = k$ va $E' = E$, chunki (5.84) da fonon energiyasini e'tiborsiz qoldirish mumkin.

Past haroratlarda elektron harakatining o'rtacha tezligi kristalldagi elastik to'lqinlarning sochilish tezligiga yaqinlashadi va (5.84) fonon energiyasini e'tiborsiz qoldirib bo'lmaydi. Bunda elektronning fonon bilan noelastik to'qnashuvi sodir bo'ladi.

Elektronlar bo'ylama akustik fononlar tomonidan elastik tarzda sochilganligi sababli, relaksatsiya vaqtini aniqlash uchun formuladan (5.48) foydalanish mumkin:

$$\frac{1}{\tau} = -\frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W^+(k, k') \frac{q_\chi}{k_\chi} d\tau_{k'} + \frac{1}{4\pi^3} \int_{V_B} W^-(k, k') \frac{q_\chi}{k_\chi} d\tau_{k'}. \quad (5.90)$$

Bu yerda birinchi had fonolar yutilishini, ikkinchi had chiqarilishini bildiradi.

Fonon yutilganda elektronning k holatdan k' holatga o'tish ehtimolligi

$$W^+(k, k') = W^+(k, k+q) = \omega(q) N_q \delta(E' - E - \hbar \nu_q) \quad (5.91)$$

ifoda bilan, fonon chiqarilganda esa

$$W^-(k, k') = W^-(k, k-q) = \omega(q) (N_q + 1) \delta(E' - E + \hbar \nu_q) \quad (5.92)$$

ifoda bilan aniqlanadi, bu yerda $\delta(E' - E + \hbar \nu_q)$ - energiya va to'lqin vektorining saqlanish qonunini ifodalovchi delta funksiya

$$\omega(q) = \frac{4\pi C^2 q^2}{9NM\omega_q} \quad (5.93)$$

C - energiya o'lchamiga ega doimiy, N - kristalldagi elementar yacheykalar soni; M - atom massasi.

Elektron ko'chish jarayonlarida fononlarning taqsimot funksiyasi muvozanatli taqsimot funksiyasidan (3.75) kam farq qiladi. Shuning uchun

$$N_q = \frac{1}{e^{\hbar\omega_q/kT} - 1} \quad (5.94)$$

deb hisoblash mumkin.

(5.87) ga asosan (5.94) ni qatorga yoyish mumkin. Natijada

$$\langle n \rangle = \frac{kT}{\hbar \nu_q} \quad (5.95)$$

ga ega bo'lamiz.

(5.94) va (5.95) larni hisobga olgan holda (5.91) va (5.92) larni (5.90) ga qo'yib, q bo'yicha integrallasak

$$\tau_l = \frac{\tau_{0l}}{m^{*3/2} TE^{1/2}} \quad (5.96)$$

natijaga ega bo'lamiz, bu yerda

$$\tau_{0l} = \frac{9\pi\hbar^4 v_t^2 M}{4\sqrt{2}a^3 k C^2}$$

a - panjara doimiysi. Erkin yugurish yo'li esa

$$l = \sqrt{2} \tau_{0l} T^{1/2} / m^* \quad (5.97)$$

ga teng.

Shunday qilib, atom yarimo'tkazgichlarda panjaraning uzun to'lqinli akustik tebranishlarida elektronning sochilishida relaksatsiya vaqti haroratning birinchi darajasiga va energiya 1/2 darajasiga teskari proportsionaldir va o'rtacha erkin yo'l zaryad tashuvchilarning energiyasiga bog'liq emas.

Elektronlarning panjara tebranishlarida sochilishida germaniyning relaksatsiya vaqtini hisoblaylik. Xona haroratida sof germaniyda elektron harakatchanligi $\mu_n = 0,39 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ga teng. Agar $m_n^* = 0,3m_0$ deb olsak, $e/m_n^* = 6 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$, demak, $\tau_m = m_n^* \mu_n / e = 6.5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$.

(5.96) va (5.70) munosabatlarni taqqoslashdan kelib chiqadiki, zaryad tashuvchilarning energiyasi ortib borishi bilan ular ionlangan aralashmada sochilganda relaksatsiya vaqti ortadi, akustik tebranishlarda sochilganda esa kamayadi. Bu shuni anglatadiki, kirishma sochilishida sekin elektronlar va kovaklar ta'siri kuchli bo'ladi, va shuning uchun bu sochilish mexanizmi past haroratlarda yanada aniqroq bo'ladi. Akustik fononlarda sochilganda, asosiy hissa nisbatan tez elektronlar tomonidan amalga oshiriladi va bu sochilish mexanizmi yuqori haroratlarda muhimroq bo'ladi.

Qutbli yarimo'tkazgichlarda, shuningdek, atomlar orasidagi bog'lanish qisman ion xarakterga ega bo'lgan $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ tipidagi yarimo'tkazgich birikmalarida o'tkazuvchanlik elektronlari akustik tebranishlarga qaraganda optik tebranishlar bilan ancha kuchli ta'sir qiladi. Optik tebranishlar paytida yacheykadagi ionlarning siljishi qarama-qarshi yo'nalishda sodir bo'lganligi sababli, qarama-qarshi zaryadlar kristall bo'ylab tekis to'lqinlar shaklida harakatlanadigan elektr maydonlarini hosil qiladi. Uzun to'lqinli optik tebranishlar polarizatsiya to'lqinlari deb ataladi. Zaryad tashuvchilarning polarizatsiya to'lqinlari bilan o'zaro ta'siri ularning sochilishiga olib keladi. Bunday holda, bo'ylama tebranishlar ko'ndalang tebranishlarga qaraganda kuchliroq sochiladi. Elektronning optik fonon bilan har bir to'qnashuvi energiya bilan fononning paydo bo'lishiga yoki yo'qolishiga olib keladi. Optik fononning chastotasi kuchsiz ravishda kvaziimpuls q ga bog'liq, shuning uchun to'qnashuv paytida elektron energiyasi bir xil miqdorda ortadi yoki kamayadi:

$$\pm \hbar \omega_{op} = \pm \hbar \omega_0 \quad (5.98)$$

Bu yerda ω_0 - tebranishning bo'ylama optik tarmog'ining maksimal chastotasi.

Zaryad tashuvchi tomonidan bitta to'qnashuvda panjaraga o'tkaziladigan energiya, natijada paydo bo'lgan fononning energiyasiga emissiya va yutilish ehtimoli o'rtasidagi farqning ushbu ehtimollar yig'indisiga nisbati bilan ko'paytiriladi. Lekin (5.91) ga ko'ra fononning yutilish ehtimoli fonon konsentratsiyasi N_q ga, (5.92) ga ko'ra fononning emissiya ehtimoli $N_q + 1$ ga proporsionaldir. Demak, elektronning fononga o'tkazgan energiyasi quyidagilarga teng:

$$\Delta E = \hbar\omega_0 \frac{W^-(k, k') - W^+(k, k')}{W^-(k, k') + W^+(k, k')} = \hbar\omega_0 \frac{1}{2N_q + 1} = \hbar\omega_0 \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \quad (5.99)$$

(5.99) formuladan kelib chiqadiki, elektronning fononga energiya berib bitta to'qnashishiga fononning $2N_q + 1$ to'qnashishi mos keladi.

Yuqori haroratlarda, $T > \theta_0$ bo'lganda, ya'ni fonon energiyasi elektron energiyasidan ancha kichik bo'lganda

$$\delta_{op} = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2(kT)^2} \ll 1 \quad (5.100)$$

bo'ladi va sochilishni elastik deb hisoblash mumkin.

Bunday holda, aksariyat elektronlar uchun optik fononning yutilishi yoki emissiyasi paytida energiyaning o'zgarishi ahamiyatsiz bo'ladi. Shuning uchun biz relaksatsiya vaqtini t kiritamiz va uni (5.90) formuladan foydalanib aniqlashimiz mumkin. Yuqori haroratlarda ionli kristalldagi optik fononlarda elektronning sochilishi uchun, hisob-kitoblar shuni ko'rsatadiki, relaksatsiya vaqti

$$\tau_{op} = \frac{\sqrt{2E\hbar^2\varepsilon_r}}{2e^2kTm^{*1/2}} \quad (5.101)$$

va o'rtacha erkin yugurish yo'li

$$l_{op} = \frac{\hbar^2\varepsilon_r E}{e^2 m^* kT} \quad (5.102)$$

formulalar bilan aniqlanadi.

Past haroratlarda, $T < \theta_0$ bo'lganda, elektronlar faqat optik fononlarni o'zlashtira oladi, buning natijasida ularning energiyasi sezilarli darajada oshadi. Fonon chiqarish ehtimoli (5.92) fononni yutish ehtimolidan (5.91) $(N_q + 1)/N_q$ marta katta bo'lganligi uchun elektronning yuqori energiyali holatda qolish vaqti juda qisqa bo'ladi. Faraz qilishimiz mumkinki, elektron fononni yutgandan so'ng darhol bir xil energiyali fonon chiqaradi. Aslida, sochilishni fonon almashinuvi jarayoni deb hisoblash mumkin va shuning uchun elektronning energiyasi deyarli o'zgarmaydi, lekin uning kvaziimpulsi yo'nalishi kuchli o'zgaradi. Bu $\theta_0 = \hbar\omega/k$

xarakterli haroratdan sezilarli darajada past bo'lgan past haroratlarda ham panjaraning optik tebranishlari bilan o'zaro ta'sir qiluvchi elektron elastik tarzda sochiladi deb taxmin qilish imkonini beradi.

Past haroratlarda

$$N_q = \frac{1}{e^{\hbar\omega_0/kT} - 1} = e^{-\hbar\omega_0/kT} \quad (5.103)$$

(5.90) formula bo'yicha relaksatsiya vaqtini hisoblashda, ya'ni faqat fonon yutilishi hisobga olinganda relaksatsiya vaqti

$$\tau_{op} = \frac{3\sqrt{2}\hbar^2 \varepsilon_r e^{\hbar\omega_0/kT}}{2e^2 \sqrt{m^* \hbar \omega_0}} \quad (5.104)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Bundan ko'rinadiki, relaksatsiya vaqti energiyaga bog'liq bo'lmaydi, lekin haroratga eksponensial bog'liq bo'ladi.

Bu holda elektronlarning erkin yugurish yo'li

$$l_{op} = \frac{3\hbar^2 \varepsilon_r e^{\hbar\omega_0/kT} \sqrt{E}}{e^2 m^* \sqrt{m^* \hbar \omega_0}} \quad (5.105)$$

munosabat orqali aniqlanadi, ya'ni zaryad tashuvchilar energiyasining $\frac{1}{2}$ darajasiga proporsional bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Elektron va teshiklarning sochilish mexanizmlarini tushuntiring?
2. Boltsman kinetik tenglamasini yozing va tushuntiring?
3. Relaksatsiya vaqti deb nimaga aytiladi?
4. Kirishma ionlaridagi sochilishni tushuntiring?
5. Dislokatsiyalarda sochilish deganda nimani tushunasiz?
6. Panjaraning termik tebranishlarida sochilishni tushuntiring.
7. Sochilish kesimi deb nimaga aytiladi?

VI bob

YARIMO'TKAZGICHLARDA KINETIK HODISALAR

6.1. Nomuvozanatli taqsimot funksiyasi

Kochish hodisalarini Bolstmannning kinetik tenglamasi yordamida tavsiflash uchun elektronlar va kovaklarning nomuvozanatli taqsimot funksiyasini bilish kerak. Uni elektr va magnit maydonlaridagi va harorat gradientiga ega bo'lgan aynimagan yarimo'tkazgich uchun aniqlaymiz. Sferik izoenergetik sirtli yarimo'tkazgich uchun elektronlar energiyasi

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \quad (6.1)$$

Ularning tezligi

$$v = \frac{e}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} = \frac{\hbar}{m_n^*} k \quad (6.2)$$

Elektr va magnit maydonlar mavjudligida elektronga

$$\mathbf{F} = -e(\mathcal{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]) \quad (6.3)$$

kuch ta'sir qiladi va stasionar hol uchun (5.44) kinetik tenglama

$$(\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}}f) - \frac{e}{\hbar}(\boldsymbol{\delta} + [\mathbf{v}\mathbf{B}])\nabla_{\mathbf{k}}f = -f_1(\mathbf{k})/\tau_e \quad (6.4)$$

ko'rinishni oladi, bu yerda τ_e – elektronning relaksatsiya vaqti; $E = -\nabla\varphi$; φ – elektrostatik potensial.

Nomuvoznatli taqsimot funksiyasi $f(\mathbf{k}) = f_0 + f_1(\mathbf{k})$ muvozanatli taqsimot funksiyasidan kam farq qiladi deb faraz qilamiz. U holda (6.4) tenglamada magnit maydoni qatnashmagan barcha hadlarda f ni f_0 ga almashtirish mumkin.

$$(\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}}f_0) - \frac{e}{\hbar}(3\nabla_{\mathbf{k}}f_0) - \frac{e}{\hbar}[\mathbf{v}\mathbf{B}]\nabla_{\mathbf{k}}f = -\frac{f_1(\mathbf{k})}{\tau_e} \quad (6.5)$$

Aynimagan elektron gazi uchun

$$\frac{\partial f_0}{\partial E} = -\frac{1}{kT} e^{-(E-F)/kT} \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial T} = \frac{E-F}{kT^2} e^{-(E-F)/kT} = \frac{F-E}{T} \frac{\partial f_0}{\partial E} \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial F} = \frac{1}{kT} e^{-(E-F)/kT} = -\frac{\partial f_0}{\partial E} \quad (6.8)$$

Shuning uchun

$$\nabla_{\mathbf{r}}f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial T}\nabla T + \frac{\partial f_0}{\partial F}\nabla F = \frac{\partial f_0}{\partial E}\left(\frac{F-E}{T}\nabla T - \nabla F\right) \quad (6.9)$$

$$\nabla_{\mathbf{k}}f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{\hbar^2}{m_{rt}^*} \mathbf{k} = \hbar \frac{\partial f_0}{\partial E} \mathbf{v} \quad (6.10)$$

va

$$[\mathbf{v}\mathbf{B}]\nabla_{\mathbf{k}}f = [\mathbf{v}\mathbf{B}]\nabla_{\mathbf{k}}(f_0 + f_1) = \hbar \frac{\partial f_0}{\partial E} [\mathbf{v}\mathbf{B}]\mathbf{v} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]\nabla_{\mathbf{k}}f_1 \quad (6.11)$$

Lekin $[\mathbf{v}\mathbf{B}]\mathbf{v} = [\mathbf{v}\mathbf{v}]\mathbf{B} = 0$, shuning uchun

$$f_1(\mathbf{k}) = -\frac{\partial f_0}{\partial E} \chi_{vi} \mathbf{k} = -\frac{m_{nt}^*}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial E} (\chi_{rs} \mathbf{v}) \quad (6.12)$$

$$\nabla_{\mathbf{k}} f_1 = -\nabla_{\mathbf{k}} \left\{ \frac{\partial f_0}{\partial E} (\chi_n \mathbf{k}) \right\} = -\frac{\partial f_0}{\partial E} \chi_n - \left\{ \hbar \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \chi_n \right) \right\} \mathbf{v} \quad (6.13)$$

U holda

$$(\mathbf{vB}) \nabla_{\mathbf{k}} f = [\mathbf{vB}] \nabla_{\mathbf{k}} f_1 = -\frac{\partial f_0}{\partial E} ([\mathbf{vB}] \chi_n) = -\frac{\partial f_0}{\partial E} [\mathbf{B} \chi_n] \mathbf{v} \quad (6.14)$$

chunki $[\mathbf{vB}] \chi_n = [\mathbf{B} \chi_n] \mathbf{v}$.

(6.8), (6.9), (6.10) ba (6.14) lardan foydalanib, (6.5) dan

$$\begin{aligned} f_1(\mathbf{k}) &= -\frac{m_n^*}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial E} (\chi_n \mathbf{v}) = \\ &= -\tau_e \frac{\partial f_0}{\partial E} \left\{ \frac{F-E}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) + \frac{e}{\hbar} [\mathbf{B} \chi_n] \right\} \mathbf{v} \end{aligned} \quad (6.15)$$

ni olamiz. Mos holda (6.12) ga asosan

$$\chi_n = -\frac{\hbar}{m_n^*} \tau_e \left\{ \frac{E-F}{T} \nabla T + \nabla(F - e\varphi) - \frac{e}{\hbar} [\mathbf{B} \chi_n] \right\} \quad (6.16)$$

E' energiya va Fermi sathi F'

$$\begin{aligned} E' &= -\frac{\hbar^2 \mathbf{k}'^2}{2m_p^*} \\ F' &= -E_g - F \end{aligned}$$

ga teng bo'lganligi uchun, bu yerda E_g – man qilingan zona kengligi,

$$\chi_P = -\frac{\hbar}{m_p^*} \tau_h \left\{ \frac{E' + E_g + F}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) + \frac{e}{\hbar} [\mathbf{B} \chi_P] \right\}. \quad (6.19)$$

kelib chiqadi, buyerda τ_h - kovakning relaksatsiya vaqti.

(6.16) va (6.19) lardan χ_n va χ_p larni aniqlash

$$\mathbf{x} = \mathbf{a} + [\mathbf{bx}]. \quad (6.20)$$

vektor tenglamani yechishga olib kelinadi. (6.20) tenglamani $\mathbf{b}$ vektorga skalyar ko'paytiramiz:

$$(bx) = (ba) + b[bx] = (ba) \quad (6.21)$$

Endi (6.20) tenglamani $\mathbf{b}$ vektorga vektor ko'paytiramiz:

$$[\mathbf{bx}] = [\mathbf{ba}] + [\mathbf{b}[bx]] = [\mathbf{ba}] + \mathbf{b}(\mathbf{bx}) - \mathbf{x}(\mathbf{bb}) = [\mathbf{ba}] + \mathbf{b}(\mathbf{ba}) - \mathbf{x}b^2 \quad (6.22)$$

U holda

$$\mathbf{x} = \mathbf{a} + [\mathbf{ba}] + \mathbf{b}(\mathbf{ba}) - \mathbf{x}b^2 \quad (6.23)$$

Bu yerdan

$$\mathbf{x} = \frac{\mathbf{a} + [\mathbf{ba}] + \mathbf{b}(\mathbf{ba})}{1 + b^2} \quad (6.24)$$

Agar (6.24) dan foydalansak, (6.16) va (6.19) larni quyidagicha yozish mumkin

$$\chi_n = -\frac{\hbar\tau_e}{m_n^*} \left[\frac{\frac{E-F}{T}\nabla T + \nabla(F-e\varphi) + \frac{e\tau_e}{m_n^*} \left[\mathbf{B} \left\{ \frac{E-F}{T}\nabla T + \nabla(F-e\varphi) \right\} \right]}{1 + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*} B \right)^2} + \right. \\ \left. + \frac{\left(\frac{e\tau_e}{m_n^*} \right)^2 \left(\mathbf{B} \left\{ \frac{E-F}{T}\nabla T + \nabla(F-e\varphi) \right\} \right) \mathbf{B}}{1 + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*} B \right)^2} \right]; \quad (6.25)$$

$$\chi_p = -\frac{\hbar\tau_h}{m_p^*} \left[\frac{\frac{E'+Eg+F}{T}\nabla T - \nabla(F-e\varphi) - \frac{e\tau_h}{m_p^*} \left[\mathbf{B} \left\{ \frac{E'+Eg+F}{T}\nabla T - \nabla(F-e\varphi) \right\} \right]}{1 + \left(\frac{e\tau_h}{m_p^*} B \right)^2} + \right. \\ \left. + \frac{\left(\frac{e\tau_h}{m_p^*} \right)^2 \left(\mathbf{B} \left\{ \frac{E'+Eg+F}{T}\nabla T - \nabla(F-e\varphi) \right\} \right) \mathbf{B}}{1 + \left(\frac{e\tau_h}{m_p^*} B \right)^2} \right]; \quad (6.26)$$

6.2. Yarimo'tkazgichlarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi

Harorat gradienti va magnit maydoni yo'qligida, izoenergetik sirti sfera bo'lgan bir jinsli aynimagan yarimo'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchalligini hisoblaymiz. Yarimo'tkazgich bir jinsli elektr maydonida joylashgan bo'lsin,

Birlik hajmdagi kristallning $d\tau_{\mathbf{k}}$ hajm elementida (5.12) ga asosan elektronlar soni

$$dn = f(\mathbf{k}) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} \quad (6.27)$$

Bu elektronlar tashqi elektr maydoni ta'sirida $\mathbf{v}$ tezlik bilan harakatlenganda

$$d\mathbf{J} = -e\mathbf{v}f(\mathbf{k}) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} \quad (6.28)$$

elementar tok zichligini hosil qiladi. Agar yarimo'tkazgichda iki xil zaryad tashuvchilar bo'lsa, to'la tok zichligi

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p = -\frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_E)} \mathbf{v}_n f_n(\mathbf{k}) d\tau_{\mathbf{k}} + \frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_E)} \mathbf{v}_p f_p(\mathbf{k}') d\tau_{\mathbf{k}'}, \quad (6.29)$$

bu yerda $\mathbf{v}_n, f_n(\mathbf{k})$ va $\mathbf{v}_p, f_p(\mathbf{k}')$ - elektronlar va kovaklarning tezliklari va nomuvozanatli taqsimot funksiyalari. Integrallash butun Brilluyen zonasi bo'yicha olib borilishi kerak.

Agar (6.29) ga muvozanatli taqsimot funksiyalarini qo'ysak,

$$\mathbf{J} = \int_{(V_E)} \mathbf{v} f_0(\mathbf{k}) d\tau_{\mathbf{k}} = 0 \quad (6.30)$$

kelib chiqadi, bu yerda $f_0(\mathbf{k})$ - juft funksiya, $\mathbf{v} f_0(\mathbf{k}) = \frac{\hbar}{m^*} \mathbf{k} f_0(\mathbf{k})$ - toq funksiya va simmetrik chegaralar bo'yicha integrallanganda nolga teng.

$$f_n(\mathbf{k}) = f_0 + f_1^{(n)}(\mathbf{k}) = f_0 - \frac{\partial f_0}{\partial E}(\chi_n \mathbf{k}) \quad (6.31)$$

(6.30) ni hisobga olib, (6.29) o'rniga

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= -\frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_B)} \mathbf{v}_n f_1^{(n)}(\mathbf{k}) d\tau_{\mathbf{k}} + \frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_B)} \mathbf{v}_p f^{(p)}(\mathbf{k}') d\tau_{\mathbf{k}'} = \\ &= \frac{e\hbar}{4\pi^3 m_n^*} \int_{(V_B)} \frac{\partial f_0}{\partial E}(\chi_n \mathbf{k}) \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}} - \frac{e\hbar}{4\pi^3 m_p^*} \int_{(V_B)} \frac{\partial f_{0p}}{\partial E'}(\chi_p \mathbf{k}') \mathbf{k}' d\tau_{\mathbf{k}'} \end{aligned} \quad (6.32)$$

ga ega bo'lamiz. Yarimo'tkazgich bir jinsli bo'lganligi uchun $\nabla_r f = 0$ va harorat gradient yo'q bo'lganda ($\nabla T = 0$) (6.9) tenglik asosida

$$\nabla F = 0 \quad (6.33)$$

Elektr maydoni mavjudligida $E = -\nabla\varphi$ va magnit maydoni yo'qligida ($\mathbf{B} = 0$), (6.33) ni hisobga olib, (6.25) va (6.26) lardan:

$$\chi_n = -\frac{e\hbar\tau_e}{m_n^*} E \quad (6.34)$$

$$\chi_p = \frac{e\hbar\tau_h}{m_p^*} \quad (6.35)$$

ifodalarga ega bo'lamiz. (6.34) dan foydalanib, elektron tok zichligi uchun quyidagini yozamiz

$$\mathbf{J}_n = -\frac{e^2 \hbar^2}{4\pi^3 m_n^{*2}} \int_{(V_E)} \tau_e \frac{\partial f_0}{\partial E}(\mathbf{k}E) \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}}. \quad (6.36)$$

Aynimagan yarimo'tkazgich uchun energiyani o'tkazuvchanlik sohasining tubidan hisoblashda (4.66) ga asosan elektronlar soni

$$n = N_c e^{-(E_c - F)/kT} = N_c e^{F/kT} \quad (6.37)$$

munosabat orqali aniqlanadi. Aynimagan holat uchun $f_0 = e^{-(E-F)/kT}$ bo'lganligi uchun

$$\frac{\partial f_0}{\partial E} = -\frac{1}{kT} e^{-(E-F)/kT} = -\frac{n}{kTN_c} e^{-E/kT}. \quad (6.38)$$

(6.38) ni (6.36) ga qoyamiz:

$$\mathbf{J}_n = \frac{e^2 \hbar^2 n}{4\pi^3 m_n^{*2} kTN_c} \int_{(V_E)} \tau_e e^{-E/kT} (\mathbf{k}\boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}} \quad (6.39)$$

Agar

$$\int F(\mathbf{k})(\mathbf{k}\boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}} = \frac{4\pi}{3} \boldsymbol{\varepsilon} \int_0^\infty F(\mathbf{k}) k^4 dk \quad (6.40)$$

munosabatdan foydalansak, (6.39) ni

$$\mathbf{J}_n = \frac{e^2 \hbar^2 n \boldsymbol{\varepsilon}}{4\pi^3 m_n^* kTN_c} \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \tau_e e^{-E/kT} k^4 dk \quad (6.41)$$

ko'rinishda yozish mumkin. $\alpha = E/kT$, deb belgilab,

$$k^4 dk = \frac{(2m_n^* kT)^{5/2}}{2\hbar^5} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (6.42)$$

ga ega bo'lamiz. (6.42) ni (6.41) ga qo'yib va $N_c = 2(2\pi m_n^* kT/\hbar^2)^{3/2}$ ekanligini hisobga olib,

$$\mathbf{J}_n = \frac{e^2 n}{m_n^*} \boldsymbol{\varepsilon} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_e e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (6.43)$$

ni hosil qilamiz. Belgilash kiritamiz

$$\langle \tau_e \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_e e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (6.44)$$

U holda

$$J_n = \frac{e^2 n \langle \tau_e \rangle}{m_n^*} \mathcal{B} = en\mu_n \mathcal{E} = \sigma_n \mathcal{B} \quad (6.45)$$

bu yerda

$$\mu_n = \frac{e \langle \tau_e \rangle}{m_n^*} \quad (6.46)$$

- dreyf harakatchanlik,

$$\sigma_n = en\mu_n \quad (6.47)$$

- elektronlar uchun solishtirma o'tkazuvchanlik.

Mos ravishda kovaklar toki

$$J_p = \frac{e^2 p \langle \tau_h \rangle}{m_p^*} \mathcal{E} = ep\mu_p \mathcal{E} = \sigma_p \mathcal{E} \quad (6.48)$$

Bu yerda kovaklarning o'rtacha relaksatsiya vaqti

$$\langle \tau_h \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_h e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (6.49)$$

Kovaklarning dreyf harakatchanligi

$$\mu_p = \frac{e \langle \tau_h \rangle}{m_p^*} \quad (6.50)$$

va solishtirma o'tkazuvchanligi

$$\sigma_p = ep\mu_p \quad (6.51)$$

Mos holda ikki xil zaryad tashuvchilarga ega yarim'tkazgichdagi to'la tok zichligi

$$J = J_n + J_p = (\sigma_n + \sigma_p) \mathcal{E} = \sigma \mathcal{E} \quad (6.52)$$

Bu yerda $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ – yarim'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi.

6.3. Zaryad tashuvchilar harakatchanligining haroratga bog'liqligi

Zaryad tashuvchilarning harakatchanligini hisoblash uchun o'rtacha relaksatsiya vaqtini bilish kerak ekanligi (6.46) va (6.50) lardan kelib chiqadi. Lekin relaksatsiya vaqtiga sochilish mexanizmlari kuchli ta'sir qiladi. Shuning uchun zaryad tashuvchilarning Kristall panjaradagi turli nuqsonlar bilan to'qnashishida harakatchanlik haroratga aturlicha bog'liq bo'ladi.

A. Panjara tebranishlarida sochilish

Atomli yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilarning panjara akustik tebranishlarida sochilishida (5.96) ga asosan relaksatsiya vaqti

$$\tau_l = \frac{\tau_0 t}{m^{3/2}} T^{-1} E^{-1/2} \quad (6.53)$$

ga teng bo'ladi. (6.44) ga asosan

$$\langle \tau_l \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{\tau_0 t}{m^{3/2} k^{1/2}} T^{-3/2} \quad (6.54)$$

va

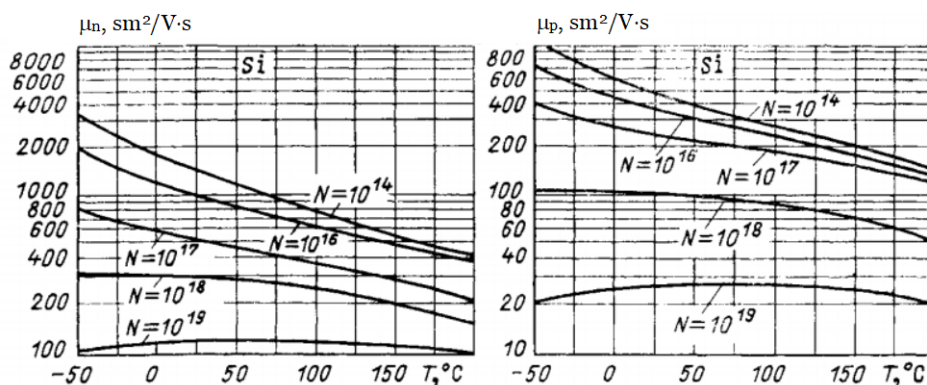
$$\mu_l = \frac{4e}{3\sqrt{\pi}\pi} \frac{\tau_0 l}{k^{1/2} m^{3/2}} T^{-3/2} \quad (6.55)$$

Harakatchanlikni erkin yugurish yo'li orqali ifodalash mumkin. (5.97) dan foydalanib,

$$\mu_l = \frac{4el}{3(2\pi m^* kT)^{1/2}} \quad (6.56)$$

ga ega bo'lamiz.

(6.55) dan kelib chiqadiki, atomli yarimo'tkazgichlarda panjaraning issiqlik tebranishlarida sochilganda zaryad tashuvchilarning harakatchanligi temperatura ortishi bilan kamayadi. Bundan tashqari harakatchanlik effektiv massaning 5/2 darajasiga teskari proporsional. $m_n^* < m_p^*$ bo'lganligi uchun elektronlarning harakatchanligi kovaklarnikidan katta bo'ladi. Zaryad tashuvchilarning kichik effektiv massalarida harakatchanlik eng yuqori bo'ladi. (6.1-jadval).



6.1-rasm. Kremniy na'munalarida elektronlar va kovaklar dreyf harakatchanligining haroratga bog'liqligi

B. Ionlashgan kirishmalardagi sochilish. Kirishmalar ionlaridagi sochilishda relaksatsiya vati (5.70) va (5.71) larga asosan

$$\tau_I = \frac{\sqrt{2}\epsilon_r^2 m^{*1/2} E^{3/2}}{\pi Z^2 e^4 N_I \ln \left[1 + \left(\epsilon_r E / Ze^2 N_I^{1/3} \right)^2 \right]} \quad (6.57)$$

Bu ifodani o'rtachalashtirishda logarifmik hadga qolgan hadlar maksimumga erishadigan energiya qo'yilganda sekin o'zgargani uchun uni integraldan tashqariga chiqarish mumkin. Buning uchun $E = 3kT$ bo'lishi kerak. Shuning uchun o'rtacha relaksatsiya vaqti

$$\langle \tau_I \rangle = \frac{8\sqrt{2}\epsilon_r^2 k^{3/2} m^{*1/2} T^{3/2}}{\pi^{3/2} Z^2 e^4 N_I \ln \left[1 + \left(3e_r kT / Ze^2 N_I^{1/3} \right)^2 \right]} \quad (6.58)$$

Harakatchanlik esa

$$\mu_I = \frac{8\sqrt{2}\varepsilon_r^2 k^{3/2} T^{3/2}}{\pi^{3/2} Z^2 e^3 N_I m^{*1/2} \ln \left[1 + \left(3\varepsilon_r kT / Ze^2 N_I^{1/3} \right)^2 \right]} \quad (6.59)$$

O'ta yuqori haroratlarda

$$\mu_I \approx \mu_{0I} T^{3/2} \quad (6.60)$$

deb hisoblash mumkin.

(6.60) formuladan kelib chiqadiki, kirishma ionlariga sochilish natijasida yuzaga keladigan zaryad tashuvchilarning harakatchanligi haroratning pasayishi bilan kamayadi. Buning sababi shundaki, kristall haroratining oshishi bilan zaryad tashuvchilarning issiqlik tezligi oshadi va bu zaryad tashuvchilarning ionlangan aralashmalar atomlari bilan o'zaro ta'sirining zaiflashishiga olib keladi, chunki o'zaro ta'sir davomiyligi kamayadi. Bundan tashqari, ma'lum bir haroratda kirishma konsentratsiyasi ortishi bilan harakatchanlik pasayadi, bu sochilish ta'sirini kuchaytiradi. Bu eksperimental ma'lumotlarga mos keladi. Misol tariqasida, 6.1-rasmda turli xil aralashmalar konsentratsiyasiga ega bo'lgan kremniy namunalarida elektronlar va kovaklarning harakatchanligining haroratga bog'liqligi ko'rsatilgan.

C. Neytral kirishmalarda sochilish

Zaryad tashuvchilar neytral kirishmalarda sochilganda, (5.73) ifodaga ko'ra, relaksatsiya vaqti zaryad tashuvchining harorati va energiyasiga bog'liq emas. Shu sababli, neytral aralashmalar atomlarda sochilishi natijasida yuzaga keladigan zaryad tashuvchilarning harakatchanligi haroratga aniq bog'liq emas

$$\mu_A = e^2 m^* / 20 \varepsilon_r \hbar^3 N_A. \quad (6.61)$$

ga teng boladi.

G. Dislokatsiyalarda sochilish

Zaryad tashuvchilar dislokatsiyalarda sochilganda harakatchanlik

$$\mu_D = \frac{eT^{-1/2}}{2^{3/2} \pi^{1/2} k^{1/2} m^{*1/2} R N_D} \quad (6.62)$$

ga teng bo'ladi.

D. Sochilishning murakkab mexanizmi

Haqiqiy yarimo'tkazgichlarda panjara maydonining qat'iy davriyligi unda turli nuqsonlar mavjudligi natijasida buziladi. Shu sababli, sochilish mexanizmi murakkab. Agar biz barcha sochilish mexanizmlarini mustaqil deb hisoblasak, u holda sochilishning umumiy ehtimoli har bir sochilish markazida sochilish ehtimoli yig'indisiga teng, ya'ni

$$W(k, k') = \sum_i W_i(k, k') \quad (6.63)$$

Bu holda to'la relaksatsiya vaqti τ (5.49) ga asosan

$$\tau^{-1} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{(v_5)} \sum_i W_i(\mathbf{k}, k') (1 - \cos \theta) d\tau_{k'} = \sum_i^1 \tau_i^{-1} \quad (6.64)$$

yoki

$$\tau = (\sum_i \tau_i^{-1})^{-1} \quad (6.65)$$

Tabiiyki, turli xil sochilish mexanizmlarining umumiy relaksatsiya vaqtiga hissasi kristall haroratiga bog'liq. Zaryad tashuvchilarning energiyasi o'zgarganda, ba'zi bir sochilish mexanizmlarining roli pasayadi, boshqalarning roli kuchayadi, shuning uchun tashqi elektr maydoni ta'sirida zaryad tashuvchilar harakatining tabiati ma'lum bir harorat oralig'ida sochilish mexanizmlaridan qaysi biri dominant ekanligiga bog'liq. Juda past haroratlarda (6.65) ifoda faqat kirishma atomlari va dislokatsiyalar bilan sochilishini hisobga olishi mumkin. Haroratning oshishi bilan bu mexanizmlarning roli kirishma ionlari bilan sochilishiga nisbatan kamayadi. Yuqori haroratlarda fononlarning sochilishi dominant bo'ladi. Demak, umumiy harakatchanlik kirishma ionlari va fononlarga sochilish yo'li bilan aniqlanadi va (6.65) ga ko'ra $\mu = (\mu_i^{-1} + \mu_l^{-1})^{-1}$ ga teng deb taxmin qilish mumkin va haroratga qarab, (6.55) va (6.59) ni hisobga olgan holda, u munosabatlar shakli aniqlanadi.

$$\frac{1}{\mu} = aT^{-3/2} + bT^{3/2} \quad (6.66)$$

korinishda yoziladi, bu yerda a va b - doimiyliklar.

(6.66) formuladan kelib chiqadiki, atomar yarimo'tkazgichlarda harorat ortishi bilan zaryad tashuvchilarning harakatchanligi $T^{3/2}$ ga mutanosib ravishda ortadi, agar sochilish faqat aralashma ionlarida sodir bo'lsa, u maksimal darajadan o'tadi va agar tarqalish markazlari faqat uzun p -to'lqinli bo'lsa, $T^{3/2}$ ga proporsional ravishda kamayadi.

Tajriba shuni ko'rsatadiki, harakatchanlikning haroratga bunday bog'liqligi haqiqatan ham yarimo'tkazgichlarda kuzatiladi. Misol tariqasida, 6.2-rasmda indiy antimonididagi elektron va kovak harakatchanliklarining haroratga bog'liqligi ko'rsatilgan.

E. Solishtirma o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi

Zaryad tashuvchilarning harakatchanligi va konsentratsiyasining haroratga bog'liqligini hisobga olib, hususiy yarimo'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligini

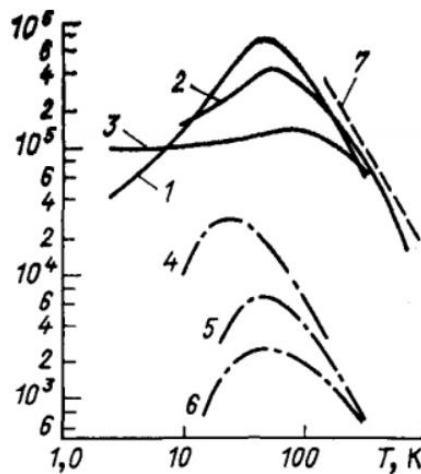
$$\sigma = en_i\mu_n + ep_i\mu_p = AT^{3/2+p}e^{-E_i/2kT} \quad (6.67)$$

ko'rinishda yozish mumkin. $E_\Omega \gg kT$ bo'lganda $T^{2/2+p}$ ko'paytma harorat o'zgarishi bilan sekin o'zgaradi, $e^{-E_i/2kT}$ ko'paytma esa haroratga kuchli bog'liq. Shuning uchun uncha yuqori bo'lmagan temperaturalarda

$$AT^{3/2+p} = \sigma_0 = \text{const},$$

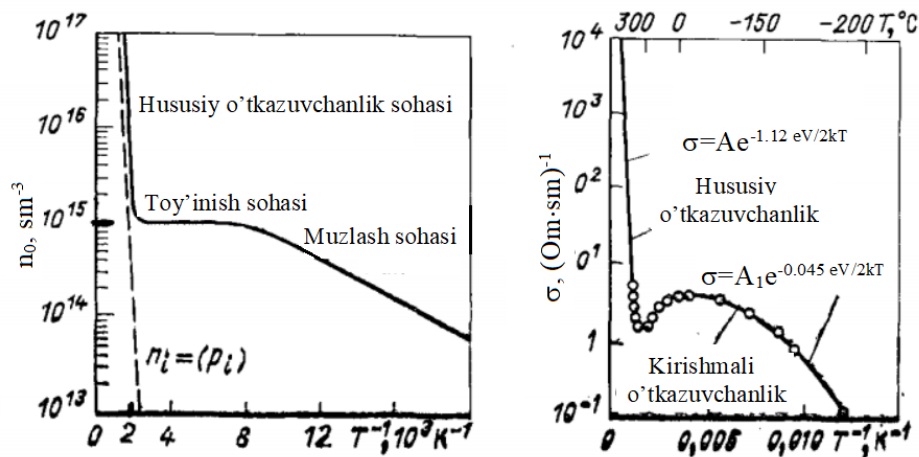
deb hisoblash mumkin va (6.67) ifoda soddaroq ifoda bilan almashtirilishi mumkin.

$$\sigma = \sigma_0 e^{-E_i/2kT} \quad (6.69)$$



6.2-rasm. Indiy antimonidagi elektronlar va kovaklar harakatchanligining haroratga bog'liqligi

6.3-rasmdan ko'rinib turibdiki, kirishmali yarimo'tkazgichda yetarlicha yuqori haroratlarda yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi hususiy bo'ladi. Past haroratlarda kambag'allashgan sohada asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi doimimiy bo'ladi va elektr o'tkazuvchanlik temperatura o'zgarishi bilan harakatchanlikka qarab o'zgaradi.



6.3-rasm. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi

6.4. Xoll effekti

O'tkazgicha bir vaqtda elektr va magnit maydonlari ta'sir qilgandagi kinetik hodisalar galvanomagnit hodisalar deyiladi. Xoll effekti shunday hodisalardan biridir. Kuchsiz magnit maydoni uchun Xoll effektini ko'rib chiqamiz. Kuchsiz magnit maydoni deb magnit maydonidagi aylanish davri relaksatsiya vaqtidan ancha katta bo'lgan maydonlarga aytiladi.

$$\tau \ll T_c \quad (6.70)$$

m^* effektiv massali zaryad tashuvchining aylanish chastotasi, ya'ni siklotron chastota rezonansi (2.150) ga asosan:

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T_c} = \frac{e}{m^*} B \quad (6.71)$$

ga teng. Shuning uchun kuchsiz maydonlarda

$$\frac{\tau\omega_c}{2\pi} = \frac{e\tau}{2\pi m^*} B = \frac{\mu B}{2\pi} \ll 1, \quad (6.72)$$

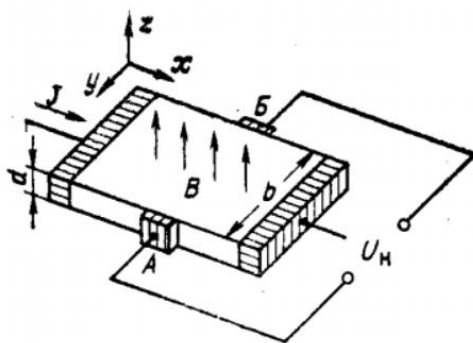
Kuchli maydonlarda esa

$$\frac{\tau\omega_c}{2\pi} = \frac{\mu B}{2\pi} \gg 1. \quad (6.73)$$

Shunday qilib, kuchli va kuchsiz maydonlar sharti nafaqat magnit maydon induksiyasi, balki harakatchanlik bilan ham aniqlanadi.

Agar erkin yugurish yo'li $l = v\tau$ va siklotron orbita radiusi $= v/\omega_c$, dan foydalansak,

$$l/r = \tau\omega_c. \quad (6.74)$$



6.4-rasm. Xoll effektini o'lchash namunasi

Korinib turibdiki, kuchsiz magnit maydonida $r \gg l$, bo'lganligi uchun B ga tik tekislikda aylan bo'ylab harakatlanayotga zaryad tashuvchi to'qnashguncha kam masofani o'tadi, kuchli magnit maydonida esa ko'p masofani o'tib, kuchli egiladi.

Faraz qilaylik, to'g'ito'rtburchak plastinka shaklidagi yarimo'tkazgichdan elektr maydoni ta'sirida

$$\mathbf{J} = -en\mathbf{v} = \sigma\mathbf{E}. \quad (6.75)$$

tok zichligi oqmoqda. Agar yarimo'tkazgich bir jinsli bo'lsa, ekvipotensial sirtlar elektr maydoni yo'nalshiga va mos ravishda tok zichligi vektoriga perpendikulyar bo'ladi. Shuning uchun 6.4-rasmdagi $\mathbf{J}$ ga tik tekislikdagi A va B nuqtalar orasidagi potentsiallar farqi nolga teng.

Endi yarimo'tkazgichni 6.4-rasmda ko'rsatilganidek, tok vektoriga perpendikulyar magnit maydonga joylashtiramiz. Bunday holda, v tezligida harakatlanuvchi zaryad tashuvchiga Lorents kuchi ta'sir qiladi

$$\mathbf{F} = \pm e[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (6.76)$$

Bu kuch $\mathbf{v}$ va $\mathbf{B}$ ga tik bo'ladi, bu yerda plus – kovakka, minus – elektronga tegishli.

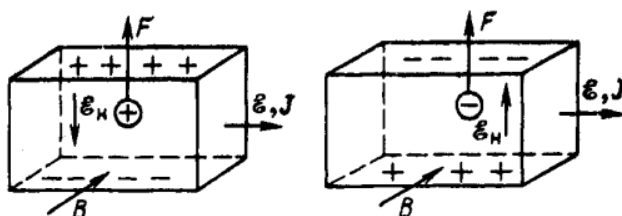
Lekin

$$v = \pm \frac{e(\tau)}{m^*} E, \quad (6.77)$$

Shuning uchun

$$F = \frac{e^2 \langle \tau \rangle}{m^*} [EB] \quad (6.78)$$

(6.78) dan kelib chiqadiki, Lorents kuchining yo'nalishi zaryad tashuvchining belgisiga bog'liq emas, balki E va B yoki J va B vektorlarining yo'nalishi bilan belgilanadi. Binobarin, agar zaryad tashuvchilarning tezligi tashqi elektr maydoni bilan aniqlansa, u holda Lorents kuchi ta'sirida elektronlar va kovaklar bir xil yo'nalishda burilib ketadi.



6.5-rasm. p-tipli va n-tipli namunalarda zaryad tashuvchilarning magnit maydoni ta'sirida ogishi.

6.5-rasmda ko'rsatilgan tanlangan B va E yo'nalishlari uchun Lorents kuchi F yuqoriga yo'naltirilgan. Ushbu kuch ta'sirida akseptor yarimo'tkazgichdagi kovaklar (6.5-rasm, a) va donor yarim o'tkazgichdagi elektronlar (6.5-rasm, b) namunaning yuqori yuzasiga suriladi, buning natijasida namunaning pastki yuzasida ularning yetishmasligi paydo bo'ladi, bu esa yuqori sirtida qarama-qarshi ishorali zaryadlanishiga olib keladi. Zaryadni ajratish natijasida magnit maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan E_H kuchlanganlikdagi elektr maydoni paydo bo'ladi. Xoll maydoni deb ataladigan bu maydonning yo'nalishi zaryad tashuvchilarning belgisiga bog'liq. Bizning holatda, E_H Xoll maydoni p -namunada pastga va n -namunada yuqoriga yo'naltirilgan. Magnit maydon ta'sirida tok o'tgan yarimo'tkazgichda ko'ndalang elektr maydonining paydo bo'lishi hodisasi Xoll effekti deb ataladi. E_H maydon kuchi bu maydondan kelib chiqadigan kuch Lorents kuchini kompensatsiya qilmaguncha ortadi:

$$-eE_x = evB \quad (6.79)$$

Bu holatda zaryad tashuvchilar namuna bo'ylab faqat bo'ylamasiga elektr maydoni E ta'sirida harakat qiladilar va shuning uchun yo'nalish bo'yicha tok zichligi J kuchga to'g'ri keladi.

F. Umumiy elektr maydon kuchlanganligi vektori $E' = E + E_H$, 6.6-rasmda ko'rsatilgandek, ma'lum bir burchak bilan aylantirilgan. J va E burchakning oqimining yo'nalishiga nisbatan φ Xoll burchagi deb ataladi. Endi ekvipotensial

sirtlar dastlabki holatga nisbatan φ burchak bilan aylantiriladi, shuning uchun A va B nuqtalari orasidagi namunada Xoll EYUK deb ataladigan potensial farq paydo bo'ladi (6.4-rasm). Agar na'muna kengligi b bo'lsa,

$$V_H - \therefore - \quad (6.80)$$

(6.75) dan foydalanib,

$$V_H = -\frac{1}{en}JBb = RJBb. \quad (6.81)$$

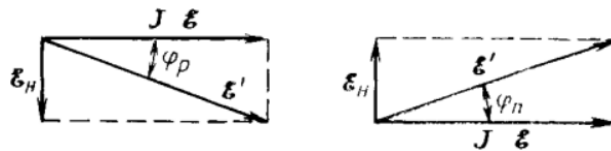
ga ega bo'lamiz. (6.81) dagi R kattalik Xoll doimiysi deyiladi. Elektronlar holida Xoll doimiysi

$$R = -\frac{1}{en^2} \quad (6.82)$$

ga teng.

Agar zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi p bo'lgan kovaklar bo'lsa, $e\mathcal{E}_H = evB$, shuning uchun

$$R = \frac{1}{ep} \quad (6.83)$$



6.6-rasm. p-tipli va n-tipli namunalarda Xoll burchagi.

(6.82) va (6.83) tengliklaridan kelib chiqqan holda, Xoll koeffitsienti zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasiga teskari proportsionaldir va uning ishorasi zaryad tashuvchilarning ishorasi bilan mos keladi. Xoll effektini ko'rib chiqishda zaryad tashuvchilarning energiya bo'yicha statistik taqsimoti va relaksatsiya vaqtining energiyaga bog'liqligi hisobga olinmadi.

Xoll burchagi (6.6-rasm)

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{B_H}{\mathcal{E}} \quad (6.84)$$

munosabatdan aniqlanishi mumkin, $\operatorname{tg} \varphi$ ning ishorasi Xoll maydoni yo'nalishi bilan aniqlanadi: kovaklar uchun musbat, elektronlar uchun manfiy. Agar magnit maydoni kuchsiz bo'lsa,

$$\varphi = \frac{\mathcal{F}_H}{\mathcal{E}} = \frac{RJB}{\mathcal{E}} = R\sigma B, \quad (6.85)$$

deb hisoblash mumkin. Bu yerdan

$$R = \frac{\varphi}{\sigma B}. \quad (6.86)$$

ekanligi kelib chiqadi. Elektron yarimo'tkazgich uchun

$$\sigma_n = en\mu_n, \quad (6.87)$$

bo'lganligi uchun Xoll burchagi

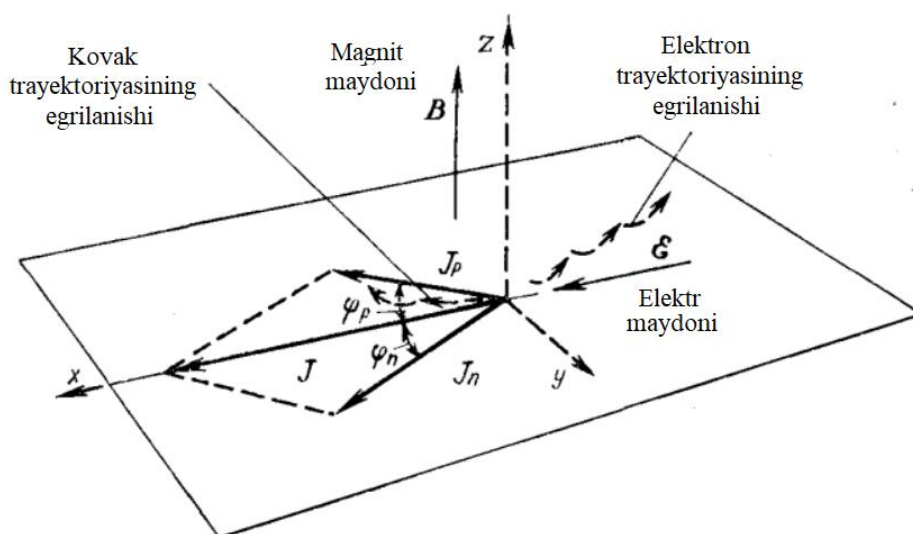
$$\varphi_n = R_n \sigma_n B = \mu_n B. \quad (6.88)$$

Xuddi shunga o'xshash kovak yarimo'tkazgich uchun

$$\varphi_p \doteq R_p \sigma_p B = \mu_p B \quad (6.89)$$

6.5. Ikki xil tipli yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti

Faraz qilaylik, yarimo'tkazgichda tok konsentratsiyasi va harakatchanligi mos ravishda n, μ_n va p, μ_p ga teng bo'lgan elektronlar va kovaklar orqali amalga oshiriladi. Biz kuchsiz magnit maydon holati uchun Xoll koeffitsientini aniqlaymiz. Faraz qilaylik, elektr maydon kuchlanganligi vektori E , tok zichligi vektori J va magnit induksiya vektori B 6.7-rasmda ko'rsatilganidek, koordinata o'qlariga nisbatan yo'naltirilgan.



6.7-rasm. Ikki xil tipli zaryad tashuvchilar mavjudligida Xoll effekti

Elektr maydoni ta'sirida zaryad tashuvchilar tezlashadi. Dreyf tezligi ortishi bilan zaryad tashuvchiga Lorents burilish kuchi ta'sir qiladi. Magnit maydon ta'sirida zaryad tashuvchining traektoriyasi kristall panjaradagi nuqsonlar bilan to'qnashgunga qadar egrilgan bo'ladi (magnit maydon zaif va $l \ll r$). To'qnashuv vaqtida zaryad tashuvchisi elektr maydonida to'plangan energiyani panjaraga o'tkazadi va keyin yana E maydoni ta'sirida harakat qiladi. Natijada, kovak tokining zichligi J_p elektr maydonining yo'nalishidan φ_p burchak bilan og'adi. Magnit maydon ta'sirida elektronlar kovaklar bilan bir xil yo'nalishda og'adi va elektron tok zichligi J_n elektr maydon yo'nalishidan qarama-qarshi yo'nalishda φ_n burchakka og'adi (6.7-rasm). Bunday holda, agar (6.32) munosabatdan foydalansak, umumiy tok zichligi quyidagilarga teng bo'ladi:

$$\mathbf{J} = \frac{e\hbar}{4\pi^3 m_n^*} \int_{(V_E)} \frac{\partial f_0}{\partial E} (\chi_n \mathbf{k}) \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}} - \frac{e\hbar}{4\pi^3 m_p^*} \int_{(V_E)} \frac{\partial f_{0p}}{\partial E'} (\chi_p \mathbf{k}') \mathbf{k}' d\tau_{\mathbf{k}'} \quad (6.90)$$

Elektronli va kovakli tok zichliklarini harorat gradienti yo'q bo'lgan, kuchsiz magnit maydonida joylashgan sferik izoenergetik sirtlarga ega bo'lgan bir jinsli yarimo'tkazgich uchun hisoblaymiz. Kuchsiz magnit maydoni uchun $\nabla_r f = \frac{E-F}{T} \nabla T + \nabla F = 0$, va $\mathcal{E} = -\nabla\gamma$ bo'lganligi sababli $\frac{e\tau}{m^*} \dot{B} = \mu B \ll 1$, (6.25) va (6.26) lar

$$\chi_n = -\frac{e\hbar\tau_e}{m_n^*} \left\{ \mathbf{B} + \frac{e\tau_e}{m_n^*} [\mathbf{B}\mathbf{B}] \right\} \quad (6.91)$$

$$\chi_D = \frac{e\hbar\tau_h}{m_p^*} \left\{ \mathbf{B} - \frac{e\tau_h}{m_p^*} [\mathbf{B}\mathbf{B}] \right\} \quad (6.92)$$

ko'rinishga keladi. Endi (6.91) dan foydalanib, tokning elektron tahsil etuvchisini topamiz:

$$\mathbf{J}_n = -\frac{e^2\hbar^3}{4\pi^3 m_n^*} \int_{(V_B)} \frac{[\partial f_0]}{\partial E} \left\{ \tau_c(\mathbf{k}\mathbf{E}) + \frac{e\tau_e^2}{m_n^*} \mathbf{k}[\mathbf{B}\mathbf{E}] \right\} \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}}. \quad (6.93)$$

(6.40), (6.41), (6.42) larni hisobga olsak, (6.93) ifoda

$$\mathbf{J}_n = \frac{e^{2n}}{m_n^*} \mathbf{E} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_e e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha + \frac{e^3 n}{m_n^{*2}} [\mathbf{B}\mathbf{E}] \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_e^2 e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha. \quad (6.94)$$

ko'rinishga keladi. Elektronlar uchun o'rtacha relaksatsiya vaqti

$$\langle \tau_e \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_e e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (6.95)$$

relaksatsiya vaqti kvadratining o'rtachasi

$$\langle \tau_e^2 \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_e^2 e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (6.96)$$

ni kiritib, shuningdek, $\mu_n = e\langle \tau_e \rangle / m_n^*$ ekanligini hisobga olgan holda tok zichligining elektron tahsil etuvchisi uchun

$$\mathbf{J}_n = cn\mu_n \mathcal{E} + \frac{\langle \tau_e^2 \rangle}{|\langle \tau_e \rangle|^2} en\mu_n^2 [\mathbf{B}\mathbf{E}] = en\mu_n \mathbf{E} + r_n en\mu_n^2 [\mathbf{B}\mathbf{E}], \quad (6.97)$$

ifodani olamiz, bu yerda

$$r_n = \frac{\langle \tau_e^2 \rangle}{|\langle \tau_e \rangle|^2} \quad (6.98)$$

Xuddi shunga o'xshash tok zichligining kovakli tashkil etuvchisi uchun

$$\mathbf{J}_p = ep\mu_p \mathcal{E} - r_p ep\mu_p^2 [\mathbf{B}\mathcal{E}], \quad (6.99)$$

ifodani yozamiz, bu yerda

$$r_p = \frac{\langle \tau_h^2 \rangle}{|\langle \tau_h \rangle|^2}. \quad (6.100)$$

To'la tok zichligi

$$\mathbf{J} = e(n\mu_n + p\mu_p)\mathbf{E} - r_n e \left(\frac{r_p}{r_n} p\mu_p^2 - n\mu_n^2 \right) [\mathbf{B}\mathbf{E}]. \quad (6.101)$$

(6.101) dagi r_n va r_z koefitsiyentlar zaryad tashuvchilarning sochilish mexanizmiga bog'liq, u relaksatsiya vaqtini aniqlaydi $\tau(\mathbf{k})$. Elastik sochilish holida, $k' = k$ va $E' = E$ bo'lganda har qanday sochilish mexanizmi uchun

$$\frac{r_p}{r_n} = \frac{\langle \tau_h^2 \rangle}{|\langle \tau_h \rangle|^2} \frac{|\langle \tau_e \rangle|^2}{\langle \tau_e^2 \rangle} = 1. \quad (6.102)$$

$r_n = r$ deb belgilab va (6.102) ni hisobga olgan holda:

$$\mathbf{J} = e(n\mu_n + p\mu_p)\mathbf{E} - re(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)[\mathbf{B}\mathbf{E}]. \quad (6.103)$$

ga ega bo'lamiz.

Tok zichligi x o'qi bo'ylab yo'nalgan, ya'ni $J_x = J$ va $J_y = J_z = 0$, magnit maydoni z oqi boylab yo'nalgan, ya'ni $B_z = B$ va $B_y = B_x = 0$ (рис. 6.7) deb faraz qilamiz. Bunda (6.103) tenglik ikkiga bo'linadi:

$$rJ_x = e(n\mu_n + p\mu_p)\mathcal{E}_x + re(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)B\mathcal{E}_y \quad (6.104)$$

$$J_y = e(n\mu_n + p\mu_p)\mathcal{E}_y - re(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)B\mathcal{E}_x \quad (6.105)$$

Bu tenglamalar sistemasini $\mathcal{E}_y$ ga nisbatan yechib, kuchsiz magnit maydoni holida Xoll maydoni kuchlanganligi uchun

$$\mathcal{E}_y = \frac{r}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2} JB = RJB, \quad (6.106)$$

ifodaga ega bo'lamiz, bu yerda ikki xil tipli zaryad tashuvchilarga ega yarimo'tkazgich uchun Xoll doimiysi

$$R = \frac{r}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2}. \quad (6.107)$$

Hususiylar yarimo'tkazgich uchun $n = p = n_i$,

$$R_i = \frac{r}{en_i} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} = \frac{r}{en_i} \frac{1 - b}{1 + b}. \quad (6.108)$$

Odatda $b = \mu_n/\mu_p > 1$ bo'lganligi uchun $R_i < 0$.

Ko'rinib turibdiki, Xoll doimiysi sochilish mexanizmiga bog'liq, bu r kattalik bilan hisobga olinadi, u Xoll faktor deyiladi. Turli sochilish mexanizmlari uchun r ni aniqlaymiz. $E = kT\alpha$ ekanligini hisobga olgan holda panjaraning akustik tebranishlarida sochilganda relaksatsiya vaqti:

$$\tau_l = \frac{\tau_n l}{m_n^{*3/2}} T^{-1} E^{-1/2} = \frac{\tau_0 l}{m_n^{*3/2} k^{1/2} T^{3/2}} \alpha^{-1/2} \quad (6.109)$$

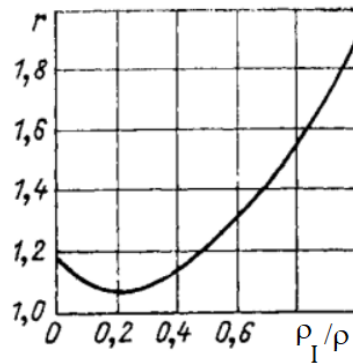
ga teng bo'ladi. (6.95), (6.96) va (6.98) larga asosan:

$$r = 3\pi/8 \quad (6.110)$$

Kirishma ionlarida sochilganda (5.70) ga asosan

$$r = 315\pi/512 = 1,93. \quad (6.111)$$

Zaryad tashuvchilarning sochilishi haroratga bog'liq bo'lganligi sababli, past haroratlarda Xoll koeffitsientini aniqlashda, kirishma ionlarida sochilish asosiy rol o'ynaganda, $r = 1,93$ ni qabul qilish kerak. Akustik fononlarda sochilish sodir bo'ladigan haroratlar uchun $r=3\pi/8$. Sochilish jarayonida ikkala panjara tebranishlari va kirishma ionlari bir vaqtning o'zida ishtirok etadigan holatda, r yanada murakkab ifodaga ega. 6.8-rasmida r ning yarimo'tkazgichning faqat kirishma ionlarida sochilish uchun solishtirma qarshiligining ionlar va fononlarga tarqalish uchun umumiy qarshiligi r nisbatiga bog'liqligi ko'rsatilgan.



6.8-rasm. $r = \frac{R}{1/(en)}$ koeffitsiyentning ρ_I/ρ ga bog'liqligi. Donorlar va akseptorlar konsentratsiyasi, cm^{-3} ; $1n = 4,3 \cdot 10^{19}$; $2p = 4 \cdot 10^{16}$; $3n = 1,3 \cdot 10^{10}$; $5p = 2,2 \cdot 10^{16}$; $5p = 6 \cdot 10^{18}$; $6n = 1 \cdot 10^{17}$;

$n \gg p$ bo'lgan elektronli yarimo'tkazgich uchun (6.107) ga asosan Xoll doimiysi:

$$R = -r \frac{1}{en} \quad (6.112)$$

Shu bilan birga bunday yarimo'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi dreyf harakatchanligi bilan aniqlanadi va $\sigma = en\mu_d$ ga teng. Shuning uchun

$$\frac{1}{r} |R| \sigma = \mu_d. \quad (6.113)$$

Lekin

$$|R| \sigma = \mu_H \quad (6.114)$$

tenglik yordamida μ_H Xoll harakatchanligini aniqlash mumkin.

(6.113) va (6.114) lardan

$$\mu_H = r\mu_d \quad (6.115)$$

ekanligi kelib chiqadi, ya'ni Xoll harakatchanligi dreyf harakatchanlikka proporsional bo'ladi.

Relaksatsiya vaqti $\tau = \text{const}$ bo'lganada, ya'ni energiyaga bog'liq bo'lmaganda

$$r = 1 \quad (6.116)$$

Shuning uchun

$$\mu_H = \mu_d \quad (6.117)$$

Bu metallarda va aynigan yarimo'tkazgichlarda sodir bo'ladi. Ularning Xoll koeffitsienti R sochilish mexanizmiga bog'liq emas. n va p haroratning funksiyalari bo'lgani uchun R ham haroratga bog'liq. Misol tariqasida, 6.9-rasmda n - va p -tipli indiy antimonid namunalari uchun Xoll koeffitsientining haroratga bog'liqligi ko'rsatilgan. Ko'rinib turibdiki, past haroratli sohada elektronlar va kovaklarning konsentratsiyasi doimiy bo'lib qoladi, bu esa kirishmaning kamayishi sohasiga to'g'ri keladi. Ichki elektr o'tkazuvchanligi sohasida $\ln|R|$ chiziqli ravishda o'zaro haroratga bog'liq ($1n$, $3n$ va $6n$ egri chiziqlar). Chunki qabul qiluvchi yarimo'tkazgich uchun $R > 0$, harorat ortishi bilan R kamayadi, noldan o'tadi va manfiy bo'ladi. $R = 0$ bo'lgan harorat inversiya harorati deb ataladi. $2p$, $4p$, $5p$ va $7p$ namunalar uchun 6.9-rasmdagi egri chiziqlardan kelib chiqadiki, ichki elektr o'tkazuvchanligiga o'tish harorati va akseptor konsentratsiyasi qanchalik yuqori bo'lsa, inersiya harorati shuncha yuqori bo'ladi.

6.6. Magnitorezistiv effekt

Magnit maydondagi zaryad tashuvchilarning traektoriyasining egriligi elektr maydon vektori bo'ylab yo'naltirilgan tok komponentining o'zgarishiga olib keladi, bu yarimo'tkazgichning qarshiligining o'zgarishiga tengdir. Bu hodisa magnitorezistiv effekt (Gauss effekti) deb ataladi. Magnit maydon bo'lmaganida, tok zichligi J yo'nalishi elektr maydon kuchining E yo'nalishiga to'g'ri kelganda, solishtirma qarshilikning ifodasi bilan aniqlanadi.

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{\mathcal{E}}{J}. \quad (6.118)$$

Magnit maydoni mavjudligida E ning yo'nalishi J ning yo'nalishi bilan mos tushmaganda $\mathcal{E}$ ning o'rniga uning proyeksiyasi qoyiladi

$$\rho_B = \frac{\mathcal{E}_J}{J} = \frac{(\mathcal{E}^J)}{J^2} \quad (6.119)$$

(6.107), (6.47) va (6.51) tengliklarni hisobga olgan holda kuchsiz magnit maydoniga tok uchun (6.103) ifodani qayta yozish mumkin

$$\mathbf{J} = \sigma \mathcal{E} - R \sigma^2 [\mathbf{B} \mathcal{E}]. \quad (6.120)$$

Magnit maydoni bo'yicha chiziqli yaqinlashishda - B^2 hadlarni hisobga olmaganda va $\mathbf{E}[\mathbf{B} \mathcal{E}] = 0$ ekanligini hisobga olib

$$J^2 = (\sigma \mathcal{E})^2 \quad (6.121)$$

ifodaga ega bo'lamiz. (6.120) va (6.121) larni (6.119) ga qoyamiz:

$$\rho_B = \frac{\sigma \mathcal{E}^2}{(\sigma \mathcal{E})^2} = \frac{1}{\sigma} = \rho \quad (6.122)$$

Shunday qilib, kuchsiz magnit maydonida chiziqli yaqinlashishda yarimo'tkazgich qarshiligi o'zgarmaydi.

Magnit maydonidagii yarimo'tkazgichning solishtirma qarshiligini aniqlash uchun kvadratik yaqinlashishdan foydalanish kerak, ya'ni kuchsiz magnit maydonida joylashgan $e\tau_e B/m_n^* \ll 1$ va harorat gradienti yoqligida ($\nabla T = 0$) bir jinsli yarimo'tkazgich uchun ($\nabla F = 0$) (6.25) tenglamani yechish kerak:

$$\chi_n = -\frac{e\hbar\tau_e}{m_n^*} \left\{ \frac{\mathcal{E} + \frac{e\tau_e}{m_n^*} [\mathbf{B}\mathbf{B}] + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*}\right)^2 (\mathbf{B}\mathbf{G})\mathbf{B}}{1 + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*} B\right)^2} \right\} \quad (6.123)$$

$\frac{e\tau_e}{m_n^*} B \ll 1$ bo'lganligi uchun $\frac{1}{1 + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*} B\right)^2} \approx 1 - \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*} B\right)^2$. Natijada

$$\chi_n = -\frac{e\hbar\tau_e}{m_n^*} \left[\mathbf{E} + \frac{e\tau_e}{m_n^*} [\mathbf{B}\mathbf{E}] + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*}\right)^2 [\mathbf{B}[\mathbf{B}\mathbf{E}]] \right] \quad (6.124)$$

Oddiy zonali bir tipli zaryad tashuvchilarga ega yarimo'tkazgich uchun tok zichligi

$$\mathbf{J}_n = -\frac{e\hbar^2}{4\pi^3 m_n^{*2}} \int \frac{\partial f_0}{\partial E} \left\{ \tau_e (\mathbf{k}\mathcal{E}) + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*}\right)^2 \mathbf{k}[\mathbf{B}\mathcal{E}] + \frac{e\tau_e^3}{m_n^{*2}} \mathbf{k}[\mathbf{B}[\mathbf{B}\mathbf{E}]] \right\} \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}}. \quad (5.125)$$

B^2 gacha aniqlikda integrallab:

$$\mathbf{J}_n = en\mu_n \left\{ \mathbf{E} + r\mu_n [\mathbf{B}\mathbf{E}] + \frac{3}{2} r\mu_n^2 [\mathbf{B}[\mathbf{B}\mathbf{E}]] \right\} \quad (6.126)$$

ga ega bo'lamiz. Hosil bo'lgan tenglamani yechish uchun $\mathcal{E}$ vektorni komplanar bo'lmagan $\mathbf{J}$, $\mathbf{B}$ va $[\mathbf{B}\mathbf{J}]$ yo'nalishlar bo'yicha yoyamiz

$$\mathcal{E} = \alpha \mathbf{J} + \beta \mathbf{B} + \gamma [\mathbf{B}\mathbf{J}]. \quad (6.127)$$

(6.126) ni (6.127) ga qoyib yoyilma koefitsiyentlarini aniqlaymiz

$$\mathbf{E} = \frac{1}{en\mu_n} \left\{ \left[1 + \frac{3}{2} r\mu_n^2 \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) B^2 \right] \mathbf{J} - \frac{3}{2} r \left(1 - \frac{\pi}{5} \right) \mu_n^2 (\mathbf{J}\mathbf{B})\mathbf{B} - r\mu_n [\mathbf{B}\mathbf{J}] \right\} \quad (6.128)$$

(6.119) dan foydalansak

$$\frac{\rho_B - \rho}{\rho} = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{3}{2} r \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \mu_n^2 \left[B^2 - \frac{(\mathbf{J}\mathbf{B})^2}{j^2} \right] = A\mu_n^2 B^2 \sin^2 \alpha, \quad (6.129)$$

bu yerda $A = \frac{3}{2} r \left(1 - \frac{\pi}{4} \right)$ zaryad tashuvchilarning sochilish mexanizmiga bog'liq; α - $\mathbf{J}$ va $\mathbf{B}$ orasidagi burchak:

$$(\mathbf{J}\mathbf{B})^2 = J^2 B^2 \cos^2 \alpha. \quad (6.130)$$

(6.129) dan kelib chiqadiki, agar $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ ($\alpha = 0$) ga parallel bo'lsa, sferik simmetriyali zonaviy strukuraga ega yarimo'tkazgichnin qarshiligi o'zgarmaydi, ya'ni bo'ylama magnit qarshilik nolga teng. Ko'ndalang magnit qarshilik ($\mathbf{J} \perp \mathbf{B}$)

kuchsiz maydonlarda magnit induksiya kvadratiga va zaryad tashuvchilar harakatchanligi kvadratiga proporsional bo'ladi.

Ikki xil tipli zaryad tashuvchilarga ega yarimo'tkazgichda magnit qarshilikni aniqlash uchun tok zichligining kovaklar tashkil etuvchisini hiosbga olish kerak. (6.126) ga o'xshash tarzda

$$\mathbf{J}_p = ep\mu_p \left\{ \mathbf{E} - r\mu_p [\mathbf{B}\mathbf{E}] + \frac{3}{2} r\mu_p^2 [\mathbf{B}[\mathbf{B}\mathbf{E}]] \right\}. \quad (6.131)$$

To'la tok tenglamasi

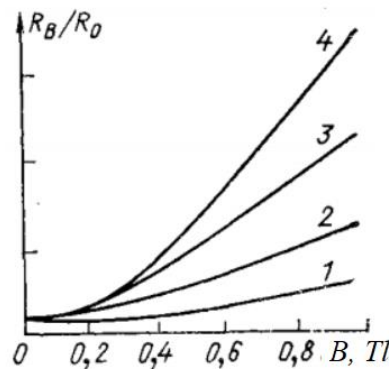
$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p = \sigma \left\{ \mathbf{E} + r \frac{n\mu_n^2 - p\mu_p^2}{n\mu_n + p\mu_p} [\mathbf{B}\mathbf{E}] + \frac{3}{2} r \frac{n\mu_n^3 + p\mu_p^3}{n\mu_n + p\mu_p} [\mathbf{B}[\mathbf{B}\mathbf{E}]] \right\} \quad (6.132)$$

ko'rinishga ega va (6.126) kabi yechiladi.

Natijada oddiy zonagali ikki xil tipli o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich uchun

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{3}{2} r \frac{e}{\sigma} \left[(n\mu_n^3 + p\mu_p^3) - \frac{\pi}{4} \frac{(n\mu_n^2 - p\mu_p^2)^2}{n\mu_n + p\mu_p} \right] B^2 \sin^2 \alpha, \quad (6.133)$$

ifodaga ega bo'lamiz. Bu ifoda $n = 0$ (yoki $p = 0$) bo'lganda (6.129) ga keladi.



6.10-rasm. Indiy antimonidagi magnit rezistiv effektning magnit maydoniga bog'liqligi

Zonalarning sferik simmetriyasiga ega bo'lmagan materiallarda magnit maydondagi qarshilikning o'zgarishi $\mathbf{B}$ vektorining kristallografik o'qlarga nisbatan yo'nalishiga bog'liq. Umuman olganda, bo'ylama magnit qarshilikning ta'siri ham kuzatiladi. Namunani magnit maydonda aylantirish va $\Delta r/r$ ni o'lchash orqali berilgan materialning zonaviy strukturasi parametrlari haqida muhim ma'lumotlarni olish mumkin. Magnit maydondagi yarimo'tkazgich plastinkaning qarshiligining o'zgarishi sezilarli darajada uning konfiguratsiyasiga bog'liq (uzunlik va kenglik nisbati). Xoll effektidan kelib chiqadigan ko'ndalang elektr maydoni magnit maydon ta'sirida zaryad tashuvchilarning traektoriyasining o'zgarishini oldini oladi va shu bilan magnit qarshilik effektini kamaytiradi. Xususan, (6.133) formuladan kelib chiqadiki, $\Delta r/r$ nisbati ikkinchi had o'chib ketganda maksimal bo'ladi, bu (6.107) ga muvofiq, $R=0$ bo'lganda, ya'ni Xoll maydoni bo'lmaganda sodir bo'ladi.

Ushbu xususiyatni hisobga olgan holda, magnit maydonda qarshilikning eng katta o'zgarishiga erishish uchun uzun tomonlarida omik kontaktlari bo'lgan qisqa, keng namunalar, Xoll EYuKni sozlash kerak: Optimal dizayn - bu Corbino diskidir, unda bitta kontakt dumaloq plastinkaning markazida, ikkinchisi esa uning aylanasi bo'ylab joylashgan. Bunday namunada tok radiusli yo'nalishlarda oqadi va Xoll EYuK butunlay yo'q. 6.10-rasmda turli xil konfiguratsiyadagi indiy antimonidining to'rtburchaklar plastinkalari, shuningdek, Korbino disklari uchun magnit maydondagi qarshilikning o'zgarishi tasvirlangan (R_0 , R_B - magnit maydonning yo'qligi va mavjudligida namunaning qarshiligi).

Endi kuchli magnit maydoni bo'lgan holni ko'rib chiqamiz $\frac{e\tau_e}{m_n^*} B \gg 1$. Bir jinsli yarimo'tkazgich uchun harorat gradienti bo'lmaganda . (6.25) vektor funksiyani $m_n^*/\ell\tau_e B$ parametr bo'yicha qatorga yoyamiz:

$$\begin{aligned}\chi_n &= -\frac{e\hbar\tau_e}{m_n^*} \left\{ \frac{(\mathbf{B}g)\mathbf{B}}{B^2} + \frac{m_n^*}{e\tau_e B^2} \cdot [B\mathcal{E}] + \left(\mathbf{E} - \frac{(\mathbf{B}g)\mathbf{B}}{B^2} \right) \left(\frac{m_n^*}{e\tau_e B} \right)^2 \right\} = \\ &= -\frac{e\hbar\tau_e}{m_n^*} \left\{ (\mathbf{e}_B \mathcal{E}) \mathbf{e}_B + \frac{m_n^*}{e\tau_e B} [\mathbf{e}_B \mathcal{E}] + (\mathcal{E} - (\mathbf{e}_B \mathcal{E}) \mathbf{e}_B) \left(\frac{m_n^*}{e\tau_e B} \right)^2 \right\} =\end{aligned}\quad (6.134)$$

bu yerda $\mathbf{e}_B = \mathbf{B}/B$ – magnit maydon yo'nalishidagi birlik vektor; $\mathbf{E}_B = (\mathbf{e}_B \mathcal{E}) \mathbf{e}_B$ – elektr maydon kuchlanganligining magnit maydoni yo'nalishidagi tashkil etuvchisi; $E_\perp$ - elektr maydon kuchlanganligining magnit maydoniga tik yo'nalishdagi tashkil etuvchisi.

Tok zichligi tenglamasini yechib,

$$\mathbf{J} = en\mu_n \mathbf{E}_B + \frac{en}{B} [\mathbf{e}_B \mathbf{E}] + \frac{4}{3r} \frac{en}{\mu_n B^2} E_\perp. \quad (6.135)$$

ni olamiz. Tok zichligi x o'qi boylab, magnit maydon kuchlanganligi z o'qi bo'ylab yo'nalgan deb faraz qilamiz. U holda

$$\left. \begin{aligned} J_x &= -\frac{en}{B} \mathcal{E}_y + \frac{4}{3r} \frac{en}{\mu_n B^2} \mathcal{E}_x = J \\ J_y &= \frac{en}{B} \mathcal{E}_x + \frac{4}{3r} \frac{en}{\mu_n B^2} \mathcal{E}_y = 0. \end{aligned} \right\} \quad (6.136)$$

Bu tenglamalar sistemasini $\mathcal{E}_x$ va $\mathcal{E}_y$ larga nisbatan yechib

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_x &= \frac{4}{3r} \frac{1}{en\mu_n} J \\ \mathcal{E}_y &= -\frac{1}{en} JB. \end{aligned} \right\} \quad (6.137)$$

ga ega bo'lamiz. Bu yerdan Xoll doimiysi va magnit qarshiliklarni aniqlaymiz

$$R = -\frac{1}{en}; \quad (6.138)$$

$$\rho_B = \frac{(\mathcal{E}J)}{J^2} \frac{4}{3r} \frac{1}{en\mu_n} = \frac{4}{3r} \rho. \quad (6.139)$$

Panjaraning issiqlik tebranishlarida sochilganda $r = 3\pi/8$. Shuning uchun

$$\Delta\rho/\rho = 4/3r - 1 = 32/9\pi - 1 = 0,13 \quad (6.140)$$

Shunday qilib, kuchli magnit maydonida Xoll doimiysi sochilish mexanizmiga bog'liq bo'lmaydi, magnit qarshilik esa kritik qiymatga erishadi. Bunda magnit qarshilik to'yinish nuqtasida sochilish mexanizmiga bog'liq bo'ladi.

Aralash o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich to'la tok

$$\mathbf{J} = e(n\mu_{it} + p\mu_p)B_B + \frac{e}{B}(n - p)[\mathbf{e}_B \mathbf{E}] + \frac{4}{3r} \frac{e}{B^2} \left(\frac{n}{\mu_n} + \frac{p}{\mu_p} \right). \quad (6.141)$$

Bu ifoda asosida $J_x = J$ va $J_y = 0$ ekanligini aniqlaymiz. So'ngra $\mathcal{E}_x$ va $\mathcal{E}_y$ larni aniqlab,

$$R = \frac{1}{e(p - n)}; \quad (6.142)$$

$$\rho_B = \frac{4}{3r} \frac{\frac{n}{\mu_n} + \frac{p}{\mu_p}}{e(p - n)}. \quad (6.143)$$

ifodalarni olamiz.

6.7. Termoelektrik hodisalar

Termoelektrik hodisalarga Zeebek, Peltze va Tomson effektlari kiradi.

6.7.1. Zeebek effekti

Zeebek effekti yoki termoelektrik effekt deb turli haroratlarga ega bo'lgan ikki xil yarimo'tkazgich kontaktida yuzaga keladigan elektr tokiga aytiladi (6.11-rasm).

Yuzaga keladigan potentsiallar farqi haroratlar farqiga va materiallga bog'liq bo'lib,

$$\alpha = \frac{d\mathcal{E}}{dT} \quad (6.144)$$

koeffitsiyent orqali xarakterlanadi, bu koeffitsiyent α solishtirma termo EYuK deyiladi va miqdor jihatdan birlik haroratga mos keluvchi EYuK ga teng.

Agar yarimo'tkazgich notekis qizdirilgan bo'lsa, zaryad tashuvchilar energiyasi va konsentratsiyasi harorati yuqori bo'lgan nuqtalarda katta bo'ladi. Mos holda bir jinsli yarimo'tkazgichda harorat gradienti energiya va konsentratsiyaning gradientini yuzaga keltirib, zaryad tashuvchilarning diffusion oqimini keltirib chiqaradi. Natijada elektr toki yuzaga keladi.

Zanjir ochiq bo'lganda namunaning ixtiyoriy nuqtasida tok zichligi nolga teng. Bu temperatura gradient tufayli yuzga keladigan tokning zaryadlar bo'linishida yuzaga keladigan tok bilan kompensatsiya qilinishini bildiradi. Namunada termoEYuK yuzaga keladi.

Elektronlar $\left(E = \frac{\hbar k^2}{2m_n^*}\right)$ va kovaklar $\left(E' = -\frac{\hbar k'^2}{2m_p^*}\right)$ uchun sferik izoenergetik sirtga ega bir jinsli aynimagan yarimo'tkazgich uchun kinetik tenglamalar yordamida termoEYuK ni hisoblaymiz. Kovaklar uchun $F' = -E_g - F$, bu yerda E_g – man qilingan zona kengligi. Yarimo'tkazgich aynimagan bo'lganligi uchun elektronlar va kovaklar uchun taqsimot funksiyalari $f_0 = e^{-(E-F)/kT}$ va $f_{0p} = e^{(E'-F')/kT} = e^{(E'+E_g+F)/kT}$, ularning konsentratsiyalari $n = N_c e^{-(E_g-F)/kT} = N_c e^{F/kT}$ va $p = N_v e^{-(F'+E_g)/kT} = N_v e^{-F'/kT}$ bo'ladi, chunki $E_g = 0$,

Bu holda $\mathbf{B} = 0$ ekanligini hisobga olgan holda $\chi_n(6.25)$ va $\chi_p(6.26)$ lar uchun ifodalar

$$\chi_n = \frac{\hbar \tau_e}{m_n^*} \left[\frac{F - E}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) \right]; \quad (6.145)$$

$$\chi_p = -\frac{\hbar \tau_h}{m_p^*} \left[\frac{E' + E_g + F}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) \right]. \quad (6.146)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Tok zichligini zaryad tashuvchilari panjaraning akustik tebranishlarida sochiladigan yarimo'tkazgich uchun hisoblaymiz. Bunday holda erkin yugurish yo'li $l = v\tau$ zaryad tashuvchilarning energiyasiga bog'liq bo'lmaydi va relaksatsiya vaqtini l orqali ifodalash mumkin

$$\tau = \frac{l}{v} = \frac{m_n^* l}{\hbar} k^{-1} \quad (6.147)$$

(6.145), (6.147) va (6.40) larni hisobga olgan holda tokning elektron tashkil etuvchisini (6.32)

$$\mathbf{J}_n = -\frac{c\hbar l}{3\pi^2 m_n^*} \left[\left\{ \frac{F}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) \right\} \int_0^\infty \frac{\partial f_0}{\partial E} k^3 dk - \nabla T \int_0^\infty \frac{\partial f_0}{\partial E} E k^3 dk \right] \quad (6.148)$$

ko'rinishda tasavvur qilish mumkin. Agar $E = \alpha kT$ bo'lsa, $k^3 dk = \frac{(2m_n^* kT)^2}{2\hbar^4} \alpha d\alpha$.

(6.6) va (6.145) larni hisobga olgan holda

$$\mathbf{J}_n = -\frac{4enl}{3(2\pi m_n^* kT)^{1/2}} \left\{ \frac{F}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) - 2k \nabla T \right\} \quad (6.149)$$

ni olamiz. Zaryad tashuvchilar harakatchaligi (6.56) dan foydalangan holda (6.149) ni

$$\mathbf{J}_n = n\mu_n \left\{ \nabla(F - e\varphi) + \left(2k - \frac{F}{T} \right) \nabla T \right\} \quad (6.150)$$

ko'rinishga keltirish mumkin. Xuddi shuningdek, tokning kovaklar uchun tashkil etuvchisi

$$\mathbf{J}_p = p\mu_p \left\{ \nabla(F - e\varphi) - \left(2k - \frac{F + E_g}{T} \right) \nabla T \right\} \quad (6.151)$$

To'la tok

$$\begin{aligned} \mathbf{J} = n\mu_n \left\{ \nabla(F - e\varphi) + \left(2k - \frac{F}{T} \right) \nabla T \right\} + \\ + p\mu_p \left\{ \nabla(F - e\varphi) - \left(2k - \frac{F + E_g}{T} \right) \nabla T \right\} \end{aligned} \quad (6.152)$$

(6.152) munosabatdan kelib chiqadiki, yarimo'tkazgichda harorat gradienti mavjud bo'lganda, elektrokimyoviy potensial gradient $\nabla(F - e\varphi)$ va harorat gradienti ∇T ta'siridan kelib chiqadigan elektron va kovak toklari paydo bo'ladi.

Termo EYuKni topish uchun yopiq zanjir uchun potentsiallar farqni aniqlash kerak. Ochiq zanjir uchun agar $J=0$ bo'lmasa, u holda harorat gradientidan kelib chiqqan va termoelektrik deb ataladigan elektr maydonining kuchlanganligini (6.152) tokni nolga tenglashtirgan holda topish mumkin. Ammo yarimo'tkazgich va o'lchash metall elektrodleri chegaralarida termo EYuKni o'lchashda mavjud harorat gradienti tufayli bir-biriga teng bo'lmagan kontakt potentsial farqlari mavjud (9.4-bandga qarang). O'lchov moslamasi yarimo'tkazgichning termo EYuK ga teng EYuK va o'lchash elektrodlerining kontakt potentsialidagi farqni qayd etadi. Oxirgi qo'shiluvchini bartaraf qilish uchun termo EYuK elektrokimyoviy potensial $\nabla\varphi$ gradienti sifatida belgilanishi kerak. Mutlaq qiymat $|\nabla F/e|$ yarimo'tkazgich va kontaktdagi metall termodinamik muvozanatda bo'ladi deb faraz qilsak, chegara nuqtalarida kontakt potentsiallari farqiga teng bo'ladi. Shuning uchun solishtirma termo EYuK quyidagicha aniqlanadi

$$\alpha = \frac{|\nabla(\varphi - F/e)|}{|\nabla T|}. \quad (6.153)$$

(6.152) dagi tokni nolga tenglab

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left\{ n\mu_n \left(2 - \frac{F}{kT} \right) - p\mu_p \left(2 - \frac{F + E_g}{kT} \right) \right\}. \quad (6.154)$$

ni olamiz. Agar aynimagan yarimo'tkazgichda elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi formulalaridan foydalansak,

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left\{ \frac{\left[2 + \ln \frac{N_c}{n}\right] n\mu_n - \left[2 + \ln \frac{N_v}{p}\right] p\mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} \right\} \quad (6.155)$$

Bu yerda N_c, N_v – o'tkazuvchanlik va valent zonalaridagi effektiv holatlar zichligi.

Shunday qilib, yarimo'tkazgichning termo EYuK ikki shart bilan aniqlanadi, ularning har biri elektronlar va kovaklar tomonidan kiritilgan hissaga mos keladi va bu hissalar qarama-qarshi ishoralarga ega.

(6.155) ifodadan elektron yarimo'tkazgich uchun termo EYuK manfiy ekanligi kelib chiqadi. Bunday holda, namunaning issiq uchida musbat hajm zaryadi paydo bo'ladi, chunki elektronlar issiq uchidan sovuq uchiga tarqaladi. Kovakli yarimo'tkazgichda termo EYuK musbatdir; unda, aksincha, issiq uchida manfiy hajmli zaryad paydo bo'ladi. Shunday qilib, agar yarimo'tkazgich kirishmali bo'lsa, u holda ichki elektr maydonining yo'nalishi va termo EYuKning qutbliligi asosiy zaryad tashuvchilarning ishorasi bilan belgilanadi va shuning uchun o'rganilayotgan namunaning kirishma o'tkazuvchanligi turi termo EYuK ishorasi bilan aniqlanishi mumkin. Aralash o'tkazuvchanlik holatida termo EYuK ishorasi nafaqat zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining nisbati, balki ularning harakatchanligi bilan ham aniqlanadi. O'z navbatida, kirishmali yarimo'tkazgichlarining termo EYuK miqdori ortib borayotgan aralashmalar bilan kamayadi. Kirishmali namuna qizdirilganda uning termo EYuK ham kamayadi.

Hususiylar yarimo'tkazgich uchun $\dot{n} = \ddot{p} = n_i, \vec{F} = -\vec{E}_g/2$ va (6.154)

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{b-1}{b+1} (2 + E_g/2kT) \quad (6.156)$$

ko'rinishni oladi, bu yerda $b = \mu_n/\mu_p$.

Shunday qilib, hususiy yarimo'tkazgichning termo EYuK faqat man qilingan zona va elektronlar va kovaklarning harakatchanligi nisbati bilan belgilanadi.

Har xil haroratlarda sodir bo'lishi mumkin bo'lgan yarimo'tkazgichdagi sochilish mexanizmining o'zgarishi termo EYuKga harakatchanlik orqali ta'sir qiladi va birinchi hadda (kvadrat qavs ichida) ta'sir qiladi (6.155). Masalan, uning atom kristallaridagi akustik tebranishlar va kirishma ionlari, Debay haroratidan yuqori va pastdagi ion kristallaridagi optik tebranishlar bilan sochilishi uchun qiymatlari mos ravishda 2; 4; 3 va 5/2 ga teng.

(6.155) ifodasiga asoslanib, ba'zan juda past haroratlarda sof moddada aniqlanadigan termo EYuKning katta o'sishini tushuntirish mumkin emas. Bu hodisa elektron-fonon o'zaro ta'siri bilan belgilanadi, bu fonon olib ketishi effekti deb ataladi.

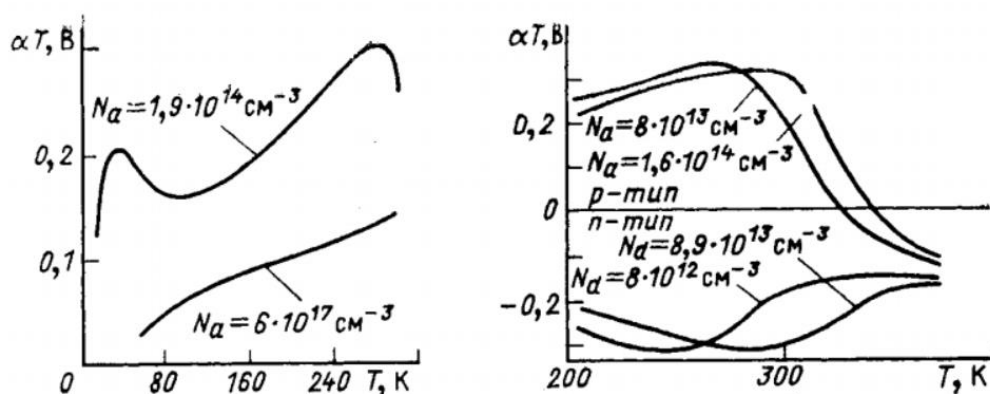
Yarimo'tkazgichda harorat gradienti mavjud bo'lganda, fononlarning tarqalishida anizotropiya sodir bo'ladi, chunki fononlarning konsentratsiya gradienti ularni namunaning issiq qismidan sovuq chetiga qarab harakatlanishiga olib keladi. Fononning yutilishi bilan kechadigan elektron-fonon tarqalishining har bir akti bilan elektron fononning energiyasi va kvaziimpulsiga ega bo'ladi. Qarama-qarshi yo'naltirilgan kvaziimpulsli fononlarga qaraganda, namunaning issiqdan sovuq chetiga yo'naltirilgan kvaziimpulsli fononlar ko'proq bo'lganligi sababli, fonon kvaziimpulsini yutuvchi elektronlar fonon oqimi bilan tortiladi. Natijada, elektronlar namunaning sovuq qismiga siljiy boshlaydi. Elektronlarning siljishi, ularning qayta taqsimlanishi tufayli fonon oqimidan elektronlarga ta'sir qiluvchi kuchni muvozanatlashtiradigan elektr maydon paydo bo'lguncha davom etadi. Ushbu potentsiallar farqi qo'shimcha termo EYuKni ifodalaydi, bu elektron-fonon o'zaro ta'sirining yo'qligi uchun hisoblangan termo EYuKga qo'shiladi. Fononning tortish effekti faqat past haroratlarda issiqlik quvvatining sezilarli darajada oshishiga olib keladi, chunki o'zaro to'qnashuvlar tufayli fonon taqsimoti asta-sekin muvozanatga qaytadi. Yuqori haroratlarda fononlarning fononlarga tarqalishi fononlarning muvozanat taqsimotini tezda tiklaydi va tortish effekti yo'qoladi.

Bu yerda yarimo'tkazgichlarning termo EYuK uchun ko'rib chiqilgan energiya munosabatlari yuqori va past haroratlarda germaniy uchun olingan tajriba natijalari bilan yaxshi mos keladi (6.12-rasm).

Metallarda elektronlar konsentratsiyasi harorga bog'liq emas. Ularning o'rtacha energiyasi:

$$\langle E \rangle = \frac{5}{3} F_0 \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{F_0} \right)^2 \right] \quad (6.157)$$

ifoda orqali aniqlanadi, bu yerda F_0 – absolyut noldagi Fermi sathi.



6.12-rasm. Quyi va yuqori haroratlarda germaniyning termo EYuK

Metallar uchun $F_0 \approx 5 \text{ eV}$ bo'lganligi uchun (6.157) ning ikkinchi hadi kichik va metallidagi elektronlarning energiyasi amalda haroratga bog'liq emas. Shu sababli, metallarning termo EYuK yarimo'tkazgichlarga nisbatan kichikdir. Metallar uchun $\alpha \approx 1 \div 10 \text{ mK/V}$, yarimo'tkazgichlar uchun esa $100\text{-}1000 \text{ mK/V}$ qiymatga yetadi. Shuning uchun, qoida tariqasida, yarimo'tkazgichlarning termo EYuK qiymatlari uchun qaysi metallga nisbatan aniqlanganligi ko'rsatilmaydi.

2. Peltie effekti

Peltie effekti deb ikki xil modda kontaktidan elektr toki o'tkazilgan issiqlik ajralishi yoki yutilishiga aytiladi. Ajralib chiqqan issiqlik tok zichligi va vaqtga proporsional bo'ladi

$$Q_{\Pi} = \Pi I t \quad (6.158)$$

Bu yerda Π – Peltie koeffitsienti.

3. Tomson effekti

Agar bir jinsli o'tkazgich bo'ylab harorat gradienti mavjud bo'lsa, u holda material hajmidan tok o'tganda, Joule issiqligiga qo'shimcha ravishda issiqlik chiqariladi (yoki so'riladi), uning miqdori oqayotgan elektr miqdori va harorat farqiga mutanosibdir:

$$Q_T = I t \int_T^T \tau_T dT \quad (6.159)$$

bu yerda τ_T koeffitsient Tomson koeffitsienti deb ataladi.

α , Π va τ_T koeffitsientlari bir-biri bilan Tomson munosabati orqali bog'langan. Ularni olish uchun 6.11-rasmda ko'rsatilganidek, ikkita o'tkazgichning yopiq zanjiri uchun termoelektrik effektlarni elementar ko'rib chiqaylik. Yarimo'tkazgich kontaktlari o'rtasida harorat farqi dT bo'lsin. Harorat gradientining mavjudligi $dQ = \alpha dT$ ga teng termoelektrik kuchni keltirib chiqaradi, bu esa ushbu zanjirda dI tokining o'tishini ta'minlaydi. Bunda Peltie issiqligi $\Pi' dI$ miqdoridagi kontaktlarning birida vaqt birligida ajralib chiqadi, ikkinchisida esa ΠdI yutiladi. Natijada, zanjirda Peltier issiqligi ajralib chiqadi va agar $\Pi' \neq \Pi$ dan kam farq qilsa, u holda issiqlik miqdori

$$dQ_{\Pi} = (\Pi' - \Pi) dI = \frac{d\Pi}{dT} dI dT. \quad (6.160)$$

Elektr toki harorat gradienti Tomson effekti hisobiga 1 s da

$$dQ_T = (\tau_{T_2} - \tau_{T_1}) dI dT \quad (6.161)$$

issiqlik ajralishini yuzaga keltiradi. Bu termodinamik jarayonlarni qaytuvchi deb hiosblash mumkin, chunki ular tok yo'nalishi va temperatura gradientiga bog'liq. Lekin bu berk zanjirda qaytmas jarayonlar – issiqlik o'tkazuvchanlik va Joul issiqligi ajralishi ham bor. Statsionar sharoitlarda issiqlik o'tkazuvchanlik umumiy issiqlik miqdorini o'zgartirmaydi. Joul issiqligi $(dI)^2$ tokning kvadratiga proporsional. Shuning uchun dI va dT ning kichik qiymatlarida ularni hisobga olmaslik mumkin. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$\alpha dI dT = \frac{d\Pi}{dT} dI dT + (\tau_{T_2} - \tau_{T_1}) dI dT \quad (6.162)$$

Bu yerdan:

$$\alpha = \frac{d\Pi}{dT} + (\tau_{T_2} - \tau_{T_1}) \quad (6.163)$$

Agar issiq uchi uchun T', Π', τ_{T_2} , sovuq uchi uchun T, Π, τ_{T_1} deb belgilasak, termodinamikaning ikkinchi qonuniga asosan

$$\frac{\Pi' dI}{T'} - \frac{\Pi dI}{T} + dI \int_T^{T'} \frac{\tau_{T_2} - \tau_{T_1}}{T} dT = 0 \quad (6.164)$$

Agar entropiyaning sanoq boshi sifatida uning issiq uchidagi qiymatini olsak ($\Pi' dI/T' = 0$), (6.164) ni T bo'yicha differensiallab

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{\Pi}{T} \right) - \frac{\tau_{T_2} - \tau_{T_1}}{T} = 0 \quad (6.165)$$

ifodaga ega bo'lamiz. Bu yerdan

$$\frac{d\Pi}{dT} - (\tau_{T_2} - \tau_{T_1}) = \frac{\Pi}{T}. \quad (6.166)$$

(6.163) va (6.166) larni taqqoslab

$$\Pi = \alpha T. \quad (6.167)$$

ekanligini aniqlaymiz.

Agar (6.167) ni T bo'yicha differensiallasak

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{1}{T} \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T^2} = \frac{1}{T} \left(\frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T} \right). \quad (6.168)$$

kelib chiqadi. (6.166) ni hiosbga olgan holda

$$\tau_{T_2} - \tau_{T_1} = \tau_T = T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (6.169)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Shunday qilib, berilgan moddaning termoelektrik hossalari xarakterlovchi α, Π, τ_r ko'effitsiyentlar o'zaro termodinamik munosabatlar orqali bog'langan. Odatda α eksperimental o'lchanadi, Π va τ_T lar shu munosabatlar orqali aniqlanadi.

6.8. Yarimo'tkazgichlarning issiqlik o'tkazuvchanligi

Ma'lumki, barcha jismlar issiqlikni o'tkazadi. Bu hodisa issiqlik o'tkazuvchanligi deb ataladi. Agar moddada tok paydo bo'lishiga olib keladigan issiqlik jarayonlari bo'lmasa, ya'ni $J=0$, u holda moddada mavjud bo'lgan harorat gradienti ∇T ga qarama-qarshi yo'nalishda W energiya oqimini keltirib chiqaradi:

$$\mathbf{W} = -x\nabla T. \quad (6.170)$$

Bu yerda $x=|W|/|\nabla T|$ issiqlik o'tkazuvchanlik ko'effitsienti bo'lib, son jihatdan namunaning bitta ko'ndalang kesimi orqali vaqt birligida o'tadigan energiya miqdoriga teng bo'lib, uning uchlarida bir daraja harorat farqi hosil bo'ladi. Qattiq jismda issiqlik energiyasini uzatish erkin zaryad tashuvchilar va fononlar tomonidan amalga oshiriladi. Zaryad tashuvchilarning harakati natijasida yuzaga keladigan issiqlik o'tkazuvchanligi elektron (yoki kovak) issiqlik o'tkazuvchanligi deb ataladi. U issiqlik o'tkazuvchanlik ko'effitsienti x_e bilan tavsiflanadi, bu ko'p jihatdan yarimo'tkazgich va haroratning xususiyatlariga bog'liq. Panjara tebranishlari natijasida yuzaga keladigan issiqlik o'tkazuvchanligi panjara yoki fonon issiqlik o'tkazuvchanligi deb ataladi. U x_L bilan belgilanadi. Shunday qilib, qattiq jismning umumiy issiqlik o'tkazuvchanligi panjara x_L va elektron (yoki kovak) x_e issiqlik o'tkazuvchanligidan iborat, ya'ni

$$x = x'_L + x_e. \quad (6.171)$$

Dielektriklarning issiqlik o'tkazuvchanligi asosan fononikdir; ularda $x_L \gg x_i$ bor. Yuqori toza metallarda panjara issiqlik o'tkazuvchanligining hissi odatda kichikdir, shuning uchun $x_e \gg x_L$. Yarimo'tkazgichlarda ko'pincha panjara issiqlik o'tkazuvchanligi elektron (yoki kovak) issiqlik o'tkazuvchanligi bilan bir xil tartibda bo'ladi. Panjara issiqlik o'tkazuvchanligi namunaning issiq uchidan sovuq uchiga o'tadigan fononlarning oqimi bilan aniqlanadi. Agar fononlar uchun l_L o'rtacha erkin yo'lni kiritadigan bo'lsak, u holda fononning issiqlik o'tkazuvchanlik ko'effitsientini kinetik nazariya asosida aniqlash mumkin. Bunday holda, x_L ifodasi quyidagi shaklga ega:

$$x_L = C v_{3L} l_L / 3, \quad (6.172)$$

Bu yerda C – panjara issiqlik sigimi; v_{3B} – fonon tezligi (tovush tezligi).

$\mathcal{L}$ usunlikdagi chiziqli namunada uchlari orasidagi temperatutalar farqi $T_1 - T_2$ bo'lganda vaqt birligida birlik yuzadan o'tadigan issiqlik miqdori

$$Q = \frac{x_L}{\mathcal{L}} (T_1 - T_2) \quad (6.173)$$

x_L uchun (6.172) dan foydalanib:

$$Q = C (T_1 - T_2) l_L v_{35} / 3 \mathcal{L}. \quad (6.174)$$

ni olamiz. Zaryad tashuvchilari akustik tebranishlarda sochiladigan aynimagan donor yarimo'tkazgich uchun zaryad tashuvchilar harakati tufayli yuzaga keladigan

issiqlik o'tkazuvchanlikni aniqlaymiz. Buning uchun elektronlar tomonidan ko'chiriluvchi energiya oqimi zichliginin hisoblaymiz:

$$\mathbf{W} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{(V_E)} f_1^{(n)}(\mathbf{k})(E - e\varphi) \mathbf{v}_n d\tau_{\mathbf{k}} = \mathbf{J}_n = 0 \quad (6.176)$$

deb hisoblab. $\mathbf{B} = 0$ va $\mathbf{J}_n = 0$ bo'lgan hol uchun (6.25) ni hisobga olgan holda (6.175) hisoblaymiz

$$\mathbf{W} = -n\mu_n \frac{2k^2T}{e} \nabla T. \quad (6.177)$$

Bu yerda ∇T ning oldidagi ko'paytma issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyentidir:

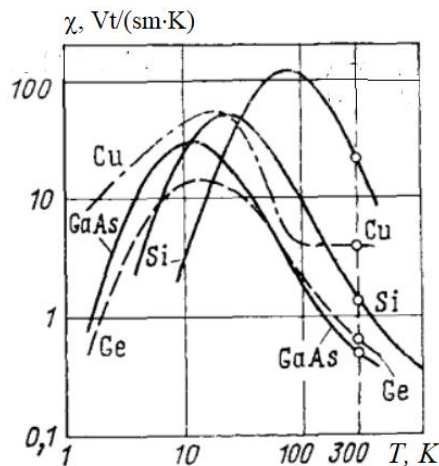
$$x_e = 2k^2Tn\mu_n/e = 2(k/e)^2\sigma T. \quad (6.178)$$

Demak, moddaning issiqlik o'tkazuvchanligi uning harorati va solishtirma o'tkazuvchanligi bilan aniqlanadi.

(6.178) dan

$$x_t/\sigma = 2(k/e)^2T, \quad (6.179)$$

munosabatni olamiz. Bu Videman-Frans qonunidir.



6.13-rasm. Germaniy, kremniy, galliy arsenid, mis va olmos uchun o'tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligi

Ikki xil tipli o'tkazuvchanlikka ega aynimagan yarimo'tkazgich uchun xuddi shunga o'xshash hisoblashlarni bajarib, issiqlik o'tkazuvchanlik uchun

$$x_e = \frac{2k^2T}{e} n\mu_n + \frac{2k^2T}{e} p\mu_p + \frac{n\mu_n p\mu_p (E_g + 4kT)^2}{eT(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (6.180)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

6.13-rasmdan ko'rinib turibdiki, qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchaligi harorat ortishi bilan avval ortadi, keyin yuqori haroratlarda kamayadi.

6.9. Kuchli elektr maydonida yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi

Kinetik tenglamani chiqarishda relaksatsiya vaqti elektr maydoniga bog'liq emas deb taxmin qilingan. Keyin, sferik izoenergetik sirtli aynimagan yarimo'tkazgich uchun kinetik tenglama yordamida tok zichligi Om qonuniga bo'ysunishi, ya'ni elektr maydon kuchlanganligiga proporsional ekanligi ko'rsatilgan

$$\mathbf{J} = en\mu_0\mathcal{E} = \sigma_0\mathbf{E} \quad (6.181)$$

Bu yerda μ_0, σ_0 - zaif elektr maydonida harakatchanlik va solishtirma o'tkazuvchanlik.

Elektron akustik fonon bilan to'qnashganda u energiyani fononga o'tkazishi yoki fonondan energiya olishi mumkin. Elektron energiyasining o'zgarishi ΔE bo'lsin. Agar energiyani fononga o'tkazish bilan bog'liq bo'lgan to'qnashuvlar sonini to'qnashuvlarning umumiy sonidan hisoblasak, (5.99) ga ko'ra, bunday to'qnashuvlardan biri uchun $2N_q+1$ to'qnashuvlar mavjud. Shuning uchun, to'qnashuv paytida elektronning nisbiy energiyasini yo'qotishi

$$\delta = \frac{\Delta E}{kT} = \frac{\hbar\omega_q}{kT} \frac{1}{2N_q + 1} = \frac{\hbar\omega_q}{kT} \text{th} \frac{\hbar\omega_q}{2kT} \quad (6.182)$$

Mos holda elektronning fonon bilan to'qnashishdagi energiyasining o'zgarishi $\Delta E = kT\delta$. Agar elektronning erkin yugurish yo'lida eFl elektr maydonida olgan energiyasi panjara bilan bir to'qnashishda yo'qotgan energiyasidan ancha kichik bo'lsa

$$\frac{e\mathcal{E}l}{\Delta E} \ll 1$$

to'qnashish elastik deyiladi. Bu Om qonuni

$$e\mathcal{E}l \ll kT\delta, \quad (6.183)$$

yoki

$$\mathcal{E} \ll \delta \frac{kT}{el} \quad (6.184)$$

bo'lganda bajarilishini anglatadi.

Bunday holda, zaryad tashuvchilar tezligining taqsimlanishi panjara haroratiga teng harorat bilan deyarli Maksvell taqsimoti bo'lib qoladi. Bunday holda, zaryad tashuvchilarning xaotik harakati ularning zaif tashqi elektr maydonining ta'siridan kelib chiqqan sekin siljishiga qo'shiladi. Bunday holda, zaryad tashuvchilarning siljish tezligi v ularning issiqlik tezligi v_0 dan sezilarli darajada kam bo'ladi, ya'ni

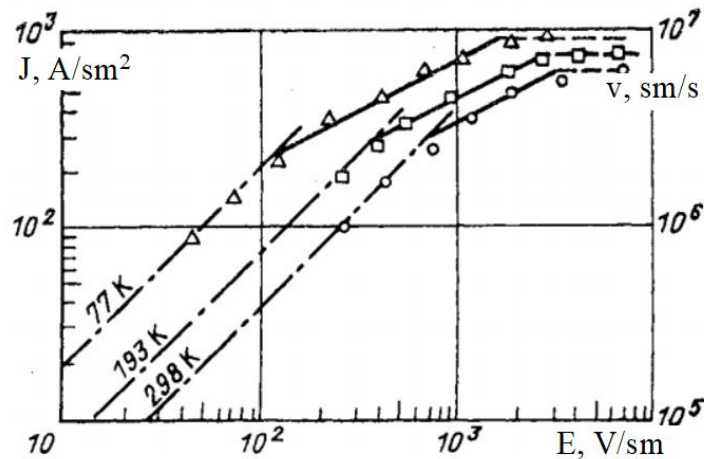
$$v \ll v_0 \quad (6.185)$$

Kuchli elektr maydonlarida Om qonuni buziladi. Bu ikki sababga ko'ra sodir bo'lishi mumkin. Birinchidan, kuchli elektr maydonlarida zaryad tashuvchilarning siljish tezligi ularning issiqlik tezligiga mutanosib bo'ladi. Bu sochilish jarayoniga ta'sir qiladi, bu relaksatsiya vaqtining va natijada harakatchanlikning o'zgarishida

namoyon bo'ladi. Bunga elektron-kovak gazining "isitish" hodisasi va Gann effekti kiradi. Ikkinchidan, kuchli elektr maydonlari zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasining o'zgarishiga olib kelishi mumkin. Bunday holda, zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasining oshishi bir qator sabablarga ko'ra yuzaga kelishi mumkin. Bunday ta'sirlar zarba ionlashuvi, Zener effekti va elektrostatik ionlanishdir.

Kuchli elektr maydonida yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligini ko'rib chiqaylik. (6.184) shart qanoatlanmaydigan kuchli elektr maydonlarida zaryad tashuvchilar akustik fononlar bilan to'qnashganda kristall panjaraga maydonda oladigan energiyani berishga ulgurmaydi. Natijada, zaryad tashuvchilarning o'rtacha energiyasi ortadi va elektron kovak gazi "qiziydi". Ammo zaryad tashuvchilarning energiyasi ortishi bilan ularning tezligi oshadi, bu erkin yugurish vaqtni qisqartirish va shunga mos ravishda zaryad tashuvchilarning panjaraning termal tebranishlariga tarqalish ehtimolini oshiradi. Shu sababli, maydon kuchi ortib borayotgan zaryad tashuvchilar energiyasining o'sishi elektron-fonon o'zaro ta'siri shunchalik mustahkamlanmaguncha davom etadi, bunda elektr maydonida zaryad tashuvchi tomonidan eCv vaqt birligida olingan energiya Rays tomonidan yo'qotilgan energiyaga teng bo'lgan barqaror holat o'rnatiladi

$$eCv = \delta kT / \tau. \quad (6.186)$$



6.14. Elektron germaniyda tok zichligi va drift tezligining tashqi elektr maydon kuchlanganligiga bog'liqligi

Panjaraning issiqlik tebranishlarida sochilganda (5.93) ga asosan erkin yugurish yo'li energiyaga bog'liq emas, shuning uchun erkin yugurish vaqti $\tau = l/v_0$. Lekin zaryad tashuvchilarning tezligi (6.186) ga asosan:

$$v = \delta kT / eE\tau = \delta kTv_0 / eEl. \quad (6.187)$$

Dreyf tezligi

$$v = \frac{e\tau}{m^*} \mathcal{E} = \frac{el}{m^* v_0} \mathcal{E} \quad (6.188)$$

(6.187) va (6.188) larni taqqoslasak

$$(eCl)^2 = 28kTm^*v_0^2/2 \quad (6.189)$$

kelib chiqadi. Lekin $m^* v_0^2 / 2 = kT$ bo'lganligi uchun (6.189) dan maydonning kritik kuchlanganligini aniqlaymiz

$$\mathcal{X}_{up} = \frac{kT}{l} (2\delta)^{1/2}, \quad (6.190)$$

Bunda elektron-kovak gazining qizishi boshlanadi. (6.190) dan kelib chiqadiki, harorat pasayishi bilan kritik maydon kuchlanganligi kamayadi. Bu 6.14-rasmda ko'rsatilgna eksperiment natijalari bilan mos keladi.

(6.187) va (6.190) lardan foydalanib,

$$v = (\delta/2)^{1/2} v_0. \quad (6.191)$$

ni olamiz. Bundan kelib chiqadiki, elektron-kovak gazining qizishi zaryad tashuvchilarning elektr maydonida olgan tezligi issiqlik tezligiga yaqinlashganda boshlanadi.

(6.189) dan zaryad tashuvchilar energiyasini issiqlik tezligi orqali ifodalash mumkin

$$\left(\frac{m^* v_0^2}{2} \right)^2 = \frac{(eFl)^2}{2\delta} \quad (6.192)$$

Bu yerdan

$$v_0 = \left[\frac{2e\mathcal{E}l}{m^*(2\delta)^{1/2}} \right]^{1/2}. \quad (6.193)$$

(6.193) ni (6.191) ga qoyamiz

$$y = \left(\frac{\delta}{2} \right)^{1/2} \left[\frac{2e\mathcal{E}l}{m^*(2\delta)^{1/2}} \right]^{1/2} = \left[\frac{el}{m^*} \left(\frac{\delta}{2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \mathcal{E} \mathcal{E}^{1/2}. \quad (6.194)$$

Shunday qilib, elektr maydon kuchlanganligi kritik qiymatdan katta bo'lgan kuchli maydonlarda, ya'ni

$$\mathcal{E} > \mathcal{E}_{hp} \text{ или } \mathcal{E} > \frac{kT}{el} (2\delta)^{1/2} \quad (6.195)$$

bo'lganda zaryad tashuvchilarning dreyf tezligi

$$v \sim \mathcal{E}^{1/2} \quad (6.196)$$

kabi ortadi, relaksatsiya vaqti esa mos ravishda kamayadi

$$\tau = \frac{l}{v_0 + v} \sim \mathcal{E}^{-1/2} \quad (6.197)$$

Bu yerdan

$$\mu_n = \frac{E\tau}{m^*} = \mu_0 \mathcal{E}^{-1/2}, \quad (6.198)$$

kelib chiqadi, shuningdek,

$$\sigma = en\mu_n = \sigma_0 \mathcal{E} - 1/2 n J = \sigma \mathcal{E} = \sigma_0 \mathcal{E}^{1/2} \quad (6.199)$$

Binobarin, tashqi elektr maydon kuchi $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{\text{hp}}$ bo'lsa, Om qonuni bajarilmaydi. Misol uchun, germaniyda xona haroratida omik o'tkazuvchanlikdan og'ishlar taxminan 700 V / sm maydon kuchida sodir bo'ladi (6.14-rasm). Bundan ham kuchliroq elektr maydonlari sohasida zaryad tashuvchilarning energiyasi shunchalik ko'payadiki, ular optik tebranishlar bilan sochilib ketishi mumkin. Bunday holda, optik fonon bilan to'qnashganda, tashuvchining energiyasi $\hbar\omega_0$ ga teng qiymatga o'zgaradi va energiya yo'qotish tezligi sezilarli darajada oshadi. Natijada, yangi statsionar holat o'rnatiladi, bunda zaryad tashuvchining maydonda vaqt birligida olgan energiyasi $e\mathcal{E}v$ bu zaryad tashuvchining bir vaqtning o'zida yo'qotgan $\Delta E/\tau$ energiyasiga teng, ya'ni.

$$e\mathcal{E}v = \frac{\Delta E}{\tau}. \quad (6.200)$$

Lekin (6.182) ga asosan zaryad tashuvchining bir to'qnashishda yo'qotgan energiyasi

$$\Delta E = \hbar\omega_0 \operatorname{th} \frac{\hbar\omega_0}{2kT}, \quad (6.201)$$

$$e\mathcal{E}v = \frac{v_0}{l} \hbar\omega_0 \operatorname{th} \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \quad (6.202)$$

Agar (6.188) dan elektr maydon kuchlanganligini topib, (6.202) ga qo'ysak, zaryad tashuvchilarning dreyf tezligi kelib chiqadi

$$v = \left(\frac{\hbar\omega_0}{m^*} \operatorname{th} \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \right)^{1/2} \quad (6.203)$$

Uning chegaraviy qiymati

$$v_s = (\hbar\omega_0/m^*)^{1/2} \quad (6.204)$$

Shunday qilib, namunadan o'tayotgan tok zichligi toyininshga intiladi va

$$J_s = env_s = en(\hbar\omega_s/m^*)^{1/2} \quad (6.205)$$

ga teng. Bu

$$\sigma = \frac{J_c}{\mathcal{E}} = \sigma_0 \mathcal{C}^{-1}. \quad (6.206)$$

ekanligini bildiradi.

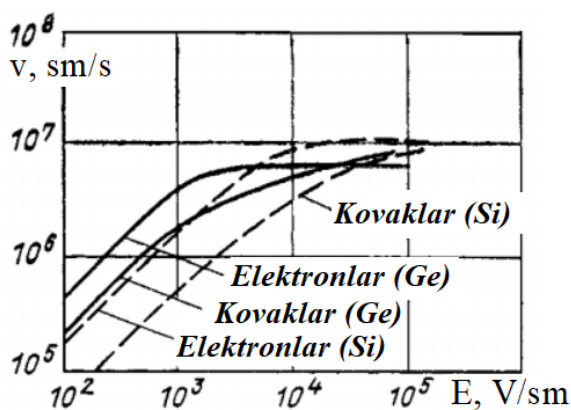
(6.202) va (6.203) lardan elektr maydon kuchlanganligi

$$\mathcal{E}'_{\text{kp}} = \frac{v_0}{el} \left(m^* \hbar \left(\omega_0 \operatorname{th} \frac{\hbar\omega_0}{2kT} \right)^{1/2} \right) \quad (6.207)$$

gacha ortganda kovalent kristallarda tokning va dreyf tezligining to'yinishi kuzatiladi.

$\mathcal{E} > \mathcal{E}'_{\text{kp}}$ bo'lganda tok va dreyf tezligi tashqi elektr maydoniga bog'liq bo'lmaydi. Baholashlar tok va dreyf tezligining to'yinishi maydon kuchlanganligi $\approx 10^4$ V/sm bo'lganda yuzaga kelishini ko'rsatmoqda, bunda dreyf tezligi $\approx 10^7$ sm/s ga yetadi.

Bu sof germaniy va kremniy uchun elektronlar va kovaklar tezligining elektr maydoniga bog'liqligini ko'rsatadigan 6.15-rasmdagi eksperimental ma'lumotlarga mos keladi. Ushbu rasmdagi ma'lumotlardan kelib chiqadiki, zaif maydonlarda Om qonuni qondiriladi. Haroratga bog'liq bo'lgan maydon kuchining kritik qiymatidan boshlab, tok $\mathcal{E}^{1/2}$ ga proporsionaldir. Juda kuchli maydonlarda tok maydonga bog'liq bo'lmaydi.



6.15-rasm. Toza germaniy va kremniy uchun zaryad tashuvchilar tezligining elektr maydon kuchlanganligiga bog'liqligi

Qutbli kristallarda optik tebranishlarda sochilish zaryad tashuvchining energiyasining past qiymatlarida ham ustun bo'ladi. Elektron energiyasi $E \ll \hbar\omega_0$ bo'lgan tashqi elektr maydonlarida harakatchanlik, kovalent yarimo'tkazgichlarda bo'lgani kabi, maydon kuchayishi bilan kamayadi. Juda kuchli maydonlarda elektron energiyasi $E \gg \hbar\omega_0$ bo'lganda, siljish tezligining harakatchanligi va to'yinganligini kamaytirish o'rniga, ularning tez o'sishi sodir bo'ladi va zaryad tashuvchilarning energiyasi ortadi. Bu hodisa zaryad tashuvchilarning "qochib ketishi" deb ataladi.

6.10. Gann effekti

O'tkazuvchanlik zonasi birdan ortiq energiya minimumiga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarda to'lqin vektori k minimalardan biriga to'g'ri keladigan elektron sochilganda, boshqa minimumga tegishli bo'lgan to'lqin vektori k' holatiga tushishi mumkin. Bunday sochilish natijasida elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasining bir minimumidan boshqa minimumiga o'tishi sodir bo'ladi. Ushbu turdagi sochilish vodiylararo deb ataladi.

Zaryad tashuvchilarning ma'lum sharoitlarda vodiylararo sochilishi bir jinsli yarimo'tkazgichga kuchli o'zgarmas elektr maydoni qo'llanilganda 10^{10} Gs tartibli chastotali tok tebranishlarining paydo bo'lishiga olib kelishi mumkin. Gann effekti deb ataladigan bu hodisa birinchi marta *GaAs*larda kuzatilgan.

6.16-rasmda galiy arsenidining [100] o'qi yo'nalishidagi energiya tuzilishi ko'rsatilgan. Bu yerda muhim bo'lgan narsa elektronlarning effektiv massalari har xil bo'lgan $\Delta E = 0,36$ eV bo'shliq bilan ajratilgan A va B minimalarining mavjudligidir. Quyi A vodiysi hududida elektronlar yengil, effektiv massasi $m_1^* = 0,068m_0$ va yuqori harakatchanlikka ega [$\mu_1 \approx 4000 + 8000 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$]. Yuqori B vodiysi hududida elektronlar $m_2^* = 1,2m_0$ bilan og'ir va past harakatchanlikka ega [$\mu_2 \approx 100 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$]. Holatlar zichligi yuqori qismda pastki qismlarga qaraganda 70 baravar yuqori.

Yetarlicha past haroratlarda va zaif tashqi elektr maydonida elektron energiyasi E energiya bo'shlig'idan sezilarli darajada kam bo'ladi $kT \ll \Delta E$, ya'ni $E \ll \Delta E$, shuning uchun elektronlar asosan o'tkazuvchanlik zonasining pastki vodiysida energiya sathlarini egallaydi (6.17-rasm, a), bu yerda ular yuqori harakatchanlik va past massa holatiga ega. Bunda tok zichligi quyi vodiydagi $n_1 = n_0$ (yuqori vodiya $n_2 = 0$) elektronlar konsentratsiyasi, ularning harakatchanligi μ_1 bilan aniqlanadi va maydon kuchlanganligining ma'lum bir kritik qiymat E_a gacha oshishi bilan chiziqli ravishda ortadi (6.18-rasm):

$$J = en_0\mu_1\mathcal{E}. \quad (6.208)$$

Elektr maydon kuchlanganligi ortishi bilan elektronlarning o'rtacha energiyasi ortib boradi va $E > \Delta E$ bo'lganda elektronlarning yuqori vodiya o'tishi mumkin bo'ladi (6.17, b-rasm), bu yerda ular kichik harakatchanlik, katta effektiv massa va yuqori holatlar zichligiga ega bo'ladi, elektronlarning natijaviy konsentratsiyasi $n_0 = n_1 + n_2$.

Shunday qilib, maydon kuchlanganligi ortishi bilan elektronlarning harakatchanligi va tok zichligi kamayadi, volt-ampere xarakteristikada kamyuvchi soha yuzaga keladi.

$\mathcal{E} > \mathcal{E}_6$ bo'lganda barcha elektronlar yuqori vodiya bo'ladi va tok zichligi

$$J = en_0\mu_2\mathcal{E} \quad (6.209)$$

ga teng bo'ladi.

Bunday noturg'unlik mexanizmini ko'rib chiqamiz. Faraz qilaylik, $\mathcal{L}$ uzunlikdagi namunaga tashqi kuchlanish qoyilgan bo'lsin. Bir jinsli yarimo'tkazgich namunaning butun uzunligida elektr maydoni bir xil. Lekin namunada lokal yuqori qarshilikka ega bo'lgan nobirjinslilik bo'lsa, bu yerda elektr maydon kuchlanganligi ancha yuqori bo'ladi. Mos ravishda shu joyda $\mathcal{E}_{\text{kp}} = \mathcal{E}_a$ maydon kuchlanganligi kritik qiymatga erishadi.

Mahalliy notekislik mintaqasidagi maydon kuchlanganligi $\mathcal{E}_a$ kritik qiymatiga yetishi bilan elektronlar yuqori B vodiysiga o'tadi va og'ir elektronlar maydon kuchaygan namunaning bu hududida paydo bo'ladi. Namunaning bu qismidagi elektronlarning harakatchanligi pasayadi va uning qarshiligi ortadi. Bu namunaning ushbu nuqtasida maydon kuchlanganligining oshishiga olib keladi, bu esa elektronlarning yuqori vodiya yanada qizg'in o'tishini keltirib chiqaradi. Ammo namunaga qo'llaniladigan kuchlanish o'zgarmasligi sababli, namunaning ushbu mintaqasining o'ng va chap tomonidagi maydon kuchlanganligi kamayadi. Natijada, elektr maydonining taqsimlanishi keskin bir xil bo'lmaydi va kuchli elektr maydonining hududi hosil bo'ladi, bu elektr domeni deb ataladi (6.19-rasm, a).

Domenning elektr maydoni ta'sirida og'ir elektronlar mintaqasi og'ir elektronlarning harakatchanligi pastligi sababli namuna bo'ylab nisbatan past tezlikda harakatlanadi. Og'ir elektron zonaning o'ng va chap tomonida yengil elektronlar yuqori tezlikda harakatlanadi. Chap tomonda ular bu zonaga yetib boradilar va natijada elektron kontsentratsiyasining ortishi maydoni - manfiy fazoviy zaryad maydoni hosil bo'ladi. Ushbu zonaning o'ng tomonida yorug'lik elektronlari oldinga siljiydi, shuning uchun elektron kamaygan mintaq hosil bo'ladi - musbat fazoviy zaryad mintaqasi. Binobarin, domenning kuchli elektr maydoni hududida elektron kontsentratsiyasining taqsimlanish egri chizig'ida domen jabhasiga mos keladigan $n < n_0$ bo'lgan kamaygan mintaq va domenning pasayishiga mos keladigan $n > n_0$ bilan boyitilgan mintaq mavjud (6.19, b-rasm).

$\mathcal{E}_d$ maydon kuchlanganligi domen ichida kuchli kuchayganligi sababli elektronlar harakatining tezligi $v_{1\mu}$ ham ortadi. Domendan tashqarida $\mathcal{E}_v$ maydon kuchlanganligi keskin kamayadi, shuning uchun elektronlar harakati tezligi pasayadi. Domendagi maydon kuchlanganligining ortishi v_d domen tezligi v_n domenidan tashqaridagi elektronlarning siljish tezligiga teng bo'lganda to'xtaydi, ya'ni

$$v_d = v_B \quad (6.210)$$

yoki

$$\mu_2 \mathcal{E}_\mu = \mu_1 \mathcal{E}_B \quad (6.211)$$

Bunday holda, v_d domenining belgilangan tezligi elektronlarning $\mathcal{E}_a$ da ega bo'lgan maksimal tezligidan kamroq bo'ladi. Shuning uchun kuchlanishni namunaga ulash vaqtida ($t=t_l$ orqali) tok $v_{\max}$ tomonidan aniqlangan maksimal $I_{\max}$ qiymatiga ega bo'ladi. Domenni shakllantirish jarayoni darhol boshlanadi va bu jarayon qisqa muddatli bo'lgani uchun, elektronning intervalgacha o'tishi bilan bog'liq bo'lgan vaqt konstantasi 10^{-12} s ga teng bo'lganligi sababli, tok v_2 domenining barqaror holatdagi harakati tezligi bilan belgilanadigan $I_{\min}$ qiymatiga juda tez tushadi:

$$I_{\min} = \sin_0 v_{\mu}, \quad (6.212)$$

Bu yerda s – namunaning kesim yuzasi.

Minimal joriy qiymat namuna bo'ylab domen harakatining butun vaqti davomida saqlanadi. Belgilanganidek, bu vaqt namunaning uzunligi va domen harakati tezligi bilan aniqlanadi:

$$T = \frac{\mathcal{L}}{v_{\text{д}}}. \quad (6.213)$$

Domen katoddan anodga o'tadi. Anodga yetganda, kuchli maydon hududi namunani tark etadi va namunadagi tok kuchaya boshlaydi. Namunadagi tok $I_{\max}$ qiymatiga yetganda, yangi domen hosil bo'ladi va tok $I_{\max}$ ga tushadi. Domenning kristall bo'ylab harakatlanishi natijasida tashqi zanjirda tok impulsi paydo bo'ladi. Joriy impulslarning ish aylanishi domendan o'tish T vaqti bilan belgilanadi. 50 mkm uzunlikdagi namuna uchun joriy tebranish chastotasi taxminan 2 GGs bo'lishi kerak. Ushbu tebranishlarning taxminiy ko'rinishi 6.20-rasmda ko'rsatilgan.

Domenni shakllantirish effekti hajmiy beqarorlik bo'lganligi sababli, u sxemaning tashqi elementlariga bog'liq emas. Bu shuni anglatadiki, domen tezligi tashqi kuchlanishning kattaligiga bog'liq emas va domen taxminan 10^7 sm/s dreyf tezligi bilan harakat qiladi. Kristalda domenlar paydo bo'lishi mumkin bo'lgan bir nechta nobirjinslilik bo'lishi mumkin bo'lsa-da, kristalda faqat bitta domen mavjud. Boshqacha qilib aytganda, domenning paydo bo'lishi faqat birjinslimaslikning birida sodir bo'ladi. Domen yo'qolgandan so'ng, boshqa nobirjinslilik bo'yicha yangi domen paydo bo'lishi mumkin. Kristaldagi birjinsliliklarning turlicha joylashishi domenlarning turli o'tish vaqtlarini, ya'ni turli tebranish davrlarini belgilaydi. Shuning uchun Gann effektini kuzatish uchun sof va juda bir hil namunalar talab qilinadi. Plastinka namunalarida elektrodnlarni ishlab chiqarish jarayonida yuzaga keladigan legirlash darajasining nobirjinsliliigi tufayli katod yaqinidagi kattalashgan maydon hududida domenlar hosil bo'ladi. O'tkazuvchanlik zonasining minimal A va B orasidagi masofa unchalik katta bo'lmasligi ham muhimdir, chunki elektronning ikkinchi vodiya o'tishi yuqori intensivlik maydonini talab qiladi, bunda zarba ionlanishi yoki tunnel effekti tufayli elektron kontsentratsiyasining oshishi mumkin.

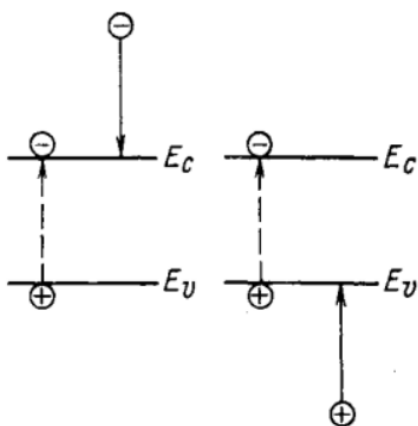
6.11. Zarbli ionizatsiya

Kuchli elektr maydonida, agar u taxminan 10 V/sm gacha ohsa, elektronlar (yoki kovaklar) moddaning atomlarini ionlashtirish uchun yetarli energiya oladi. Natijada, elektron-kovak juftlari paydo bo'ladi (6.21-rasm), ular o'z navbatida maydon tomonidan tezlashadi va qo'shimcha zaryad tashuvchilarni hosil qiladi. Zaryad tashuvchilarni yaratish jarayoni zarba ionlashuvi deb ataladi. Biroq, bu

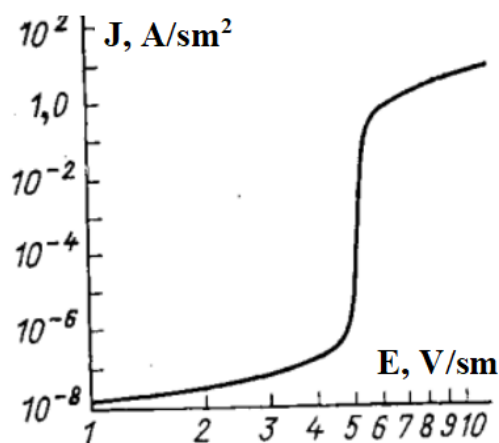
hodisani faqat $p-n_A$ o'tish joylarida kuzatish mumkin, chunki bir hil yarimo'tkazgichda ikkinchisining maqbul qalinligida $10^5 - 10^6$ V/sm maydonlarni yaratish juda qiyin. Kichik maydonlarni talab qiladigan va kirishma atomlari ionlashtirilmaganda past haroratlarda kuzatiladigan kirishma atomlarining zarba ionlanishi bundan mustasno. Beshinchi va uchinchi guruh elementlari - germaniyda donorlar va akseptorlarning zarba ionlanishi taxminan 5-10 V / sm ga teng maydonlarda sodir bo'ladi. Masalan, 4,2 K da elektron germaniyda tok zichligining elektr maydoniga bog'liqligini ko'rsatadigan 6.22-rasmdan $E \approx 5$ V/sm da kirishma atomlarining ta'sir ionlanishidan kelib chiqadigan tok zichligida keskin sakrashga o'xshash o'sish borligi kelib chiqadi. Zarba ionlanishi tufayli elektron-kovak juftlarining hosil bo'lish tezligi

$$G = \alpha_n n \mu_n + \alpha_p p \mu_p \quad (6.214)$$

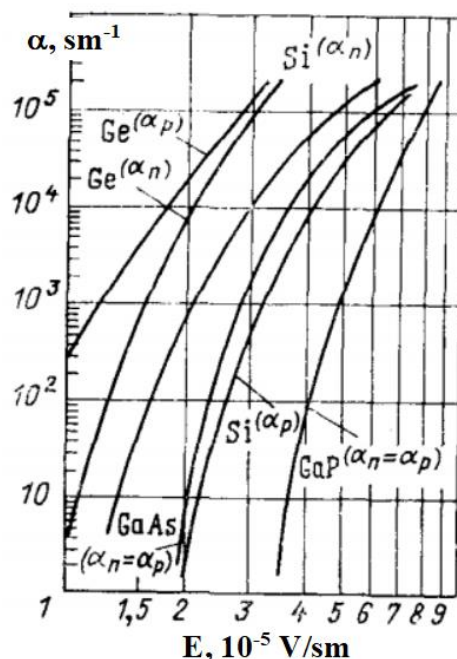
ko'rinishda berilgan, bunda α_n va α_p - mos ravishda elektron va kovaklarning zarba ionlanish koeffitsientlari.



6.21-rasm. Zarbli ionlashning ikki xil varianti



6.22-rasm. $T=4.2$ K da n-germaniyda zarbli ionlash



6.23-rasm. Germaniy, kremniy, galliy arsenid va galliy fosfid uchun zarbli ionlash koeffitsiyentining elektr maydoniga bog'liqligi

U birlik kochish masofasiga elektron (kovak) tomonidan yaratilgan elektron-kovak juftlarining soni sifatida aniqlanadi. Ikkala elektronning α_n va α_p kovaklarining zarba ionlanish koeffitsienti elektr maydon kuchlanganligining qiymatiga kuchli bog'liqdir. 6.23-rasmda germaniy, kremniy, galliy arsenid va galliy fosfidi uchun zarba ionlash koeffitsientlarining eksperimental o'lchangan qiymatlari ko'rsatilgan.

Zarbli ionlanish koeffitsienti $\alpha(E)$

$$\alpha(E) = \frac{1}{v} \int_0^{\infty} W_n(E) f(E) N(E) dE \quad (6.215)$$

munosabat bilan aniqlanadi, bu yerda $W_n(E)$ – kvant mexanik usulda hisoblangan ionizatsiya ehtimolligi; $f(E)$ – nimuvozanatli taqsimot funksiyasi; $N(E)$ – kvant holatlar zichligi; v – dreyf tezligi.

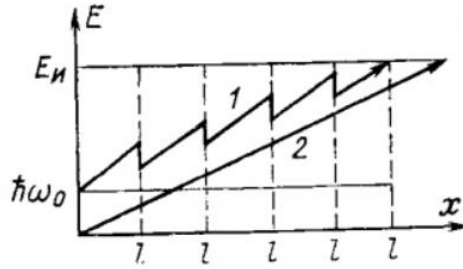
Katta dielektrik singdiruvchanlikka ega yarimo'tkazgichlar uchun ionizatsiya ehtimolligi (*Ge* va *Si*):

$$W_u(E) \approx A(E - E_u)^2, \quad (6.216)$$

Bu yerda A – proporsionallik koeffitsiyenti, E_u - ionizatsiya energiyasi.

Zarbli ionlashda uchta zaryad tashuvchisi ishtirok etadi, ular dastlabki zaryad tashuvchining energiyasini taxminan teng taqsimlaydi; chegaraviy ionlanish energiyasi $E_u = \frac{3}{2} E_g$, bu yerda E_g - taqiqlangan zona kengligi. Ta'sir qilish koeffitsienti $\alpha(E)$ ning maydonga bog'liqligi asosan $f(E)$ taqsimot funksiyasining turi bilan belgilanadi. Kinetik tenglamadan foydalangan holda batafsil tahlil shuni

ko'rsatadiki, $0 < E < \infty$ energiya sohasida taqsimlash funktsiyasi uchun to'liq analitik ifodani olish mumkin emas; $f(E)$ ni ikkita soha uchun aniq olish mumkin: $E < E_i$ va $E > E_i$ sohalarda.



6.24-rasm. Zarbli ionlashning shartli diagrammasi

Elektronlarning ionlanish chegarasiga E_i tezlashishi ikki omil nisbatiga bog'liq - tashqi elektr maydonidagi tezlashuv va fononlar bilan to'qnashuv paytida energiya tarqalishi. Energiya bo'shashishiga eng katta hissa optik fononlar tomonidan qo'shiladi. Optik "fonon" bilan to'qnashuvda elektron yo'qotadigan energiya $\hbar\omega_0 = \text{const}$ ga teng va o'rtacha erkin yo'l energiyaga bog'liq emas, ya'ni $l = \text{const}$. E_p ionlanish chegarasiga tezlanishni quyidagi shartli diagramma bilan ko'rsatish mumkin, bu yerda 6.24-rasmda ko'rsatilgan elektron vertikal ravishda chiziladi va elektronning o'rtacha ikki ionlashtiruvchi to'qnashuvlar orasidagi masofasi gorizont ravishda chiziladi. s fononlar bilan, chunki har bir bunday to'qnashuvda nisbiy energiya yo'qolishi kichik. Bu holda nazariya ko'rsatadiki,

$$\alpha(E) \sim e^{-E_H/\varepsilon^2}. \quad (6.217)$$

Bu yerda zarrachaning diffuziya harakati bilan o'xshashlik qo'llanilishi mumkin, shuning uchun $\alpha(E)$ uchun ko'rsatilgan yaqinlashuv diffuzion deb ataladi.

Ikkinchi holda, maydonlar nisbatan kuchsiz bo'lganda ($eEl \ll \hbar\omega_0$), zaryad tashuvchilar ko'plab o'rtacha erkin yo'llarga teng masofada energiya oladi (2-qator). Bunday vaziyatda zaryad tashuvchilar ionlanish chegarasidan oldin fononlar bilan to'qnashmaganda E_r energiyasini olishning faqat bitta imkoniyati mavjud. Ionlanish chegarasigacha bo'lgan yo'l $\mathcal{L}_n = E_n/e\mathcal{E}$ va fononlar bilan to'qnashuvlar orasidagi o'rtacha erkin yo'l l bo'lgani uchun to'qnashuvlarsiz ionlanish chegarasiga o'tish ehtimoli $e^{-\mathcal{L}_n/l} \approx e^{-E_n/\rho_n Z t}$ bo'ladi. Shu munosabat bilan, taqsimlash funktsiyasi va shuning uchun ta'sirning ionlanish koeffitsienti

$$\alpha(E) \sim e^{-E_u/e\mathcal{E}l}. \quad (6.218)$$

ga proporsionaldir.

Taqsimot funktsiyasi elektr maydonining yo'nalishi bo'ylab, ya'ni tashuvchining siljishi yo'nalishi bo'yicha kuchli kengaytiriladi, shuning uchun bu yaqinlashish dreyfli deb ataladi.

Tajribalar ko'rsatganidek, *Ge* va *Si* da $\alpha(E)$ asosan (6.218) ko'rinishdagi qonun bilan aniqlanadi. Biroq, tor p-n o'tish joylarida (bu ayniqsa *Si* da aniq ko'rinadi) (6.217) ko'rinishdagi bog'liqlik kuzatiladi. Bu $E \geq 5 \cdot 10^5$ V/sm maydon kuchlanganligida sodir bo'ladi.

6.12. Tunnel effekti va elektrostatik ionizatsiya

Juda kuchli elektr maydonlarida erkin zaryad tashuvchilarni shakllantirishning yana bir mexanizmi mumkin bo'ladi: tunnel effekti yoki Ziner effekti. Ma'lumki, tashqi elektr maydonida joylashgan yarimo'tkazgich energiya zonalarining egilishiga ega (2.10-bandga qarang). Elektr maydon kuchlanganligi qanchalik katta bo'lsa, zonalarining qiyaligi shuncha katta bo'ladi. 6.25-rasmda kuchli elektr maydoni mavjud bo'lgan hususiy yarimo'tkazgichning zonali tuzilishi ko'rsatilgan. Bunday holda, elektronning valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi tunnel effekti tufayli mumkin. Tunnelga o'tish ehtimoli potensial to'siqning balandligi va kengligiga bog'liq.

Bunda AB potensial to'sig'ining balandligi taqiqlangan E_q zonaning kengligi hisoblanadi. Effektiv to'siq kengligi $AB = \Delta x$ elektronning B nuqtadagi o'tkazuvchanlik zonasidagi va A nuqtadagi valentlik zonasidagi elektronning potensial energiyasidagi farqdan aniqlanishi mumkin. Chunki qo'shimcha doimiygacha bo'lgan potensial energiya.

$$U(B) - U(A) = -e\mathcal{E}\Delta x = -E_g \quad (6.219)$$

To'siqning effektiv kengligi

$$\Delta x = \frac{E_g}{e\mathcal{E}}. \quad (6.220)$$

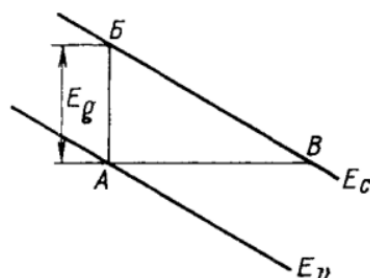
Demak potensial to'siq kengligi elektr maydon kuchlanganligiga bog'liq.

Elektronning A nuqtadan V nuqtaga o'tishi ABV uchburchakli to'siqdan o'tishi bilan bog'liq. Lekin, kvant mexanikasidan ma'lumki, uchburchakli to'siqdan o'tish ehtimoli

$$D = D_0 e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m_n^*}E_g^{3/2}}{3eh\mathcal{E}}}. \quad (6.221)$$

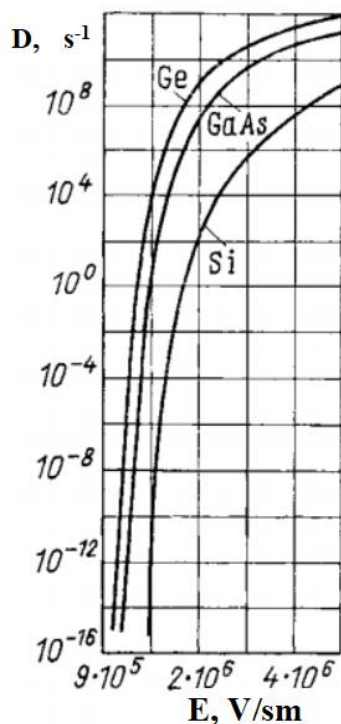
ko'rinishga ega.

Ushbu ifodadan kelib chiqadiki, tunnelning bir zonadan ikkinchisiga o'tish ehtimoli E elektr maydonining kuchayishi bilan eksponent ravishda ortadi. Bundan tashqari, E_g man qilingan zonaning kichik qiymatlari va effektiv massasi m^* bo'lgan yarimo'tkazgichlar uchun tunnel o'tish ehtimoli yuqori bo'ladi (6.26-rasm).

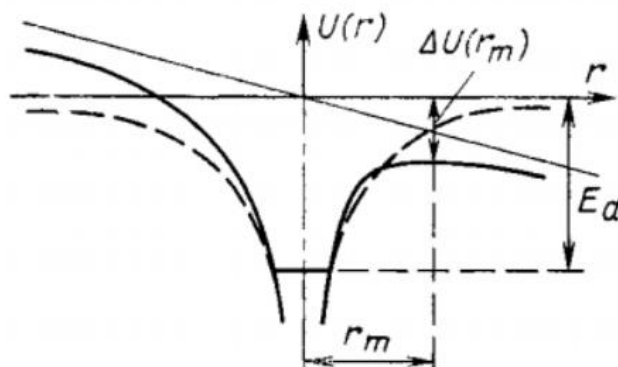


6.25-rasm. Kuchli elektr maydonida hususiy yarimo'tkazgichning zonaviy tuzilishi

Valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga, shuningdek, o'tkazuvchanlik zonasidan valentlik zonasiga o'tishlar uchun tunnel o'tish ehtimoli bir xil bo'ladi. Ammo valentlik zonasida elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga qaraganda ko'proq bo'lganligi sababli, elektronlarning valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga imtiyozli o'tishi sodir bo'ladi. Shuning uchun tunnel effekti erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasining sezilarli darajada oshishiga olib kelishi mumkin. U 10^6 V/sm maydonlarida kuzatiladi.



6.26-rasm. p-n-o'tishda elektronning tunnellanish ehtimolligining elektr maydoniga bog'liqligi



6.27-rasm. Tashqi elektr maydonida potensial baryerning pasayishi

Erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining oshishi kuchli elektr maydonida donor kirishma atomlarining ionlanish energiyasining kamayishi bilan ham bog'liq bo'lishi mumkin. 6.27-rasmda donor kirishma atomidagi elektronning maydonsiz (chiziqli egri chiziq) va tashqi elektr maydoni (uzluksiz egri) bilan potensial energiyasi ko'rsatilgan. Elektr maydoni bo'lmaganda, elektron musbat

zaryadlangan donor tomonidan hosil qilingan potensial quduqda lokalizatsiya qilinadi va uning ionlanishi uchun zarur bo'lgan energiya E_d ga teng.

Tashqi elektr maydoni potensial gradientni elektr maydonining yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda pasaytiradi. r vektori bo'ylab yo'naltirilgan tashqi elektr maydonining ta'sirini hisobga olgan holda elektronning potensial energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$U(\mathbf{r}) = -e\mathcal{E}r - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r} \quad (6.222)$$

Bu tenglikdagi birinchi had $\mathcal{E}$ tashqi elektr maydonida, ikkinchi had donorning kulon maydonida potensial energiyaning o'zgarishini bildiradi. (6.222) dan kelib chiqadiki, $U(\mathbf{r})$ qandaydir r_m nuqtada ekstremumga erishadi, potensial to'siq bu nuqtada |

$$\Delta U(\mathbf{r}_m) = -e\sqrt{e\mathcal{E}/\pi\epsilon_r\epsilon_0}, \quad (6.223)$$

ga kamayadi. Binobarin, donorning ionizatsiya energiyasi ham shunchaga kamayadi.

Donorning ionizatsiya energiyasining kamayishi Boltsman statistikasiga asosan termik uygonish ehtimolligini

$$e^{-\Delta U/kT} = e^{\frac{(e^3/\pi\epsilon_r\epsilon_0)^{1/2}}{kT}\sqrt{\delta}} \quad (6.224)$$

ga oshiradi.

Elektron kontsentratsiyasining sezilarli o'sishi sodir bo'ladigan elektr maydon kuchlanganligi odatda $10^4 - 10^5$ V/sm ni tashkil qiladi. Erkin zaryad tashuvchilarning paydo bo'lishining bu mexanizmi faqat ionlashtirilmagan donor kirishma kontsentratsiyasi erkin elektronlar kontsentratsiyasidan sezilarli darajada oshib ketganda o'zini namoyon qiladi.

Nazorat savollari

1. Taqsimot funksiyasi deb nimaga aytiladi?
2. Yarimo'tkazgichlarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi qanday aniqlanadi?
3. Zaryad tashuvchilarning harakatchanligi deb nimaga aytiladi?
4. Xoll effekti deb nimaga aytiladi?
5. Ikki turdagi zaryad tashuvchisi bo'lgan yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti qanday sodir bo'ladi?
6. Magnitarezistiv effekt deb nimaga aytiladi?
7. Termoelektrik hodisalarni tushuntiring?

8. Yarimo'tkazgichlarning issiqlik o'tkazuvchanligi qanday aniqlanadi?
9. Gann effekti deb nimaga aytiladi?
10. Tunnel effektini tushuntiring.

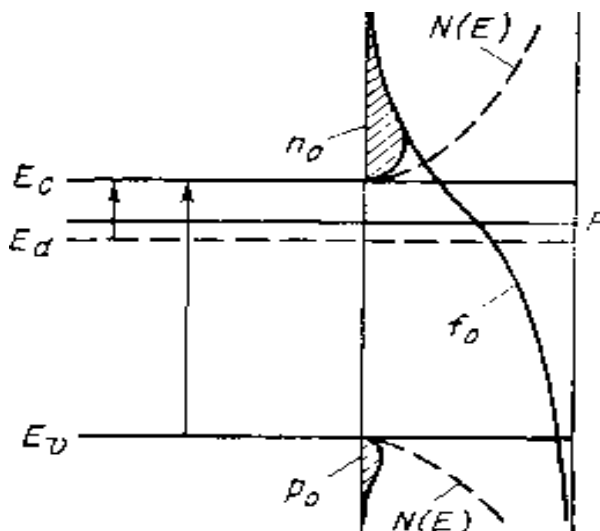
VII bob.

ELEKTRONLAR VA KOVAKLARNING GENERATSIYASI VA REKOMBINATSIYASI

7.1. Muvozanatdagi va nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar

Termodinamik muvozanat holatida bo'lgan donor yarimo'tkazgichni ko'rib chiqamiz. Issiqlik generatsiyasi natijasida donor aralashmasidan elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Yetarlicha yuqori haroratlarda elektronlarning to'g'ridan to'g'ri valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi sezilarli bo'ladi. 7.1-rasmda issiqlik qo'zg'alishi natijasida elektronlarning o'tishini o'qlar orqali ko'rsatilgan. Issiqlik generatsiyasi natijasida hosil bo'lgan va kristall panjara bilan termodinamik muvozanatda bo'lgan erkin zaryad tashuvchilar muvozanatdagi zaryad tashuvchilar deyiladi.

7.1-rasmda o'tkazuvchanlik va valent zonasidagi kvant holatlarining zichligi $N(E)$, Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi $f_0(E)$ va tegishli zonalarining chekkalari yaqinidagi holatlarni egallagan (shtrixli joylar) muvozanatdagi elektronlar n_0 va kovaklarning p_0 konsentratsiyalari keltirilgan.



7.1-rasm. Erkin zaryad tashuvchilarning issiqlik generatsiyasi va ularning termodinamik muvozanat holatidagi konsentratsiyasi

Erkin zaryad tashuvchilarning generatsiyasi bilan bir vaqtda rekombinatsiya jarayoni sodir bo'ladi: elektronlar valentlik zonasidagi erkin holatlarga qaytadi, natijada erkin elektron va erkin kovak yo'qoladi. Termodinamik muvozanat sharoitida generatsiya va rekombinatsiya jarayonlari o'zaro muvozanatlashadi. Bir soniyada kristall hajm birligidagi generatsiyalanuvchi elektron kovak juftlari sonini

G_0 va rekombinatsiyalanuvchi elektron kovak juftlari sonini R_0 bilan belgilaymiz. Rekombinatsiya ehtimolligi erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining ko'paytmasiga mutanosibdir, shuning uchun

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (7.1)$$

bu yerda γ_r - rekombinatsiya koeffisienti deb ataladigan mutanosiblik koeffisienti.

Yarimo'tkazgichning muvozanat holati uchun tenglik amal qiladi

$$G_0 = R_0 \quad (7.2)$$

bu batafsil muvozanat printsipining ifodasidir.

Issiqlik generatsiyasidan tashqari, erkin zaryad tashuvchilarning paydo bo'lishiga olib keladigan boshqa mexanizmlar ham mavjud. Masalan, erkin zaryad tashuvchilar yarimo'tkazgichni yorug'lik bilan nurlantirish, kuchli elektr maydonlarida valentlik bog'larini uzish yoki p-n o'tish yordamida injeksiya qilish orqali ham hosil qilinishi mumkin. Bu holatlarning barchasida elektronlarning n va kovaklarning p ma'lum konsentratsiyalari paydo bo'lib, bu erkin zaryad tashuvchilar termodinamik muvozanatdagidan farq qiladi.

Konsentratsiyasi bo'yicha ham, energiya taqsimotida ham termodinamik muvozanatda bo'lmagan harakatlanuvchi zaryad tashuvchilar nomuvozanatliy zaryad tashuvchilardir va ularning konsentratsiyasi n , p nomuvozanatliy deb ataladi. Yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilarning nomuvozanatliy n , p konsentratsiyasidan muvozanatdagi n_0 , p_0 konsentratsiyalarini farqi Δn , Δp odatda zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasi deb ataladi.

Optik generatsiyada zaryad tashuvchilar muvozanat zarralarining o'rtacha issiqlik energiyasidan sezilarli darajada oshib ketadigan kinetik energiyaga ega bo'lishi mumkin. Zaryad tashuvchilar tarqalishi natijasida o'zlarining ortiqcha energiyasini kristall panjaradagi nuqsonlarga tezda o'tkazadilar. O'tkazuvchanlik zonasida yorug'lik ta'sirida hosil bo'lgan elektronlarning energiyasi 1 eV bo'lsin deylik.

Elektronlar to'liq uzunligi katta bo'lgan akustik fononlarda sochilib, har bir to'qnashuvda elektronlar panjaraga $2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ energiyasini uzatadi.

Shunday qilib, ortiqcha 1 eV bo'lgan energiyani tarqatib yuborish uchun ortiqcha elektronlar akustik fononlar bilan 500 ga yaqin to'qnashuvni amalga oshirishi kerak. Elektronlarning o'rtacha erkin yurish uzunligi 10^{-6} sm ga teng va ularning xona haroratidagi issiqlik tezligi taxminan 10^7 sm/s ga teng, shuning uchun ikkita to'qnashuv orasidagi o'rtacha vaqt $\tau = 10^{-13} \text{ s}$ ga teng bo'lib, $5 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ dan keyin ortiqcha elektronlar kristall panjara haroratiga ega bo'lib qoladilar. Shuning uchun nomuvozanatliy va muvozanatdagi zaryad tashuvchilarining energiyalari bo'yicha taqsimot bir xil bo'ladi. Bu jarayon nomuvozanatliy elektronlarning ortiqcha energiyasini tarqatib yuborishi, go'yo o'tkazuvchanlik zonasining pastki

chetiga "tushishi" va nomuvozanatliy kovaklar ortiqcha energiyani tarqatib, valentlik zonasining yuqori chetiga "ko'tarilishi" bilan bog'liq. Bunda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi muvozanatdagidan unchalik farq qilmasa, u holda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar tomonidan kinetik energiyani kristallga o'tkazishi panjara energiyasini va shuningdek kristallning haroratini deyarli o'zgartirmaydi, shuning uchun muvozanatdagi zaryad tashuvchilarining kontsentratsiyasi o'zgarmaydi. Bunday holda, elektronlar va kovaklarning umumiy soni mos ravishda teng bo'ladi:

$$n = n_0 + \Delta n; p = p_0 + \Delta p \quad (7.3)$$

Nomuvozanatliy elektronlarning statsionar n kontsentratsiyasini (4.40) formuladan foydalanib ifodalash mumkin:

$$n = n_0 + \Delta n = \sum_{E_C}^{\infty} f_n(E) N(E) dE \quad (7.4)$$

bu yerda $f_n = (e^{(E-F_n)/kT} + 1)^{-1}$ o'tkazuvchanlik zonasidagi E energetik sathdagi elektronni topish ehtimolligi. Bunda f_n Fermi-Dirak taqsimotiga to'g'ri keladi (4.28), F_n elektronlar uchun kvazi Fermi sathidir. (4.42) ifodaga binoan nomuvozanatliy elektron kontsentratsiyasi

$$n = N_C F_{1/2}(\eta_n) \quad (7.5)$$

bu yerda

$$\eta_n = \frac{F_n - E_C}{kt} \quad (7.6)$$

elektronlar uchun keltirilgan kvazi Fermi sathi.

(4.65), (4.66) va (4.69) ni hisobga olgan holda aynimagan yarimo'tkazgichdagi nomuvozanatliy elektronlarning kontsentratsiyasi quyidagicha ifodalanishi mumkin

$$n = N_C e^{\eta_n} = n_0 e^{\eta_n - \eta} = n_i e^{\eta_n - \eta_i} \quad (7.7)$$

Xuddi shunday, nomuvozanatliy kovaklarning kontsentratsiyasi quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$p = p_0 + \Delta p = \sum_{-\infty}^{E_V} f_p(E) N(E) dE = N_V F_{1/2}(-\eta_p - \varepsilon_i) \quad (7.8)$$

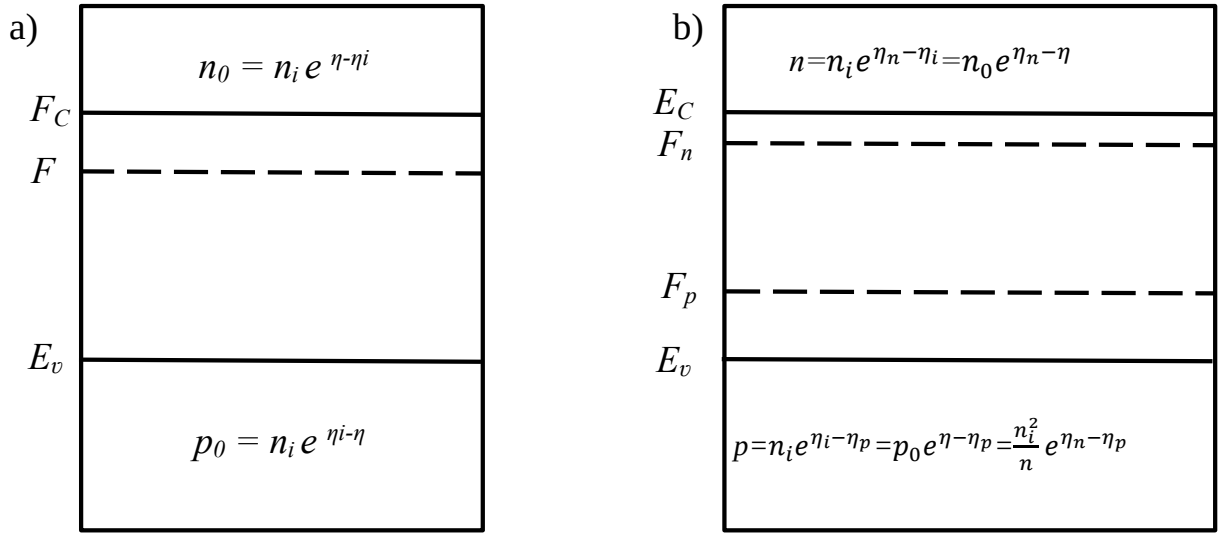
bu yerda $f_p = (e^{(E-F_p)/kT} + 1)^{-1}$ valent zonasidagi E energetik sathdagi kovakni topish ehtimolligi. Bunda f_p Fermi-Dirak taqsimotiga to'g'ri keladi (4.28), F_p kovaklar uchun kvazi Fermi sathidir.

$$\eta_p = \frac{F_p - E_V}{kt} \quad (7.9)$$

kovaklar uchun keltirilgan kvazi Fermi sthi.

Ayniganlik bo'lmasa, (4.67) va (4.69) formulalarni hisobga olgan holda nomuvozanatliy kovaklarning kontsentratsiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$p = N_v e^{-\eta_p - \varepsilon_i} = p_0 e^{\eta - \eta_p} = n_i e^{\eta_i - \eta_p} \quad (7.10)$$



7.2-rasm. Fermi sathini ikkita kvazi sathga bo'linishi: elektronlar uchun F_n va kovaklar uchun F_p .
a) muvozanatdagi holati; b) nomuvozanat holati.

Shunday qilib, nomuvozanat holatda Fermi sathi ikkita kvazi sathga bo'linadi, elektronlar uchun F_n va kovaklar uchun F_p , ularning har biri o'z zonasiga qarab siljiy boshlaydi (7.2-rasm).

Nomuvozanat holat uchun elektronlar va kovaklar konsentratsiyasining ko'paytmasi endi muvozanatdagi qiymatidan farq qiladi:

$$np = n_0 p_0 e^{\eta_n - \eta_p} = n_i^2 e^{\eta_n - \eta_p} \quad (7.11)$$

Keltirilgan kvazi Fermi sathlari orasidagi masofa ($\eta_n - \eta_p$) tizimning termodinamik muvozanat holatidan og'ishini tavsiflaydi:

$$np / n_0 p_0 = np / n_i^2 = e^{\eta_n - \eta_p} \quad (7.12)$$

Bu nisbat nomuvozanat holatdagi elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi o'rtasidagi bog'liqlikni ifodalaydi. Bundan tashqari, elektronlar va kovaklarning kvazi Fermi sathlari qanchalik farq qilsa, nomuvozanat zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining ko'paytmasi muvozanatdagi konsentratsiyasining ko'paytmasidan shunchalik farq qiladi.

7.2. Zaryad tashuvchilarning biqutbli optik generatsiyasi

Optik generatsiya natijasida elektronlar va kovaklarning ma'lum konsentratsiyasi hosil bo'lgan yarimo'tkazgichni ko'rib chiqing. Qo'zg'olish natijasida elektron va kovaklar juftlarini paydo bo'lishini, zaryad tashuvchilarning

generatsiyasini biqutbli generatsiya deb ataymiz. Bunday holda, yorug'lik kvantining yutilishi kovalent bog'lanishning uzilishi bilan birga sodir bo'ladi hamda hosil bo'lgan ortiqcha elektronlar va kovaklar soni bir xil bo'ladi:

$$\Delta n = \Delta p \quad (7.13)$$

Generatsiya jarayoniga parallel ravishda rekombinatsiya jarayoni sodir bo'ladi va statsionar holatda kovalent bog'lanishlarning uzilishi natijasida vaqt birligida qo'zg'atilgan elektronlar va kovaklar soni bir vaqtning o'zida rekombinatsiya qilingan elektronlar va kovaklar soniga teng bo'ladi. Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar juda qisqa vaqt ichida muvozanatdagidan energiya jihatidan ajralib bo'lmaydigan bo'lib qolganligi sababli, ular muvozanatdagi zaryad tashuvchilar kabi bir xil rekombinatsiya koeffitsientiga γ_r ega deb hisoblash mumkin.

Qo'zg'atuvchi yorug'lik o'chirilgandan so'ng, rekombinatsiya natijasida elektronlar va kovaklarning konsentratsiyasi kamayadi. Bunday holda, erkin elektronlar va kovaklar sonining kamayish tezligi rekombinatsiya va issiqlik generatsiya tezliklarining farqi bilan belgilanadi

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = \gamma_r np - G_0 \quad (7.14)$$

(7.1), (7.2), (7.3) va (7.13) larni hisobga olib, (7.14) tenglikni quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r (np - n_0 p_0) = \gamma_r (n_0 + p_0 + \Delta n) \Delta n \quad (7.15)$$

Agar qo'zg'alish darajasi past bo'lsa, buni $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ hisobga olsak

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r (n_0 + p_0) \Delta n = -\gamma_r (n_0 + p_0) (n - n_0) \quad (7.16)$$

belgilash kiritamiz:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)} \quad (7.17)$$

Bunda (7.16) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{(n - n_0)}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (7.18)$$

bu yerda

$$\Delta n = \Delta n(0) e^{-t/\tau}, \quad (7.19)$$

bunda $\Delta n(0)$ - qo'zg'atuvchi yorug'lik o'chirilgandagi elektronlarning ortiqcha konsentratsiyasi.

Shunday qilib, biqutbli generatsiyaning past darajasi bo'lsa, qo'zg'alishni to'xtatilgandan keyin elektronlar va kovaklarning ortiqcha konsentratsiyasi eksponentsial qonun bo'yicha kamayadi va vaqt τ o'tishi bilan rekombinatsiya natijasida ularning soni e marta kamayadi. Bunda τ ortiqcha elektronlar va

kovaklarning umumiy konsentratsiyasining o'rtacha mavjud bo'lish vaqtini anglatadi va shuning uchun u nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqti deb ataladi. Xususiy yarimo'tkazgich uchun elektronlar va kovaklar sonining kamayish tezliklari qiymatlari teng va τ ning qiymati elektron kovak juftlarining yashash vaqtini ifodalaydi. Yarimo'tkazgich materialining turiga va uning tozalik darajasiga qarab nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqtining qiymati juda keng oraliqda, 10^{-2} s dan 10^{-8} s gacha o'zgarishi mumkin.

Biqutbli qo'zg'alishning yuqori darajasi bo'lsa, bunda $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$ bo'lib, (7.15) dan quyidagini topamiz:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r (\Delta n)^2, \quad (7.20)$$

ya'ni rekombinatsiya tezligi Δn ga kvadrat qonun bo'yicha bog'liq bo'ladi. O'zgaruvchilarni ajratib, biz yozamiz:

$$\frac{dn}{(\Delta n)^2} = -\gamma_r dt, \quad (7.21)$$

bu yerda

$$\Delta n = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_r \Delta n(0)t} \quad (7.22)$$

(7.22) dan kelib chiqadiki, kvadratik rekombinatsiyada zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasi giperbolik qonunga muvofiq kamayadi.

Agar oniy yashash vaqtini kiritsak τ_{on} , (7.20)ga muvofiq kvadratik rekombinatsiya holatida

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{\Delta n}{\tau_{on}} \quad (7.23)$$

va

$$\tau_{on} = \frac{1}{\gamma_r \Delta n} \quad (7.24)$$

ya'ni τ_{on} bu ortiqcha elektronlarning konsentratsiyasiga bog'liq va shuning uchun u o'zgaruvchan kattalikdir. Biroq, vaqtning har bir daqiqasida τ_{on} ma'lum bir ma'noga ega bo'lib, zaryad tashuvchilarning bir lahzali yashash vaqtidir. Shu sababli, in'ektsiyaning yuqori darajasida (7.23) ga muvofiq bir lahzali yashash vaqti quyidagicha bo'ladi:

$$\tau_{on} = -\frac{\Delta n}{\frac{d\Delta n}{dt}} \quad (7.25)$$

7.3. Zaryad tashuvchilarning monoqutbli optik generatsiyasi.

Maksvell relaktsasiya vaqti

Kirishmali yarimo'tkazgichlarda nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarni hosil qilish jarayonlari xususiy o'tkazuvchanlikli moddalarda sodir bo'ladigan hodisalardan sezilarli darajada farq qilishi mumkin. Donor yarimo'tkazgichni ko'rib chiqamiz, bunda yorug'lik nurlanishi elektronlarning donor sathdan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishiga olib keladi. Zaryad tashuvchilarni qo'zg'atishning bunday jarayoni monoqutbli optik generatsiya deb ataladi. Bu asosiy zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasining hosil bo'lishi bilan tavsiflanadi (donor bo'lganligi uchun elektronlar asosiy zaryad tashuvchilar bo'ladi). Shu bilan birga, yarimo'tkazgichning elektr neytralligi buzilmaydi, chunki yorug'lik natijasida hosil bo'lgan erkin elektronlarning ortiqcha zaryadi donor kirishma ionlarining hosil bo'lgan musbat zaryadi bilan qoplanadi.

Agar namunaning ma'lum bir hududida nomuvozanatiy elektronlar hosil bo'lsa, u holda bu sohadagi elektronlar konsentratsiyasi oshadi: $n = n_0 + \Delta n$.

Elektronlarning ortiqcha konsentratsiyasining mavjudligi ularning yarimo'tkazgichning yoritilmagan maydoniga o'tishiga olib keladi. Shuning uchun namunaning yoritilmagan qismida, elektronlar diffuziyalangan joyda, ortiqcha elektronlarning manfiy hajmli zaryadi paydo bo'ladi va elektronlar diffuziyalanib ketgan hududda donor kirishma ionlari tufayli musbat zaryad to'planadi. Agar vaqt $t=0$ bo'lganda elektronlar generatsiyasi to'xtasa, hajmiy zaryad tomonidan hosil qilingan elektr maydoni E qandaydir vaqt davomida hajmiy zaryadning yo'q qilinishiga olib keladigan o'tkazuvchanlik tokini paydo qiladi.

Zichligi J ga teng bo'lgan tok oqishi natijasida hajmiy zaryad zichligi ρ ning o'zgarishi ma'lumki, elektr zaryadining uzluksizlik tenglamasiga bo'ysunadi.

$$\operatorname{div} J = \operatorname{div}(\sigma E) = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (7.26)$$

Elektr maydon kuchlanganligi va hajmiy zaryad zichligi Puasson tenglamasi bilan bog'langan

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad (7.27)$$

bu yerda ε_r - yarimo'tkazgichning nisbiy dielektrik o'tkazuvchanligi; ε_0 - elektr doimiysi.

(7.26) va (7.27) tenglamalardan kelib chiqadiki,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \rho \quad (7.28)$$

Bu erdan vaqt o'tishi bilan hajmiy zaryadining o'zgarish qonunini topamiz:

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau_\mu} \quad (7.29)$$

bu yerda ρ_0 - $t=0$ vaqt momentidagi hajmiy zaryadning zichligi;

$$\tau_{\mu} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{\sigma} \quad (7.30)$$

bu ifoda dielektrik yoki Maksvell relaksatsiya vaqti deyiladi.

Maksvell relaksatsiya vaqtining son qiymatini baholaymiz. Germaniy uchun

$$\sigma = 1 \frac{1}{\text{Om} \cdot \text{sm}} = 10^2 \frac{1}{\text{Om} \cdot \text{m}} \text{ va } \varepsilon_r = 16, \tau_{\mu} = 10^{-12} \text{ s}.$$

(7.29) dan ko'rinib turibdiki, zaryad tashuvchilarning monoqutbli optik generatsiya holatida, qo'zg'atuvchi yorug'lik o'chirilgandan so'ng, vaqt o'tishi bilan eksponensial qonunga ko'ra o'zgarmas vaqt τ_{μ} bilan kamayadigan hajmiy zaryad paydo bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, ortiqcha asosiy zaryad tashuvchilar tomonidan hosil qilingan hajmiy zaryad, qo'zg'atuvchi yorug'lik o'chirilgandan keyin o'tkazuvchanlik toki natijasida o'rtacha τ_{μ} vaqtdan keyin yo'qoladi.

7.4. Rekombinatsiya mexanizmlari

Yarimo'tkazgichlarda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning rekombinatsiya jarayonlarini ikkita asosiy turga bo'lish mumkin: zonalar aro rekombinatsiya va tuzoq orqali rekombinatsiya.

Zonalararo rekombinatsiya elektronning o'tkazuvchanlik zonasidagi holatdan valentlik zonasining bo'sh holatiga o'tishi bilan amalga oshiriladi hamda bu erkin elektron va erkin kovakni yo'q qilishga tengdir. Ushbu jarayon energiya va kvazi impuls saqlanish qonunlariga rioya qilgan holda amalga oshadi. Agar o'tkazuvchanlik zonasida (rekombinatsiyadan oldin) elektronning energiyasi va kvazi impulsi E' va p' bo'lsa, va rekombinatsiyadan keyin ular mos ravishda E va p ga teng bo'lsa, u holda energiya va kvazi impulsar saqlanish qonunlariga ko'ra quyidagicha yoziladi:

$$E' = E + \Delta E, \quad p' = p + Q \quad (7.31)$$

Bu yerda Q - elektron tomonidan kristall panjaraga uzatiladigan kvazi impuls va ΔE -rekombinatsiya jarayonida ajralib chiqadigan energiya.

Ortiqcha energiya ΔE qanday sochilishiga qarab, zonalar aro rekombinatsiya uch turga bo'linadi:

- Agar rekombinatsiya jarayonida chiqarilayotgan energiya yorug'lik kvanti sifatida nurlansa, rekombinatsiya nurlanishli yoki fotonli rekombinatsiya deb ataladi;
- Agar rekombinatsiya jarayonida chiqarilayotgan energiya panjaraga o'tkazilsa, ya'ni fononlarni hosil qilish uchun sarflansa, bunday rekombinatsiya nurlanishsiz yoki fononli deb ataladi;
- Agar rekombinatsiya aktida chiqarilgan energiya uchinchi erkin zaryad tashuvchiga o'tkazilsa, rekombinatsiya zarba yoki Auger rekombinatsiyasi deb ataladi.

Yarimo'otkazgich kristallida har doim nuqsonlar mavjud bo'lib, ularning energetik sathlari taqiqlangan zonada joylashgan bo'ladi. Shuning uchun zonalararo rekombinatsiya bilan bir qatorda mahalliy energiya sathlari orqali rekombinatsiya jarayoni ham bo'lishi mumkin. O'tkazuvchanlik zonasidan elektronni va valentlik zonasidan kovakni ushlab olib, ularning rekombinatsiyasini amalga oshiradigan panjara nuqsoni rekombinatsiya tuzog'i deb ataladi. Bunday holda, o'tkazuvchanlikda elektron va kovak juftining yo'qolishi quyidagicha amalga oshiriladi.

Neytral rekombinatsiya tuzog'i elektronni o'tkazuvchanlik zonasidan tortib oladi, keyin bir muncha vaqt o'tgach elektron tuzoqdan valentlik zonasiga o'tadi. Elektron past energetik sathga o'tganda ΔE energiyani sarflash usuliga qarab, tuzoqlar orqali rekombinatsiya fotonli yoki fononli bo'lishi mumkin.

7.5. Zonalararo nurlanishli rekombinatsiya

Zonalararo nurlanishli rekombinatsiya paytida elektron o'tkazuvchanlik zonasidan valentlik zonasiga o'tadi, shu bilan birga energiyasi taqiqlangan zona kengligiga teng bo'lgan yorug'lik kvanti chiqariladi:

$$h\nu = E_g \quad (7.32)$$

Termodinamik muvozanatda fotonlar chiqarilishi bilan vaqt birligida birlik hajmda rekombinatsiyalanuvchi zaryad tashuvchilarning soni batafsil muvozanat prinsipiga muvofiq fotonlarni yutish paytida qo'zg'atilgan zaryad tashuvchilarning soniga teng bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, muvozanat nurlanishining zichligi R_n^0 bir soniyada birlik hajmda yutilgan kvantlar soniga teng R_y^0 . Ammo nurlanishli rekombinatsiya jarayonining intensivligi muvozanatdagi elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasining ko'paytmasiga mutanosibdir:

$$R_y^0 = R_{ch}^0 = \gamma_r n_0 p_0 = \gamma_r n_i^2 \quad (7.33)$$

Bu yerda γ_r - zonalararo nurlanishli rekombinatsiya koeffitsienti.

Muvozanat holatidan chetga chiqqanda, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyalari $n = n_0 + \Delta n$ va $p = p_0 + \Delta p$ larga tengdir. Ular 7.2 paragrafda ta'kidlanganidek, muvozanat bilan bir xil rekombinatsiya koeffitsienti bilan tavsiflanadi. Bunda, agar zaryad tashuvchilarning aynishi sodir bo'lmasa, nomuvozanatliy elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasining ko'paytmasida rekombinatsiya tezligi R ning mutanosibligi saqlanib qoladi. Shuning uchun, (7.33) dan γ_r ni aniqlab quyidagini yozish mumkin:

$$R = \gamma_r np = R_y^0 \frac{np}{n_i^2} \quad (7.34)$$

Zonalararo nurlanishli rekombinatsiya paytida nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqtini aniqlaymiz. (7.18) ga muvofiq elektronlar uchun:

$$\tau_{nr} = -\frac{\Delta n}{dn/dt} \quad (7.35)$$

Tashqi qo'zg'alish olib tashlanganida, erkin elektronlar kontsentratsiyasining o'zgarish tezligi rekombinatsiya intensivligining R va muvozanatli generatsiyaning R_y^0 farqi bilan belgilanadi. Bunda $R_y^0 = R_n^0$ u holda

$$-\frac{dn}{dt} = R - R_n^0 \quad (7.36)$$

Buni hisobga olgan holda (7.35) quyidagi shaklda yoziladi

$$\tau_{nr} = \frac{\Delta n}{R - R_n^0} = \frac{\Delta n}{\Delta R} \quad (7.37)$$

Bu yerda ΔR - tizim muvozanat holatidan chetga chiqqanda rekombinatsiya tezligining o'zgarishi.

Shunga o'xshash tenglikni kovaklar uchun yozish mumkin:

$$\tau_{pr} = \frac{\Delta p}{R - R_n^0} = \frac{\Delta p}{\Delta R} \quad (7.38)$$

ΔR miqdorini (7.34) va (7.33) ifodalar yordamida aniqlaymiz:

$$\Delta R = R - R_n^0 = R_n^0(np - n_i^2)/n_i^2 \quad (7.39)$$

n va p qiymatlarini (7.39) ga qo'yib va n_i^2 ni $n_0 p_0$ ga almashtirib quyidagini olamiz:

$$\Delta R = R_n^0 \frac{n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p}{n_0 p_0} \quad (7.40)$$

Endi (7.37) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\tau_{nr} = \Delta n \frac{n_0 p_0}{R_n^0 (n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p)} \quad (7.41)$$

Agar $\Delta n = \Delta p$ bo'lsa, (7.41) soddalashadi:

$$\tau_{nr} = \tau_{pr} = \frac{n_0 p_0}{R_n^0 (n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (7.42)$$

Olingan ifodani tahlil qilaylik. Qo'zg'alish darajasi kichik bo'lsa $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ (7.33) ni hisobga olgan holda:

$$\tau_{nr} = \tau_{pr} = \frac{n_i^2}{R_n^0 (n_0 + p_0)} = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)} \quad (7.43)$$

Xususiyy yarimo'tkazgichi uchun $n_0 = p_0 = n_i$,

$$\tau_{ir} = \frac{n_i}{2R_n^0} = \frac{1}{2\gamma_r n_i} = \frac{e^{E_g/2kT}}{2\gamma_r (N_C N_V)^{1/2}} \quad (7.44)$$

n -turli material uchun ($n_0 \gg p_0$)

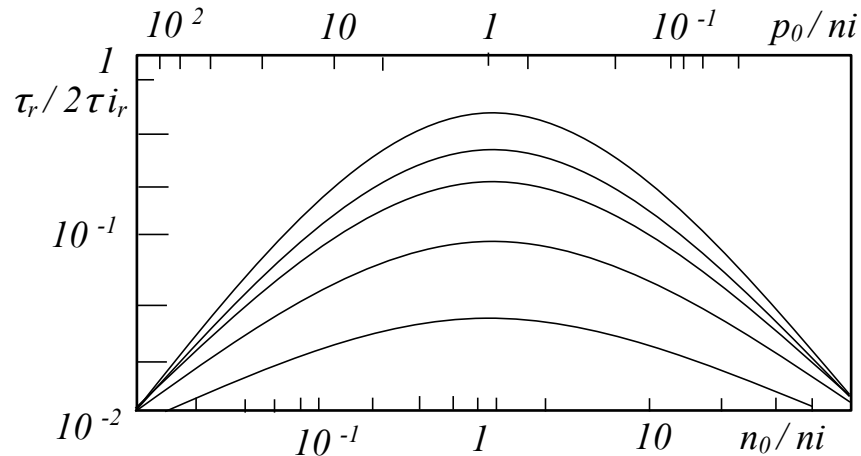
$$\tau_r^n = \frac{p_0}{R_n^0} = 2 \frac{n_i}{n_0} \tau_{ir} = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (7.45)$$

va kovakli yarimo'tkazgich uchun ($p_0 \gg n_0$)

$$\tau_r^n = \frac{n_0}{R_n^0} = 2 \frac{n_i}{p_0} \tau_{ir} = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (7.46)$$

(7.44)-(7.46) formulalarini tahlil qilish shuni ko'rsatadiki zonalararo nurlanishli rekombinatsiya paytida xususiy yarimo'tkazgichidagi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti harorat qanchalik katta bo'lsa va taqiqlangan zonalar kengligi qanchalik kichik bo'lsa (7.1-jadvalga qarang) shuncha kichik bo'ladi. Kirishmali yarimo'tkazgichda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti xususiy yarimo'tkazgichnikidan τ_{ir} kichik va legirlash darajasi va harorat oshishi bilan u kamayib boradi.

Zonalararo nurlanishli rekombinatsiya uchun yashash vaqtining legirlash darajasiga bog'liqligi, ya'ni kichik qo'zg'alish darajasidagi, doimiy haroratda zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi 7.3-rasmda keltirilgan. Ushbu rasmda zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining logarifmik shkalasini Fermi sathi holatining chiziqli shkalasi bilan bir xil deb hisoblash mumkin, chunki $n = N_c e^{-(E_c - F)/kT}$, bundan tashqari, uning o'rta nuqtasi xususiy yarimo'tkazgich uchun Fermi sathining qiymatiga to'g'ri keladi.



7.3-rasm. Zonalararo nurlanish rekombinatsiyasi uchun yashash vaqtining qo'zg'alish darajasi past bo'lganda ma'lum bir haroratda zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasiga bog'liqligi. Maksimum uchun munosabat yuqori egri chiziqda $\Delta n / n_i = 0$, boshqa keyingi egri chiziqlar uchun mos ravishda 1, 3, 10, 30 ga teng

Yuqoridagi bog'liqliklardan kelib chiqadiki, qo'zg'alish darajasining oshishi bilan xususiy yarimo'tkazgichidagi yashash vaqti keskin kamayadi va kirishmali yarimo'tkazgichidagi yashash vaqti nisbatan sekin o'zgaradi.

R_n^0 ni muvozanatdagi nurlanishi uchun Eynshteyn nazariyasidan foydalanib xisoblaymiz. Fotonlar uchun p va $P + dp$ impuls oralig'idagi kvant holatlari soni:

$$P^2 dP / h^3 \quad (7.47)$$

ga teng.

Fotonlar egallagan hujayralar sonini aniqlash uchun bu qiymatni Bose-Eynshteyn taqsimot funksiyasiga ko'paytirilishi kerak:

$$f_f = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7.48)$$

$d\Omega$ burchak ostida nurlanuvchi P impulsli fotonlarning umumiy soni quyidagiga teng:

$$dn_f = \frac{2}{h^3} f_f P^2 dP d\Omega \quad (7.49)$$

bu erda 2 koeffitsienti yorug'likning turli xil qutblanishini hisobga oladi. Foton impulsi energiya bilan quyidagicha bog'liq

$$(E = h\nu);$$

$$P = E/v_f = h\nu/v_f = nh\nu/c \quad (7.50)$$

bu terda $v_f = c/n$ - berilgan muhitda foton tezligi; c -vakuumdagi yorug'lik tezligi; n - muhitning sindirish ko'rsatkichi.

(7.50) dan:

$$dP = \frac{nh}{c} d\nu \quad (7.51)$$

bu ifodani (7.49) ga qo'yib 0 dan 4π gacha bo'lgan barcha burchaklar orqali integral olingan quyidagi ifodaga keladi:

$$dN = \int_0^{4\pi} \frac{2}{h^3} f_f P^2 dP d\Omega = \frac{8\pi}{h^3} f_f P^2 dP = \frac{8\pi}{c^3} \frac{n^3 \nu^2 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7.52)$$

Agar ν chastotali fotonni yutilish ehtimolligini $g(\nu)$ orqali belgilasak, termodinamik muvozanat sharoitida nurlanish intensivligiga teng bo'lgan yutilish intensivligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$R_n^0 = R_y^0 = \int_0^\infty g(\nu) dN = \frac{8\pi}{c^3} \int_0^\infty \frac{n^3 g(\nu) \nu^2 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7.53)$$

Fotonning yashash vaqti τ_f uning yutilish ehtimolining teskari qiymatini beradi. τ_f kattalikni erkin yugurish yo'li uzunligi l_f va tezligi v_f ma'lum bo'lsa topish mumkin. Bunda erkin yugurish yo'li uzunligi l_f yutilish koeffitsienti $\alpha(\nu)$ ga teskari mutanosiblikka ega, ya'ni $l_f = 1/\alpha(\nu)$. Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\tau_f = 1/g(\nu) = l_f/v_f = n/c\alpha(\nu) \quad (7.54)$$

$g(\nu)$ ni qiymatini (7.54) va (7.53) ga qo'yib quyidagini topamiz:

$$R_n^0 = \gamma_r n_i^2 = \frac{8\pi}{c^2} \int_0^\infty \frac{n^2 \alpha(\nu) \nu^2 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7.55)$$

7.1-jadvalda ba'zi yarimo'tkazgichlarda nurlanishli o'tkazuvchanlik zonasi- valentlik zonasi o'tishlari uchun n_i^2 , R_n^0 qiymatlar va yashash vaqtining qiymatlari τ_{ir} keltirilgan. Bu yerda τ_{eks} - eksperimental o'lchangan qiymat. 7.1-jadval ma'lumotlari shuni ko'rsatadiki, zonalararo nurlanishli rekombinatsiya holatida nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqti taqiqlangan zona kengligini kichrayishi bilan kamayadi. Hisoblangan τ_{ir} qiymatlar faqat taqiqlangan zona kengligi kichik bo'lgan yarimo'tkazgichlardan tajribalarda olingan natijaga yaqin. Taqiqlangan zona kengligi katta bo'lgan moddalar uchun hisoblangan ma'lumotlarning eksperimental o'lchangan natijalar bilan sezilarli darajada farqlanishi kuzatiladi. Buning sababi shundaki, bu yarimo'tkazgichlarda nurlanishsiz o'tish ehtimoli katta.

7.1- jadval. Ba'zi yarimo'tkazgichlardagi 300 K haroratda nurlanish rekombinatsiyasi

Yarimo'tkazgich turi	E_g , eV	n_i , sm^{-3}	R_n^0 , $\text{sm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	τ_{ir} , mks	τ_{eks} , mks
GaAs	1,43	$4,3 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{14}$	9000	0.37
InAs	0,31	$1,6 \cdot 10^{15}$	$5,4 \cdot 10^{19}$	15	0.24
InSb	0,18	$2,0 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{22}$	0.62	0.12
PbS	0,41	$7,1 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{19}$	15	0.21
PbTe	0,32	$4,0 \cdot 10^{15}$	$8,3 \cdot 10^{20}$	2.4	0.19
PbSe	0,29	$6,2 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{21}$	2	0.25

(7.45) va (7.46) formulalarga ko'ra, legirlash darajasining oshishi bilan nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqti kamayadi. Masalan, kuchli legirlangan germaniy ($n_0 = 10^{19} \text{sm}^{-3}$) uchun bu:

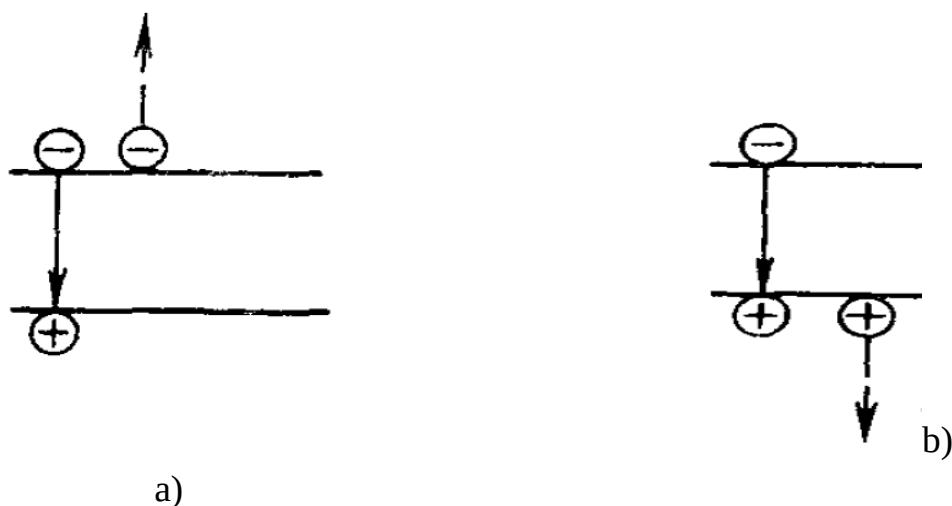
$$\tau_r^n = 2n_i \tau_{ir} / n_0 \approx 2 \cdot 2,4 \cdot 10^{13} \cdot 0.61 / 10^{19} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{s} = 3 \text{mks}$$

Ko'rinib turibdiki, materialning legirlash darajasi oshishi bilan zonalararo nurlanishli rekombinatsiya ehtimoli oshishi kerak. Shu bilan birga, kirishma kontsentratsiyasining oshishi bilan ko'plab nuqsonlar paydo bo'ladi va tuzoqlar orqali rekombinatsiya ustunlik qila boshlaydi. Shuning uchun zonalararo nurlanishli rekombinatsiya jarayonlarini o'rganish uchun eng toza yarimo'tkazgichli materiallardan foydalanish kerak.

7.6. Zonalararo zarbli rekombinatsiya

Agar ikkita erkin elektron va bitta kovak yoki ikkita kovak va bitta erkin elektron o'rtasida bir vaqtning o'zida to'qnashuv sodir bo'lsa, ulardan ikkitasining rekombinatsiyasi energiyani uchinchi zaryad tashuvchiga o'tkazish bilan sodir bo'lishi mumkin, uchinchi zaryad tegishli zonada yuqori energiyali sathga o'tadi va "issiq" bo'ladi.

"Issiq" tashuvchi to'qnashuvlar natijasida o'z energiyasini fononlarga o'tkazadi va panjara bilan muvozanat holatiga keladi. Bu rekombinatsiya jarayoni zarbali ionlanishning teskarisi bo'lib, bunda zonadagi erkin zaryad tashuvchidan energiya ajralib chiqishi natijasida quyiyoq energiya stahiga o'tishi elektron kovak juftligi hosil bo'lganda sodir bo'ladi.



7.4-rasm. Zonalararo zarbali rekombinatsiyasi jarayonlari sxemasi

7.4-rasmda uchinchi zaryad tashuvchi sifatida ishtirok etgan elektron (7.4, a rasm) yoki kovak (7.4, b rasm) ning zarbali rekombinatsiya jarayonlari sxematik tarzda tasvirlangan.

Elektron kovak juftining erkin elektron bilan to'qnashuvi ehtimoli n^2p ga, kovak bilan to'qnashuvi ehtimoli p^2n ga mutanosibdir. Shunday qilib, zonalararo zarbali rekombinatsiyasi natijasida erkin elektronlar yoki kovaklar konsentratsiyasining kamayishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$-\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = \eta^{(n)} n^2 p + \eta^{(p)} p^2 n - \eta^{(n)} n_0^2 p_0 - \eta^{(p)} p_0^2 n_0 \quad (7.56)$$

bu yerda $\eta^{(n)}, \eta^{(p)}$ - uchinchi zaryad tashuvchisi sifatida ishtirok etadigan elektron yoki kovakning zarbali rekombinatsiyasi koeffitsientlari. (7.56) dagi oxirgi ikki hadi termodinamik muvozanatdagi generatsiya intensivligini hisobga oladi. Shuni

ta'kidlash kerakki, zarbali rekombinatsiyasi koeffitsientlari boshqa turdagi rekombinatsiyaning mos koeffitsientlardan o'lchov jihatidan farq qiladi.

n va p qiymatlarini (7.56) ga qo'yib, $\Delta n = \Delta p$ tenglashtirib va tenglama hadlarini Δn darajalar bo'yicha qo'yib, quyidagini olamiz:

$$-\frac{d}{dt}\Delta n = -\frac{d}{dt}\Delta p = \Delta n(\eta^{(n)}n_0^2 + 2\eta^{(n)}n_0p_0 + 2\eta^{(p)}n_0p_0 + \eta^{(p)}p_0^2) + \Delta n^2(\eta^{(n)}p_0 + 2\eta^{(n)}n_0 + 2\eta^{(p)}p_0 + \eta^{(p)}n_0) + \Delta n^3(\eta^{(n)} + \eta^{(p)}) \quad (7.57)$$

In'ektsiya darajasi kichik $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ deb hisoblab, (7.18) ga muvofiq zonalararo zarbali rekombinatsiyasi holatida nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti uchun ifodani topamiz. Buning uchun (7.57) dan ikkinchi va uchinchi darajadali Δn ni o'z ichiga olgan hadlarni tashlab yuboramiz va quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\tau_{nA} = \tau_{pA} = -\frac{\Delta n}{\frac{d}{dt}\Delta n} = \frac{1}{\eta^{(n)}n_0^2 + 2\eta^{(n)}n_i^2 + 2\eta^{(p)}n_i^2 + \eta^{(p)}p_0^2} \quad (7.58)$$

Muayyan holatlarni ko'rib chiqamiz. 1. Xususiy yarimo'tkazgich ($n_0 = p_0 = p_i$) uchun:

$$\tau_{iA} = \frac{1}{3(\eta^{(n)} + \eta^{(p)})n_i^2} = \frac{1}{3(\eta^{(n)} + \eta^{(p)})N_C N_V} e^{E_g/kT} \quad (7.59)$$

Ifodadan ko'rinadiki, xususiy yarimo'tkazgichidagi nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti zonalararo zarbali rekombinatsiyasida harorat oshishi va taqiqlangan zona kengligi kichrayishi bilan kamayadi.

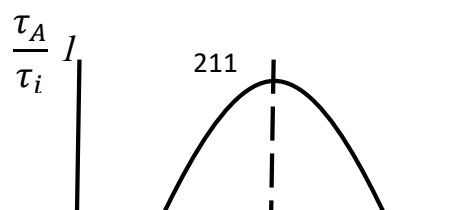
2. Donor yarimo'tkazgich ($n_0 \gg p_0; n_0 \gg n_i$) uchun

$$\tau_A^n = \frac{1}{\eta^{(n)}n_0^2} \quad (7.6)$$

3. Aktseptor yarimo'tkazgich ($p_0 \gg n_0; p_0 \gg n_i$) uchun

$$\tau_A^p = \frac{1}{\eta^{(p)}p_0^2} \quad (7.61)$$

Olingan ifodalardan kelib chiqadiki, zonalararo zarbli rekombinatsiyasida xususiy yarimo'tkazgich uchun nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti maksimal ekan. Kirishmali yarimo'tkazgichda ushbu turdagi rekombinatsiyada nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti asosiy zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasiga juda kuchli bog'liq ekan. Asosiy zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi ortishi bilan nomuvozanatiy elektron kovak juftlarining asosiy zaryad tashuvchilar bilan to'qnashuvi soni ko'payadi va yashash vaqti kamayadi. τ_A / τ_i ni Fermi sathining holatiga bog'liqligi 7.5-rasmda keltirilgan.



7.5-rasm. Yashash vaqtining zonalararo zarbli rekombinatsiya paytidagi Fermi sathi holatiga bog'liqligi

Eksperimental tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, zonalararo zarbli rekombinatsiya juda kam uchraydi. U juda yuqori haroratlarda taqiqlangan zonasi kengligi kichik bo'lgan yarimo'tkazgichlarda (masalan, InSb) sezilarli bo'ladi.

Yuqori qo'zg'alish darajasida $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$ va $\Delta p \gg (n_0 + p_0)$ deb xisoblash mumkin. Ushbu holat uchun (7.57) dagi birinchi ikkita hadni, ya'ni Δn va Δn^2 larni o'z ichiga olgan hadlarni tashlab yuborish mumkin. Natijada quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$-\frac{d}{dt}\Delta n = -\frac{d}{dt}\Delta p = \Delta n^3(\eta^{(n)} + \eta^{(p)}) \quad (7.62)$$

Bunda oniy (bir lahzalik) yashash vaqti

$$\tau_{oniy} = \frac{\Delta n}{\frac{d}{dt}\Delta n} = \frac{1}{(\eta^{(n)} + \eta^{(p)})\Delta n^2} \quad (7.63)$$

(7.63) dan kelib chiqadiki, yuqori qo'zg'alish darajasida zonalararo zarbli rekombinatsiyada oniy yashash vaqti ortiqcha zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasiga kuchli bog'liq ekan.

7.7. Tuzoqlar orqali zaryad tashuvchilarning rekombinatsiyasi

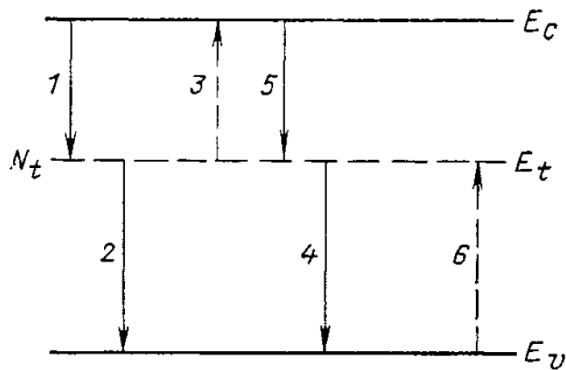
Haqiqiy yarimo'tkazgich materiallarida odatda bir nechta turdagi kirishmalar mavjud bo'ladi, ularning har biri yarimo'tkazgich taqiqlangan sohasida bir yoki bir nechta energetik sathlarni hosil qilishi mumkin.

Odatda termodinamik muvozanat holatida neytral bo'lgan va biror ishorali harakatlanuvchi zaryad tashuvchilarini ushlab, ularni bo'shatishga qodir bo'lgan panjara nuqsonlari tuzoq yoki ushlab markazlari deb ataladi. Yarimo'tkazgichda

bitta energetik sath hosil qiluvchi tuzoqlarning eng oddiy bir turini ko'rib chiqish bilan cheklanamiz.

Tuzoqlarning kontsentratsiyasi N_t ga teng va ularning energetik sathi E_t taqiqlangan zonaning o'rtasiga yaqin joylashgan bo'lsin. Ushbu tuzoqlar orqali rekombinatsiya jarayoni 7.6-rasmda ko'rsatilgan.

Ko'p sonli erkin elektronlarga ega bo'lgan donor tipidagi yarimo'tkazgichda elektron va kovakning rekombinatsiyasi quyidagicha bo'ladi. Neytral tuzoq elektronni o'tkazuvchanlik zonasidan ushlab, manfiy zaryadga ega bo'ladi (1-o'tish), va keyin elektron tuzoq sathidan valentlik zonasiga o'tadi, bu manfiy zaryadlangan tuzoq bilan kovakni ushlashga ekvivalentdir (2-o'tish). Erkin kovaklar kontsentratsiyasining kamayishi bilan ikkinchi jarayonning ehtimoli va elektron emissiyasi, ya'ni elektronning tuzoqdan o'tkazuvchanlik zonasiga teskari o'tishi (3-o'tish) kamayadi.



7.6-rasm. Tuzoq orqali rekombinatsiya bilan bog'liq elektron o'tishlari

Agar materialda ko'p miqdordagi erkin kovaklar bo'lsa, ular tuzoqlar tomonidan intensiv ravishda ushlanadi, ya'ni elektronlar tuzoqdan valentlik zonasiga o'tadi (4-o'tish), va keyin elektronning o'tkazuvchanlik zonasida tutilishi sodir bo'ladi (5-o'tish). O'tkazuvchanlik elektronlarining kichik konsentratsiyasida kovakni bo'shatish jarayoni sodir bo'lishi ya'ni, kovakni valentlik zonasiga qaytarish mumkin, (6-o'tish).

Ko'rib chiqilgan jarayonlarning miqdoriy tavsifiga o'tamiz. Agar $f_t = f(E)$ orqali tuzoqni elektron bilan to'ldirish ehtimolini belgilasak, unda $1 - f_t$ tuzoqda elektron yo'qligi ya'ni elektron erkinligini ehtimoli bo'ladi. U holda o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar konsentratsiyasi n ga va tutqich darajasidagi bo'sh joylar soni $N_t(1 - f_t)$ ga mutanosib bo'lgan R_{tush}^n tutqichlar tomonidan elektronni tutib olish intensivligi quyidagilarga teng:

$$R_{tut}^n = \gamma_n n N_t (1 - f_t) \quad (7.64)$$

Bu yerda γ_n - tuzoqlarning nomuvozanatliy elektronlarni ushlash koeffitsienti.

Tuzoqlardan emissiya natijasida o'tkazuvchanlik zonasiga qaytuvchi elektronlar soni R_{qay}^n , tuzoqlardagi elektronlar konsentratsiyasi $N_t f_t$ ga mutanosibdir.

$$R_{qay}^n = \beta_n N_t f_t \quad (7.65)$$

Bu yerda β_n - tuzoqlardan elektronlarning ionlanish ko'effitsienti.

O'tkazuvchanlik zonasida nomuvozanatliq elektronlar konsentratsiyasining o'zgarishi titish jarayonlarining intensivligi R_{tut}^n va ozod qilish intensivligi R_{qay}^n orasidagi farq bilan belgilanadi:

$$-\frac{dn}{dt} = R_{tut}^n - R_{qay}^n = \gamma_n n N_t (1 - f_t) - \beta_n N_t f_t \quad (7.66)$$

γ_n va β_n ko'effitsientlar o'rtasidagi bog'liqlikni aniqlash uchun termodinamik muvozanat holatini ko'rib chiqamiz. Termodinamik muvozanat holatida tuzoq darajasini elektron bilan to'ldirish ehtimoli:

$$f_{0t} = f_0(E_t) = \frac{1}{e^{(E_t - F)/kT} + 1}$$

Agar nomuvozanatliq holatda aynish sodir bo'lmasa, unda nomuvozanatliq zaryad tashuvchilar yashah vaqtlarining ko'p qismini muvozanatdagidan ajratib bo'lmaydi. Shuning uchun muvozanatdagi zaryad tashuvchilar ham tutish γ_n va ionlash β_n ko'effitsientlari bilan tavsiflanadi deb taxmin qilishimiz mumkin.

Termodinamik muvozanat holatida, (7.66) uchun $\frac{dn}{dt} = 0$ asosida topamiz:

$$\beta_n = \gamma_n n_0 \left(\frac{1}{f_{0t}} - 1 \right) = \gamma_n N_c e^{-(E_c - F)/kT} e^{(E_t - F)/kT} = \gamma_n N_c e^{-(E_c - E_t)/kT} = \gamma_n n_1 \quad (7.67)$$

Bu yerda

$$n_1 = N_c e^{-(E_c - E_t)/kT} \quad (7.68)$$

Ifoda Fermi sathi tuzoq sathiga mos kelganda o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning muvozanatdagi konsentratsiyasini beradi.

(7.67) dan foydalanib, (7.66) tenglamani quyidagiga o'tkazamiz:

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_n N_t [n(1 - f_t) - n_1 f_t] \quad (7.69)$$

Bu ifoda elektronlarni tuzoqqa tushirish va ularni tuzoqlardan o'tkazuvchanlik zonasiga chiqarish jarayonlari natijasida o'tkazuvchanlik zonasidagi nomuvozanatliq elektronlar konsentratsiyasining o'zgarish tezligini aniqlaydi.

Valentlik zonasidagi nomuvozanatliq kovaklar konsentratsiyasining o'zgarish tezligi quyidagicha yoziladi:

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p p N_t f_t - \beta_p N_t (1 - f_t) \quad (7.70)$$

Bu erda birinchi had tuzoqlardan ushlangan kovaklar sonini, ikkinchisi esa tuzoqlardan valentlik zonasiga qaytadigan kovaklar sonini aniqlaydi. γ_p va β_p kattaliklar kovaklar uchun mos ravishda ushlangan va ionlash koeffitsientlarini ifodalaydi.

Termodinamik muvozanat sathidan $\frac{dp}{dt} = 0$ dan quyidagini topamiz:

$$\beta_p = \gamma_p p_0 \frac{f_{0t}}{1 - f_{0t}} = \gamma_p N_v e^{(E_v - F)/kT} e^{-(E_t - F)/kT} = \gamma_p N_v e^{(E_v - E_t)/kT} = \gamma_p p_1 \quad (7.71)$$

Bu yerda

$$p_1 = N_v e^{(E_v - E_t)/kT} \quad (7.72)$$

Ifoda Fermi sathi tuzoq sathiga to'g'ri kelganda valentlik zonasidagi kovaklarning muvozanatdagi konsentratsiyasi.

(7.71) ni (7.70) ga almashtirsak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p N_t [pf_t - p_1(1 - f_t)] \quad (7.73)$$

Ushbu ifoda valentlik zonasidagi nomuvozanatli kovaklar konsentratsiyasining tuzoqni kovaklarini ushlangan va ularni tuzoqlardan valentlik zonasiga chiqarish jarayonlari natijasida o'zgarish tezligini aniqlaydi.

(7.69) va (7.73) dan foydalanib, biz tuzoqlarda joylashgan elektronlar sonining o'zgarishini topamiz. U o'tkazuvchanlik zonasidagi nomuvozanatli elektronlar konsentratsiyasining o'zgarishi va valentlik zonasidagi kovaklar bilan belgilanadi:

$$\frac{dn}{dt} - \frac{dp}{dt} = \gamma_p N_t [pf_t - p_1(1 - f_t)] - \gamma_n N_t [n(1 - f_t) - n_1 f_t] \quad (7.74)$$

Donor kirishma ionlarining N_d^+ ma'lum miqdorini o'z ichiga olgan birjinsli yarimo'tkazgich uchun mahalliy elektr neytrallik shartini yozamiz. Muvozanat holati uchun elektr neytrallik sharti quyidagi ko'rinishga keladi:

$$n_0 + N_t f_{0t} = p_0 + N_d^+ \quad (7.75)$$

Donor kirishma ionlari soni nomuvozanatli holatda ham o'zgarmaydi deb xisoblaymiz va taxmin qilamiz. U holda:

$$n + N_t f_t = p + N_d^+ \quad (7.76)$$

(7.76) va (7.75) lardan zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasi uchun munosabatni olamiz:

$$n - n_0 + N_t (f_t - f_{0t}) = p - p_0$$

yoki

$$\Delta n + N_t (f_t - f_{0t}) = \Delta p \quad (7.77)$$

Agar yarimo'tkazgichdagi tuzoqlarning konsentratsiyasi ortiqcha zaryad tashuvchilarning zichligiga nisbatan kichik bo'lsa, ya'ni $N_t \ll \Delta n, \Delta p$, u holda

tuzoqlarga joylashgan elektronlar soni $N_t \Delta f_t$ ni e'tiborga olmaslik mumkin. Bu shartga asosan, elektronlarning ortiqcha konsentratsiyasi kovaklarning ortiqcha konsentratsiyasiga teng, ya'ni.

$$\Delta n = \Delta p \quad (7.78)$$

Bu holat uchun $\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt}$ va (7.74) dan, uni nolga tenglashtirib, tuzoqlarda joylashgan elektronlar uchun taqsimot funksiyasini topamiz:

$$f_t = \frac{\gamma_n n + \gamma_p p_1}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} \quad (7.79)$$

Topilgan f_t qiymatni (7.69) ga qo'yib quyidagini olamiz:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t (np - n_1 p_1)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} \quad (7.80)$$

Ushbu nisbatga asoslanib, tuzoqlar orqali rekombinatsiya paytida nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqtini aniqlash mumkin.

Buni

$$n_1 p_1 = n_i^2 = n_0 p_0 \quad (7.81)$$

Hisobga olib, natijada quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\tau = -\frac{\Delta n}{\frac{dn}{dt}} = \frac{\gamma_n (n_0 + n_1 + \Delta n) + \gamma_p (p_0 + p_1 + \Delta p)}{\gamma_n \gamma_p N_t (n_0 + p_0 + \Delta n)} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{\gamma_n N_t} \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (7.82)$$

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\tau_{p0} = \frac{1}{\gamma_p N_t}; \quad \tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_n N_t} \quad (7.83)$$

(7.83) ni hisobga olgan holda (7.82) formula quyidagicha yozilishi mumkin

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (7.84)$$

Kichik qo'zg'alish darajasi bo'lsa, ya'ni $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ shart bajarilsa nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqti Fermi sathining doimiy haroratdagi holatiga bog'liq bo'lib, materialning legirlanish darajasiga qarab quyidagiga teng bo'ladi:

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} \quad (7.85)$$

Shunday qilib, kichik qo'zg'alish darajasida elektron kovak juftlarining yashash vaqti ortiqcha zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasiga bog'liq emas, balki elektronlar va kovaklarning muvozanatdagi konsentratsiyasining qiymatlari va n_1 va p_1 lar qiymatlarini belgilaydigan rekombinatsiya tuzog'i energiya sathining holati bilan belgilanadi.

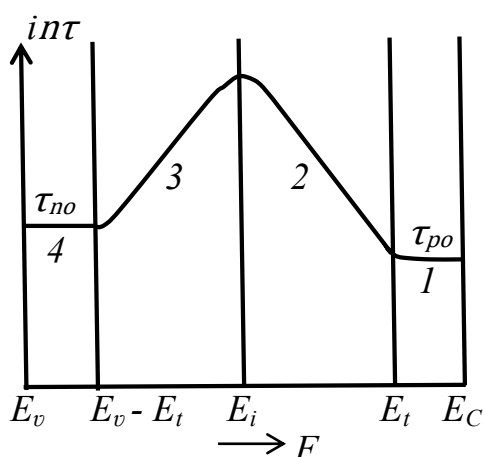
(7.85) formulaga asoslanib $\ln\tau$ ni Fermi sathi holatiga bog'liqligidan to'rtta asosiy sohalarni ajratish mumkin (7.7-rasm).

1 - soha. n -tipli kuchli legirlangan yarimo'tkazgich. Fermi sathi o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismida, ammo rekombinatsiya tuzog'ining energiya sathidan yuqori qismida joylashgan, ya'ni $E_t < F < E_C$. Bunday hol uchun zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining quyidagi munosabati amal qiladi:

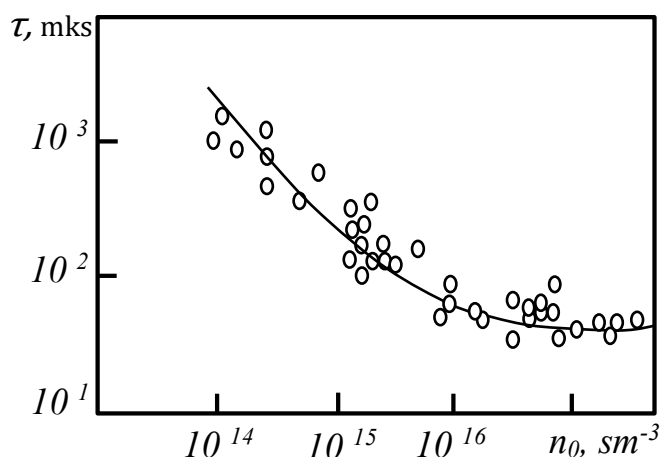
$$n_0 \gg p_0; n_0 \gg n_1; n_0 \gg p_1;$$

Ushbu tengsizliklarni hisobga olgan holda (7.85) dan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\tau = \tau_{p0} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \quad (7.86)$$



7.7-rasm. Nomuvozanatli zaryad tashuvchilarning yashash vaqtini Fermi sathining holatiga bog'liqligi



7.8-rasm. Elektronli germaniydagi kovaklarning yashash vaqtining elektronlarning muvozanatdagi kontsentratsiyasiga bog'liqligi

Shunday qilib, kuchli legirlangan n -tipli yarimo'tkazgichda nomuvozanatli elektronlar va kovaklarning yashash vaqti o'zgarmas va $\tau = \tau_{p0}$ ga teng, ya'ni bu asosiy bo'lmagan muvozanatdagi zaryad tashuvchilar, kovaklarning yashash vaqti bilan belgilanadi. Bunday holda, rekombinatsiya jarayonining tezligi elektronlar egallagan tuzoqlarning kovaklarni ushlash harakatlari soni bilan belgilanadi. Haqiqatdan ham, tajriba shuni ko'rsatadiki (7.8-rasm), kuchli legirlangan elektronli germaniydagi kovaklarning yashash vaqti doimiy ekan.

(7.86) ifodani tahlil qilamiz. Ushbu tenglik yuqoridagi fakti ifodalaydi, masalan, n -tipli materialdagi har bir kovak valentlik zonasida harakatlanayotganda, manfiy zaryadlangan rekombinatsiya tuzog'iga tushib qolish ehtimoli bor. Ushbu jarayonni miqdoriy baxolash uchun kovakni ushlab olishning samarali kesimidan σ_p foydalanamiz. (5.48) ga ko'ra, nomuvozanatli zaryad tashuvchini bitta markaz bilan ushlab olish ehtimoli kovakni tuzoq bilan ushlashning samarali kesimi va zaryad

tashuvchilarning issiqlik tezligiga v_0 mutanosibdir, shuning uchun quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$\gamma_p = \sigma_p \nu_p \quad (7.87)$$

Elektron yarimo'tkazgichdagi kovakning yashash vaqti quyidagiga teng:

$$\tau = \tau_{p0} = \frac{1}{\gamma_p N_t} = \frac{1}{\sigma_p N_t \nu_0} \quad (7.88)$$

Bu rekombinatsiya tuzoqlari kontsentratsiyasining oshishi va v_0 ni ortishiga olib keluvchi namuna haroratining oshishi bilan kamayadi.

2-soha. n -tipli kuchsiz legirlangan yarimo'tkazgich, bunda Fermi sathi tuzoqlarning energiya sathidan pastda, lekin taqiqlangan zonaning o'rtasidan yuqorida bo'lgan sohada yotadi, ya'ni $E_i < F < E_t$. Bunday holda, zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi uchun quyidagi munosabatlar o'rinli bo'ladi:

$$n_0 \gg p_0; n_0 \gg p_1; n_0 \langle n_1.$$

Shunga ko'ra, τ uchun ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$\tau \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{n_0} = \tau_{p0} e^{(E_t - F)/kT} \quad (7.89)$$

(7.89) dan kelib chiqadiki, Fermi sathi pasayganda, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti τ eksponensial qonun bo'yicha o'sadi. Shu bilan birga, Fermi sathi qanchalik past bo'lsa, tuzoqlarni elektronlar bilan to'ldirish darajasi shunchalik past bo'ladi, shuning uchun tuzoqning kovakni ushlash ehtimoli kamayadi, bu esa kovakning yashash vaqtini orttiradi. Buni 7.7-rasmda keltirilgan ma'lumotlar tasdiqlaydi.

3-soha. Kuchsiz legirlangan p -tipli yarimo'tkazgichda Fermi sathining holati $(E_v - E_t) < F < E_i$ tengsizlik bilan belgilanadi, zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$p_0 \gg n_0; p_0 \gg p_1; n_1 \gg p_0.$$

Bularning asosida (7.85) dan yashash vaqti uchun quyidagi formulani olamiz:

$$\tau \approx \tau_{p0} \frac{n_1}{p_0} = \tau_{p0} \frac{N_C}{N_V} e^{-(E_C + E_v - E_t - F)/kT} \quad (7.90)$$

Ko'rinib turibdiki, akseptor yarimo'tkazgich uchun Fermi sathi legirlash natijasida taqiqlangan zonaning o'rtasidan pastga tushganda, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti eksponentsial qonunga ko'ra kamayadi. Buning sababi shundaki, p -tipidagi kuchsiz legirlangan yarimo'tkazgichda deyarli barcha tuzoqlar erkin holatda bo'ladi va o'tkazuvchanlik zonasidan elektronlarni tortib oladi. O'tkazuvchanlik kovaklari sonining ko'payishi bilan ularni tuzoqqa tushgan elektronlar bilan rekombinatsiya qilish ehtimoli ortadi. Bunday holda, tuzoqlardan elektronlarni ozod qilish jarayonining intensivligi pasayadi va nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti kamayadi (7.7-rasm).

4-soha. p -tipli kuchli legirlangan yarimo'tkazgich, Fermi sathining holati $E_v < F < (E_v - E_t)$ tengsizlik bilan belgilanadi. Bunday holda $p_0 \gg n_0; p_0 \gg p_1; p_0 \gg n_1$ o'rinli bo'lib, (7.85) dan quyidagilar hosil bo'ladi:

$$\tau = \tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_n N_t} = \frac{1}{\sigma_n N_t \nu_0} \quad (7.91)$$

Bu yerda σ_n — elektronni tutib olishning samarali kesimi.

Shunday qilib, p - tipli kuchli legirlangan yarimo'tkazgichda elektron kovak juftligining yashash vaqti doimiy bo'lib, $\tau = \tau_{n0}$ ga teng, muvozanatdagi elektronlar-asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning yashash vaqti bilan belgilanadi va Fermi sathining holatiga bog'liq emas. Bunday yarimo'tkazgichda barcha tuzoqlar elektronlarda holi va tuzoq tomonidan ushlangan har bir elektron darhol kovak bilan birlashadi, chunki valentlik zonasidagi kovaklar soni juda katta. Elektronlarni tuzoqlardan o'tkazuvchanlik zonasiga qaytarish jarayoni deyarli yo'q va yashash vaqtiga ta'sir qilmaydi.

Endi ortiqcha zaryad tashuvchilarning yuqori darajadagi qo'zg'alish holatini ko'rib chiqaylik, bunda $\Delta n \gg n_0; \Delta p \gg p_0$.

Demak,

$$\Delta n \gg n_1; \Delta p \gg p_1$$

o'rinli bo'ladi. Buni e'tiborga olib (7.84) dan quyidagi ifodani olamiz:

$$\tau_\infty \approx \tau_{p0} + \tau_{n0} = \frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \gamma_p N_t} \quad (7.92)$$

Ushbu ifodadan ko'rinib turibdiki, katta qo'zg'alish darajasida nomuvozanatliy elektronlar va kovaklarning yashash vaqti τ_∞ tuzoqlar orqali rekombinatsiya qilinganida, bu elektronlar va kovaklarning kontsentratsiyasiga bog'liq emas, faqat tuzoqlarning soni va xususiyatlari bilan belgilanadi.

7.8. Tuzoqlar orqali rekombinatsiya paytida zaryad tashuvchilar yashash vaqtining haroratga bog'liqligi

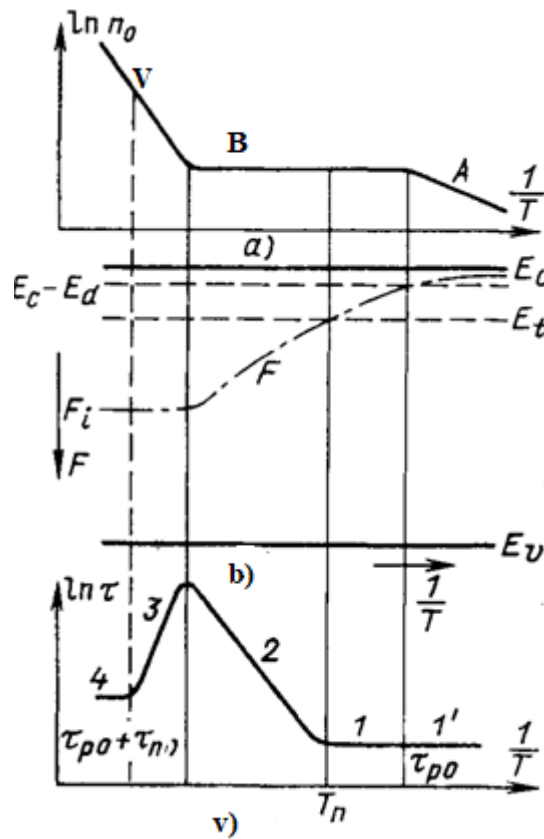
Berilgan tarkibdagi yarimo'tkazgichdagi tuzoqlar orqali rekombinatsiya paytida nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti tadqiqot harorati o'zgarganda qanday o'zgarishini ko'rib chiqaylik. Ushbu tahlilni elektronli yarimo'tkazgich misolida amalga oshiraylik. Aytaylik, bunday kirishmali yarimo'tkazgichda, harorat ko'tarilganda, 7.9-rasmda ko'rsatilgandek, zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining uchta o'zgarishi kuzatiladi, ya'ni kirishmali o'tkazuvchanlik sohasi (*A soha*), zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining doimiyliigi bilan tavsiflangan kirishmaning to'liq ionlanish maydoni (*B soha*), va xususiy o'tkazuvchanlik sohasi (*V soha*).

Harorat yo'nalishi 7.9, b rasmda ko'rsatilgan A sohadagi Fermi sathi, donor kishma sathi va o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismi o'rtasida yotadi. Haroratning oshishi bilan Fermi sathi donor kirishma sathigacha tushadi. Chunki A sohada barcha haroratlarda uchun Fermi sathi rekombinatsiya tuzog'ining energiya sathidan yuqori bo'lib, elektronlar konsentratsiyasi

$$n_0 \gg n_1; n_0 \gg p_0; n_0 \gg p_1$$

Tengsizliklarga bo'ysunadi. Binobarin, bu sohada (7.86) ga muvofiq, nomuvozanatli kovaklarning yashash vaqti doimiy va τ_{p0} ga teng (7.9- v, rasmdagi 1-maydon, bu yashash vaqtining haroratga bog'liqligini ko'rsatadi).

B sohaga o'tishda harorat yanada oshishi bilan, $E_d < F < E_t$, ya'ni donor kirishmasining to'liq ionlanishi sohasida Fermi sathi pasayadi va rekombinatsiya tuzog'i sathigacha yetadi.



7.9-rasm. Donor yarimo'tkazgichdagi muvozanatdagi konsentratsiyaning (a), Fermi sathining (b) va zaryad tashuvchilar yashash vaqtining (v) haroratga bog'liqligi.

Bu sohada elektron konsentratsiyasi n_0 doimiy bo'lib, $n_1 = N_c e^{-(E_c - E_t)/kT}$ konsentratsiya harorat bilan eksponentsial ravishda ortadi, lekin u hali ham muvozanatdagi konsentratsiyasi n_0 dan sezilarli darajada past bo'ladi. Bundan tashqari, n_0 kovaklar konsentratsiyasi p_0 va p_1 lardan ham kattaroqdir. Bu sohada (7.86) ifodaga ko'ra, yashash vaqti ham doimiy va τ_{p0} ga teng (7.9- v rasm, 1-soha).

Haroratning yanada oshishi bilan Fermi sathi pasayadi va rekombinatsiya tuzog'ining energiya sathidan past bo'ladi (7.9-v rasmdagi 2-soha). Bu erda, avvalgidek, $n_0 = \text{const}$ va n_i sezilarli darajada oshadi, shuning uchun (7.90) dan quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\tau \approx \tau_{p0} \frac{n_i}{p_0} = \tau_{p0} \frac{N_C}{n_0} e^{-(E_C - E_i)/kT} = \frac{\tau_{p0}}{n_0} 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k}{h^2} \right)^{3/2} T^{3/2} e^{-(E_C - E_i)/kT} \quad (7.93)$$

ya'ni, nomuvozanatli zaryad tashuvchilarning yashash vaqti harorat oshishi bilan ortadi. Shu bilan birga, u xususiy o'tkazuvchanligi sodir bo'ladigan haroratgacha ortadi (7.9, v rasm, 2-soha). Ushbu harorat sohasida τ ning o'sishiga sabab, haroratning oshishi bilan tuzoq atida elektronlarning intensiv emissiyasi sodir bo'ladi. Bunday holda, tuzoqlarni elektronlar bilan to'ldirish kamayadi va shuning uchun o'lchanadigan vaqt τ ni ifodalanovchi asosiy bo'lmagan tashuvchilar, kovaklarning yashash vaqti oshadi.

Xususiy o'tkazuvchanlik sohasida (b-sohada) harorat ko'tarilishi bilan, garchi Fermi sathining holati deyarli doimiy bo'lib qolsa ham (7.9, b rasm), zonalarda zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi keskin oshadi, shuning uchun tuzoqlarni zaryad tashuvchilar bilan to'ldirish ko'payadi va nomuvozanatli elektronlar va kovaklarning yashash vaqti kamayadi. Ushbu soha uchun quyidagi ifoda o'rinli bo'ladi:

$$n_0 \approx p_0 \approx n_i = (N_C N_V)^{1/2} e^{-E_g/2kT}. \quad (7.94)$$

Yuqoridagiga muvofiq (7.85) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_{p0} \frac{n_i + n_1}{2n_1} + \tau_{n0} \frac{n_i + p_1}{2n_1} = \frac{\tau_{p0}}{2} \left[1 + \left(\frac{N_C}{N_V} \right)^{1/2} e^{((E_g/2) + E_i - E_C)/kT} \right] + \frac{\tau_{n0}}{2} \left[1 + \left(\frac{N_V}{N_C} \right)^{1/2} e^{((E_g/2) - E_i + E_V)/kT} \right] = \\ &= \frac{\tau_{p0}}{2} \left[1 + \left(\frac{N_C}{N_V} \right)^{1/2} e^{-(((E_C + E_V)/2) - E_i)/kT} \right] + \frac{\tau_{n0}}{2} \left[1 + \left(\frac{N_V}{N_C} \right)^{1/2} e^{(((E_C + E_V)/2) - E_i)/kT} \right] \end{aligned} \quad (7.95)$$

Agar rekombinatsiya tuzoqlari sathi taqiqlangan zona o'rtasidan yetarlicha uzoqda joylashgan bo'lsa, unda xususiy o'tkazuvchanligining boshida $[(E_C + E_V)/2 - E_i] \gg kT$ tengsizlik amalga oshiriladigan joyni ajratish mumkin. Bu holat uchun (7.95) quyidagi ko'rinishga o'tadi:

$$\tau \approx \frac{\tau_{n0}}{2} \left(\frac{N_V}{N_C} \right)^{1/2} e^{[(E_C + E_V)/2 - E_i]/kT} \quad (7.96)$$

$\ln(\tau/T)$ egri chiziqdagi mos keladigan soha nomuvozanatli elektronlar va kovaklarning yashash vaqtining kamayishi bilan tavsiflanadi (7.9- v rasm, 3-soha). Haroratning yanada oshishi bilan, xususiy o'tkazuvchanligi sohasida $[(E_C + E_V)/2 - E_i] \gg kT$ tengsizlik yuzaga kelganda (7.95) ni taxminan quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\tau = \frac{\tau_{p0}}{2} \left[1 + \left(\frac{N_C}{N_V} \right)^{1/2} \right] + \frac{\tau_{n0}}{2} \left[1 + \left(\frac{N_V}{N_C} \right)^{1/2} \right] \quad (7.97)$$

Bunday holda, nomuvozanatliy elektronlar va kovaklarning yashash vaqti doimiy qiymatga intiladi. Agar $N_C = N_V$ deb qabul qilinsa, ushbu ifoda soddalashadi:

$$\tau = \tau_{p0} + \tau_{n0} = (\gamma_n + \gamma_p) / \gamma_n \gamma_p N_t \quad (7.98)$$

Shunday qilib, haroratning oshishi bilan xususiy o'tkazuvchanlik sohasida erkin zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi juda yuqori bo'lganda, nomuvozanatliy elektronlar va kovaklarning yashash vaqti faqat rekombinatsiya tuzoqlarining parametrlari bilan belgilanadi va haroratga bog'liq emas (7.9- v rasm, 4-soha).

To'yinganlikdagi elektronlarning kontsentratsiyasini bilib, E_t ni bo'yicha 1 sohadan 2 sohaga T_o o'tish harorati bo'yicha baholash mumkin (7.9- v rasm). $T=T_o$ va $F=E_t$ shartga asosan quyidagini topamiz:

$$n_0 = N_C e^{-(E_C - E_t) / kT_o} \quad (7.99)$$

Bu yerda

$$E_C - E_t = kT \ln(N_C / n_0) \quad (7.100)$$

2 to'g'ri chiziq sohasini ordinata o'qi bilan kesishgan joyga ekstrapolyatsiya qilib, (7.93) ga muvofiq $\ln(\tau_{p0} N_C / n_0)$ qiymatini aniqlaymiz va 1 sohadan t_0 ni bilib, $\ln(N_C / n_0)$ ni topamiz va (7.100) formulaga qo'yamiz. Shuningdek, 7.9 - v rasmda ko'rsatilgan eksperimental bog'liqlikdan $\ln \tau(1/T)$ rekombinatsiya E_t tuzog'ining sathi chuqurligini hisoblash mumkin.

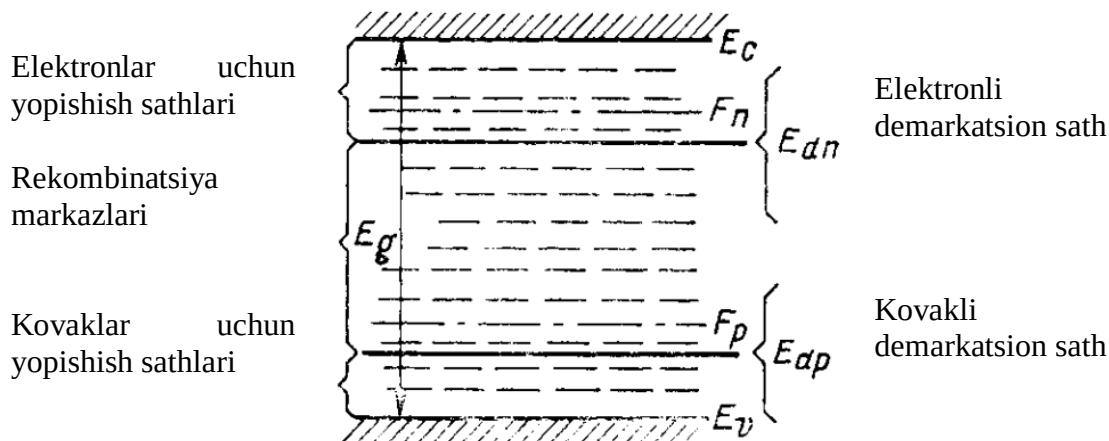
7.9. Tutib olish markazlari va rekombinatsiya tuzoqlari

Tuzoqlar orqali zaryad tashuvchilarning rekombinatsiya jarayonlarini tahlil qilishda tuzoqlarning elektron va kovaklarni tutib olishi va tuzoqqa tushgan elektronlar va kovaklarning tuzoqlardan tegishli zonalarga issiqlik ta'sirida qaytishi hisobga olindi. Bunday holda, tuzoqqa tushgan zaryad tashuvchilarning tuzoq sathidan termal qo'zg'alishi hodisasi yashash vaqtining ortishiga va o'z navbatida rekombinatsiya tezligining pasayishiga olib keladi. Shubhasiz, ushbu jarayonlarning intensivlik nisbati tuzoqlarni energiya sathining holatiga bog'liq.

7.10-rasmda taqiqlangan zonadadagi turli sathlar bilan tavsiflangan mahalliy markazlarni o'z ichiga olgan yarimo'tkazgichning energetik sxemasi ko'rsatilgan. Agar termodinamik muvozanatdan boshqa holat mavjud bo'lsa, erkin zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi elektronlar uchun F_n va kovaklar uchun F_p bo'lgan kvazi Fermi sathining holati bilan belgilanadi. Madomiki tuzoqlarning energiya sathi o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismiga yaqin bo'lsa, zaryad tashuvchilarning termal ionlanish ehtimoli katta bo'ladi. Bunday markazlar

o'tkazuvchanlik zonasi bilan uzluksiz elektron almashinuvi holatida bo'lib, rekombinatsiya jarayonlariga sezilarli hissa qo'shmaydi. Buni elektronlarni tutib olish yoki yopishish tuzoqlari deyish mumkin. Valentlik zonasining yuqori chetiga yaqinida kovaklarni tutib olish markazlarining sathlari joylashgan.

Elektronlar va kovaklarni ushlaydigan tuzoqlarda ularning rekombinatsiyasi sodir bo'ladi, zaryad tashuvchilarning tegishli zonalarga issiqlik sababli qaytishi ehtimoldan yiroq, shuning uchun rekombinatsiya tuzoqlari o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismida yetarlicha chuqur joylashgan energiya sathlari bilan tavsiflanishi kerak.



7.10-rasm. Tutib olish markazlari va rekombinatsiya tuzoqlarini o'z ichiga olgan yarimo'tkazgich

Tutib olish va rekombinatsiya jarayonlari o'rtasidagi bog'liqlik qarama-qarshi ishorali zaryad tashuvchlarni tutib olish ehtimolining asosiy zaryad tashuvchisining tuzoqdan mos keladigan energiya zonasiga issiqlik qaytishi ehtimoliga nisbatini ifodalovchi k koeffitsientini kiritish orqali miqdoriy jihatdan tavsiflanishi mumkin. O'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarga kelsak k_n , manfiy zaryadlangan tuzoq tomonidan tutilgan kovak ehtimolining elektronning tuzoqdan o'tkazuvchanlik zonasiga issiqlik otish ehtimoliga nisbatiga teng bo'ladi. (7.70) dan ko'rinib turibdiki, kovaklarni tutqichlar tomonidan ushlash tezligi $\gamma_p N_t f_t p$ kattalik bilan belgilanadi

(7.69) ga ko'ra tutqichlardan elektronlarning issiqlik qo'zg'alish jarayonining intensivligi $\gamma_n N_t f_t n_1$ ga teng. Bu erda γ_n , γ_p mos ravishda elektron va kovakni tutib olish ehtimoli; f_t - tuzoqlarda joylashgan elektronlar uchun nomuvozanat taqsimot funksiyasi; p - valentlik zonasidagi nomuvozanat kovaklarning konsentratsiyasi; n_1 - Fermi sathi tuzoq sathiga to'g'ri kelganda o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning muvozanat konsentratsiyasi.

Buni hisobga olib, k_n koeffitsienti uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$k_n = \frac{\gamma_p P}{\gamma_n n_1} = \frac{\gamma_p P}{\gamma_n N_C e^{-(E_C - E_i)/kT}} \quad (7.101)$$

Rekombinatsiya ehtimoli issiqlik ta'sirida ajralib chiqish ehtimolidan katta bo'lgan markazlar, ya'ni $k_n > 1$, rekombinatsiya tuzoqlari bo'ladi va $k_n < 1$ bo'lgan tuzoqlar tutib olish markazlari deb ataladi. Tuzoqning energetik sathi $k_n = 1$ qiymat bilan tavsiflansa, ya'ni zaryad tashuvchilarning tuzoqlar orqali rekombinatsiyasi va issiqlik ta'sirida ajralib chiqish ehtimolliklari bir xil bo'lsa, elektron chegaralanish (chegaralanish) sathi E_{dn} deb ataladi. Uning holatini quyidagi tenglikdan bilib olish mumkin:

$$\gamma_p N_V e^{(E_V - F_p)/kT} = \gamma_n N_C e^{-(E_C - E_{dn})/kT} \quad (7.102)$$

Bu erdan biz quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$E_{dn} = E_C + E_V - F_p - kT \ln \frac{\gamma_n N_C}{\gamma_p N_V} \quad (7.103)$$

Olingan munosabatdan kelib chiqadiki, elektron chegaralanish sathining E_{dn} holati taqiqlangan zonaning kengligiga, kovaklarning kvazi Fermi sathining holatiga, elektronlar va kovaklarning samarali massasiga, tuzoq parametrlariga (γ_n , γ_p) va haroratga bog'liq. Kovaklar kontsentratsiyasining oshishiga olib keladigan qo'zg'alish darajasining oshishi bilan $F_p - E_V$ farq kamayadi va elektron chegaralanish sathi o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismiga yaqinlashadi. Bunday holda, tutib olish markazlari rekombinatsiya tuzoqlariga o'tadi. Haroratning oshishi bilan chegaralanish sathi taqiqlangan zonaning o'rtasiga o'tadi va rekombinatsiya tuzoqlari tutib olish markazlariga o'tadi.

Sathlari valentlik zonasining yuqori chetiga yaqin joylashgan rekombinatsiya tuzoqlari va tutib olish markazlari uchun quyidagicha koeffitsient kiritilishi mumkin:

$$k_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p p_1} \quad (7.104)$$

$k_n=1$ shartdan kovak uchun chegaralanish sathining holatini topamiz:

$$\gamma_n N_C e^{-(E_C - F_n)/kT} = \gamma_p N_V e^{(E_V - E_{dp})/kT} \quad (7.105)$$

yoki

$$E_{dp} = E_C + E_V - F_n - kT \ln \frac{\gamma_n N_C}{\gamma_p N_V} \quad (7.106)$$

Shunday qilib, agar tuzoqlarning energiya sathi elektron chegaralanish sathidan yuqori bo'lsa, ular elektronni ushbu olish markazlari bo'ladi. Kovak chegaralanish sathidan past energiya sathiga ega bo'lgan tuzoqlar kovaklarni tutib olish markazlaridir. Ularning orasida rekombinatsiya tuzoqlarining energiya sathi joylashgan (7.10-rasmga qarang). Shuni ta'kidlash kerakki, tuzoqlarning energiya sathini bunday tasniflash juda ham shartlidir. Uni amalga oshirishda, xususan, tutib olish koeffitsientlarining γ_n va γ_p nisbati tuzoq sathi o'zgarganda zaif

o'zgaradi. Tutib olish markazlari rekombinatsiya jarayonlariga ham hissa qo'shishi mumkin, bu ayniqsa yarimo'tkazgichda taqiqlangan zonaning o'rta qismida energiya sathlarni hosil qiluvchi nuqsonlar bo'lmasa sezilarli bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Elektronlar va kovaklarning generatsiyasini tushuntiring
2. Elektronlar va kovaklarning rekombinatsiyasi qanday sodir bo'ladi?
3. Rekombinatsiya mexanizmlarini tushuntirib bering
4. Zonalararo nurlanishli rekombinatsiya deganda nimani tushunasiz?
5. Tuzoqlar orqali zaryad tashuvchilarning rekombinatsiyasi qanday sodir bo'ladi?
6. Muvozanatdagi va nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar haqida tushunchalar bering
7. Zaryad tashuvchilarning biqutbli optik generatsiyasini tushuntiring
8. Zaryad tashuvchilarning monoqutbli optik generatsiyasi qanday sodir bo'ladi?
9. Maksvell relaktsasiya vaqti nimani anglatadi?

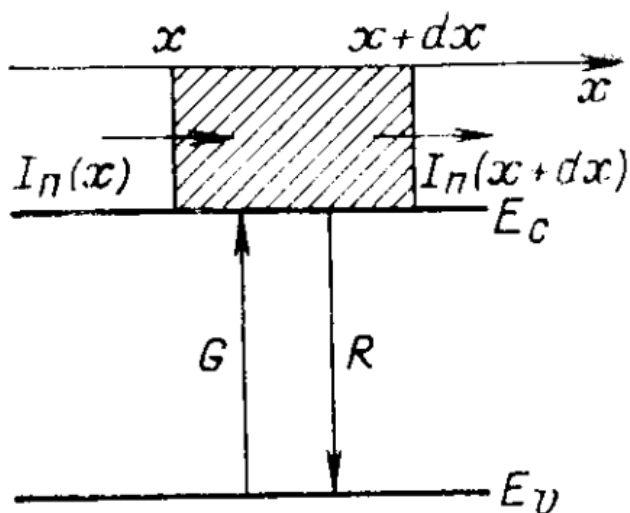
VIII bob.

NOMUVOZANATIY ZARYAD TASHUVCHILARNING DIFFUZIYASI VA DREYFI

8.1. Uzliksizlik tenglamasi

Yarimutkazgichda tashqi ta'sirlar tufayli nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar paydo bo'lsin. Bu xolda nomuvozanatiy elektronlar $n(x, y, z, t)$ va kovaklar $p(x, y, z, t)$ kontsentratsiyasi fazoviy koordinatalar va vaqtning funktsiyasi xisoblanadi va ularni o'zgarish tezligi uzluksizlik tenglamasi bilan ifodalanadi.

Uzliksizlik tenglamasini bir o'lchamli, bir jinsli namuna uchun keltirib chiqaraylik, unda elektronlar kontsentratsiyasi faqat x o'qi yo'nalishida o'zgarsin (8.1-rasm).



8.1-rasm. Uzliksizlik tenglamasini tushuntirish uchun chizma

Yarimo'tkazgichda kesimi 1cm^2 , qalinligi dx bo'lgan qatlam ajratib olamiz. Bu qatlam qalinligi dx ga teng bo'ladi. Faraz qilaylik, t vaqt momentida elektronlar kontsentratsiyasi $n(x,t)$, u xolda bu xajmda elektronlar soni $n(x,t)dx$. $t+dt$ vaqt momentida ularni soni $n(x,t+dt)$ va dt vaqt davomida dx xajmda elektronlar sonini o'zgarishi:

$$n(x, t + dt)dx - n(x, t)dx = \frac{\partial n}{\partial t} dx dt \quad (8.1)$$

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

1. Elektronlar generatsiyasi - yarimo'tkazgich tomonidan yorug'likni yutilishi natijasida sodir bo'lsin va 1 s da 1cm^3 xajmda xosil bo'layotgan elektron-kovak jufti G ga teng bo'lsin. U xolda yorug'lik generatsiyasi dx xajmda dt vaqt davomida

$$Gdxdt \quad (8.2)$$

miqdorda elektronlar xosil qiladi.

2. dx xajmda zaryad tashuvchilar sonini o'zgarishi rekombinatsiya natijasida xam sodir bo'lishi mumkin. Rekombinatsiyaning to'la tezligi $R_0 + R$ bu yerda, R_0 – issiqlik muvozanatida rekombinatsiya tezligi, R - tashqi ta'sir mavjud bo'lganda rekombinatsiya tezligi. Chiziqli rekombinatsiya holatida, nomuvozanatli elektronlarning yashah vaqti τ_n elektron kontsentratsiyasiga bog'liq bo'lmasa, (7.18) ga muvofiq dt vaqt ichida dx hajmdagi R rekombinatsiyasi tufayli elektronlar sonining o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$Rdxdt = -\left(\frac{dn}{dt}\right)_r dxdt = \frac{n - n_0}{\tau_n} dxdt \quad (8.3)$$

3. dx xajmda zaryad tashuvchilar miqdorini o'zgarishi diffuziya va dreyf jarayonlari tufayli xam sodir bo'ladi. Agar $I_n(x,t)$ - 1 sm^2 yuzadan, 1 s da o'tayotgan elektronlar oqimi bo'lsa, u holda dt vaqt davomida ko'rilayotgan dx xajmga x qatlam chegarasidan kirayotgan elektronlar soni $I_n(x,t)dx$, $x+dx$ qatlam chegarasidan chiqayotgan elektronlar soni $I_n(x+dx,t)dx$ bo'lsin. Natijada, bu oqimlar farqi tufayli dx xajmda dt vaqtda elektronlar sonini o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$I_n(x,t)dt - I_n(x+dx,t)dt = -\frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt \quad (8.4)$$

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} dxdt = Gdxdt - \frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt - \frac{n - n_0}{\tau_n} dxdt \quad (8.5)$$

Bu yerdan,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{\partial I_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (8.6)$$

(8.6) tenglama elektronlar uchun uzluksizlik tenglamasi deyiladi. Shunga o'hshash, kovaklar uchun uzluksizlik tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{\partial I_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (8.7)$$

Zaryad tashuvchilarni ishorasini xisobga olgan xolda, elektronlar I_n va kovaklar I_p oqimlarini tok zichliklari orqali quyidagicha yozib olamiz:

$$j_n = -eI_n, \quad j_p = eI_p \quad (8.8)$$

Zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi (x,y,z) koordinatalar funktsiyasi bo'lsa, uzluksizlik tenglamasi tok zichliklari orqali quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G + \frac{1}{e} \text{div} j_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (8.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{1}{e} \text{div} j_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (8.10)$$

Bu yerda,

$$\text{div}j = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z}.$$

$x=0$ nuqtada nomuvazanatiy zaryad tashuvchilar manbasi bo'lsin. Statsionar holatni ko'rib chiqaylik. Statsionar xolatda elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi, ya'ni $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$, bir o'lchamli xolda, uzliksizlik tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

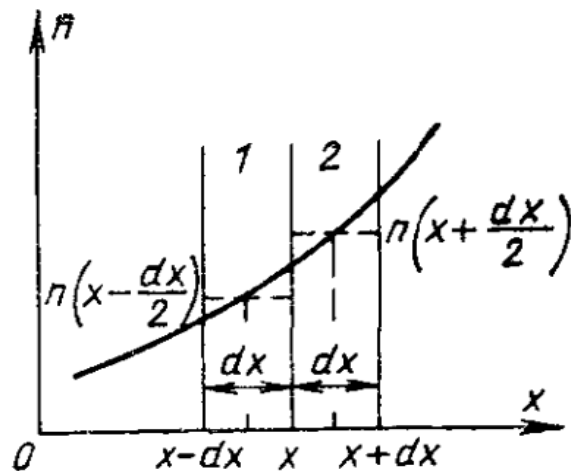
$$-\frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} = G - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (8.11)$$

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} = G - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (8.12)$$

(8.11) va (8.12) tenglamalar zaryad tashuvchilar sonining saqlanish shartlarini ifodalaydi. Binobarin, barqaror holatda, hajmda rekombinatsiyalangan zaryad tashuvchilar hisobga olinmaganda, hajmdan oqib chiqadigan zaryad tashuvchilarning oqimi tashqi qo'zg'alish natijasida hosil bo'lgan zaryad tashuvchilar soniga teng bo'ladi.

8.2. Diffuziyaviy va dreyf toklari

Endi bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichni ko'rib chiqamiz, bunda elektronlar $n(\mathbf{r})$ va $p(\mathbf{r})$ kovaklarning konsentratsiyasi u nuqtadan bu nuqtagacha o'zgaradi. Shu sababli, bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichda elektronlar va kovaklarning diffuziya oqimi paydo bo'lishi kerak, bu zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi yuqori bo'lgan joylardan past konsentratsiyali joylarga tarqalishi bilan aniqlanadi.



8.2-rasm. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi gradientini xisoblash uchun chizma

Faraz qilaylik, yarimo'tkazgichda x o'qi yo'nalishida zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi ortib borsin (8.2-rasm). x nuqta orqali x o'qiga perpendikular tekislik o'tkazamiz va bu tekislikdan chap va o'ng tomonda joylashgan, dx qalinlikdagi 1 va 2 qatlamlarda zaryad tashuvchilarni xarakatini ko'ramiz. Xaottiki xarakat natijasida zaryad tashuvchilarni bir qismi 1 qatlamdan 2 chisiga, boshqa bir qismi 2 qatlamdan 1 chiga keladi. 2 qatlamda zaryad tashuvchilar soni 1 qatlamdagidan katta, u xolda elektronlarni teskari oqimi to'g'ri yo'nalishdagi oqimdan katta.

Agar $n(x - \frac{dx}{2})$ - 1 qatlamdagi elektronlarni, $n(x + \frac{dx}{2})$ - 2 qatlamdagi elektronlarni o'rtacha kontsentratsiyasi bo'lsa, bu qatlamlarda elektronlar kontsentratsiyalari farqi quyidagiga teng:

$$n(x - \frac{dx}{2}) - n(x + \frac{dx}{2}) = -\frac{dn}{dx} dx \quad (8.13)$$

(8.13) ga ko'ra elektronlar kontsentratsiyasining farqi ularning kontsentratsiyasining gradientiga proporsionaldir, shuning uchun ularning x o'qi yo'nalishi bo'yicha diffuziyasi natijasida paydo bo'lgan elektronlar oqimi I_n , bu yo'nalishdagi elektronlar kontsentratsiyasining gradientiga proporsional bo'ladi. Diffuziya natijasida yuzaga keladigan x o'qi yo'nalishidagi elektronlar oqimini quyidagicha yozish mumkin:

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (8.14)$$

Bu yerda, D_n -elektronlarni diffuziya koeffitsienti.

Shunga o'xshash kovaklar oqimi:

$$I_p = -D_p \frac{dp}{dx} \quad (8.15)$$

ga teng. D_p -kovaklarni diffuziya koeffisienti.

(8.14) va (8.15) formulalardan ko'rinadiki, elektronlar va kovaklar oqimi zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi kichik bo'lgan tomonga qarab yonalgan.

Zaryad tashuvchilarning diffuziyasi natijasida yuzaga keladigan diffuziya toklari quyidagilarga teng:

$$j_{nDif} = eD_n \frac{dn}{dx} \quad (8.16)$$

$$j_{pDif} = eD_p \frac{dp}{dx} \quad (8.17)$$

Agar n va p - lar (x,y,z) koordinatalar funksiyalari xisoblansa, diffuzion toklar vektor ko'rinishda, elektronlar uchun

$$j_{nDif} = eD_n \text{grad}n(r) \quad (8.18)$$

kovaklar uchun

$$j_{pDif} = eD_p \text{grad}p(r) \quad (8.19)$$

bo'ladi.

Zaryad tashuvchilarning kontsentratsiya gradienti mavjudligidan kelib chiqadigan diffuziya toki zaryadlarning fazoviy bo'linishiga va statik elektr maydonining paydo bo'lishiga olib keladi hamda elektronlar va kovaklarning dreyf oqimlarini hosil qiladi. Termodinamik muvozanatda yarimo'tkazgichning har bir nuqtasida dreyf oqimi diffuziya oqimini muvozanatlashtiradi, shuning uchun umumiy oqim nolga teng bo'ladi.

Faraz qilaylik, bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgich maydon kuchlanganligi E bo'lgan tashqi doimiy elektr maydonida joylashgan. Bu maydon ta'sirida elektronlar va kovaklar yo'naltirilgan harakatga ega bo'ladi, buning natijasida elektron va kovak o'tkazuvchanlik toki paydo bo'ladi. Agar tashqi elektr maydoni kuchsiz bo'lsa va zaryad tashuvchilar harakatining xarakterini o'zgartirmasa, u holda tok zichligining dreyf tashkil etuvchisi Om qonuni asosida quyidagicha yoziladi:

$$j_{ndr} = en\mu_n \varepsilon; \quad j_{pdr} = ep\mu_p \varepsilon. \quad (8.20)$$

To'la tok diffuzion va dreyf toklar yig'indisidan iborat buladi. Elektronlar va kovaklar uchun to'la tok ifodalarini yozamiz:

$$j_n = j_{ndr} + j_{nDif} = en\mu_n \varepsilon + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (8.21)$$

$$j_p = j_{pdr} + j_{pDif} = ep\mu_p \varepsilon - eD_p \frac{dp}{dx} \quad (8.22)$$

Shunday qilib bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichni istalgan nuqtasidagi va istalgan vaqt momentidagi umumiy tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon + e(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}) \quad (8.23)$$

Shuni ta'kidlash kerakki, diffuziya toki faqat yarimo'tkazgichlarda ahamiyatga ega. Buning sababi, yarimo'tkazgichlarda barcha yig'indi zaryadlar konsentratsiyasi o'zgarmas bo'lsada elektronlar va kovaklarning kontsentratsiyalari keng oraliqda o'zgarishi mumkin. Metalllarda elektronlar kontsentratsiyasi deyarli o'zgarmasdir.

8.3. Eynshteyn munosabatlari

Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichda, termodinamik muvozanatda, tok nolga teng, ya'ni $J = J_n + J_p = 0$. Bunday holda, o'tkazuvchanlik toki diffuziya tokini muvozanatlashtira oladi va (8.21) ga asoslanib, elektronlar uchun quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$n\mu_n E_{doim} = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (8.24)$$

Yarimo'tkazgichda E_{doim} statik elektr maydoni mavjud bo'lganligi sababli, bu sohada joylashgan elektronlar $U = -e\varphi$ potensial energiyaga ega bo'ladi. Shuning uchun yarimo'tkazgich aynigan bo'lmasa, o'tkazuvchanlik zonasidagi elektron konsentratsiyasi Boltsman munosabatini qoniqtiradi.

$$n = N_C e^{-(E_C + U - F)/kT} = n_0 e^{e\varphi/kT} \quad (8.25)$$

Bu yerda

$$n_0 = N_C e^{-(E_C - F)/kT}$$

- Elektronlarning muvozanatdagi konsentratsiyasi; φ - elektrostatik potensial.

$$E_{\text{doim}} = -\frac{d\varphi}{dx}$$

Ekanligini hisobga olib, n va $\frac{dn}{dx}$ ning qiymatlarini (8.24) tenglamaga qo'ysak quyidagilarni olamiz:

$$-\mu_n n_0 e^{e\varphi/kT} \frac{d\varphi}{dx} = -D_n \frac{en_0}{kT} e^{e\varphi/kT} \frac{d\varphi}{dx} \quad (8.26)$$

Bunda elektronlar uchun:

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT} \quad (8.27)$$

Xuddi shunday, kovaklar uchun:

$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{kT} \quad (8.28)$$

Maksvell statistikasiga bo'ysunuvchi zaryad tashuvchilarning diffuziya koeffitsientini termodinamik muvozanat sharoitida ularning dreyf harakatchanligi bilan bog'laydigan tenglama Eynshteyn munosabati deb ataladi.

Tajriba shuni ko'rsatdiki, Eynshteyn munosabati nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarga ham tegishli. Bu tabiiy, chunki muvozanatsiz zaryad tashuvchilar o'zlarining yashash vaqtidan ancha qisqa vaqt ichida panjara bilan energiya almashib, panjara bilan issiqlik muvozanatiga keladi va ayniganlik bo'lmaganda ularning energiya taqsimoti muvozanatdagi zaryad tashuvchilari taqsimotidan farq qilmaydi.

8.4. Monoqutbiy o'tkazuvchanlikdagi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi

Monoqutbiy o'tkazuvchanlik holatida nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfini ko'rib chiqaylik, bunda erkin zaryad tashuvchilar faqat ularning kirishma sathidan qo'zg'alishi natijasida paydo bo'ladi. Faraz qilaylik, yetarlicha uzunlikdagi bir jinsli yarimo'tkazgichning bir qismi,

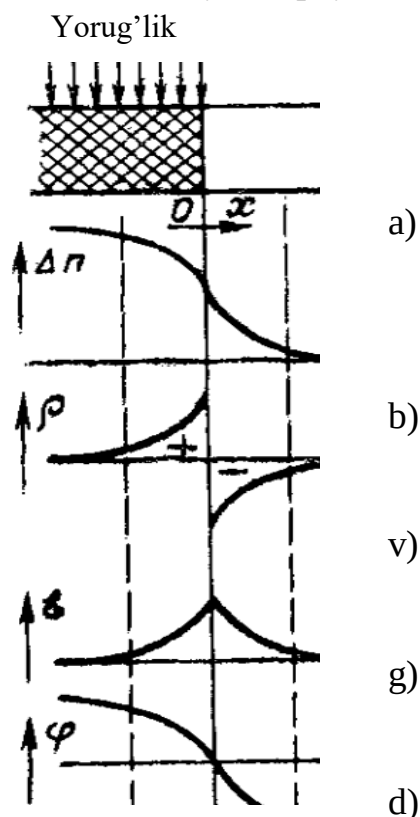
masalan, n-tipi, zaif yutuvchi yorug'lik bilan yoritilgan. Yarimo'tkazgichning yoritilgan qismida $x < 0$ da (8.3 - a rasm) elektronlarning bir jinsli generatsiyasi ularning yorug'lik ta'sirida donor sathidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi natijasida sodir bo'ladi.

Bunda nomuvazanatiy elektronlar konsentratsiyasi n donor kirishma sathidan qo'zg'algan muvozanatdagi n_0 va ortiqcha elektronlar Δn konsentratsiyalari bilan aniqlanadi. Agar tutib olish markazlari bo'lmasa, u holda ortiqcha elektronlar soni Δn donor kirishma musbat ionlari ΔN_d^+ soniga teng, ya'ni.

$$\Delta n = \Delta N_d^+ \quad (8.29)$$

Bu tenglik monoqutbiy o'tkazuvchanlik holatida elektr neytrallik shartini ifodalaydi.

Namunaning yoritilgan qismidagi elektronlar konsentratsiyasi yoritilmagan qismidagiga qaraganda ko'proq bo'lgani uchun namunaning yoritilgan qismidagi nomuvazanatiy elektronlar yoritilmagan qismga diffuziyalanadi (8.3 - b rasm). Natijada, yarimo'tkazgichning ma'lum bir sohasida elektr neytrallik buziladi va natijada hajmiy zaryad hamda elektr maydoni paydo bo'ladi.



8.3-rasm. Donor yarimo'tkazgichning (a) qisman yoritilishida konsentratsiya (b), hajmiy zaryad (v), elektr maydoni (g), potensial (d) ning taqsimlanishi

Diffuziya natijasida ortiqcha elektronlar kelgan namunaning yoritilmagan qismida hajmiy zaryad ρ manfiy bo'ladi, yoritilgan sohada esa ular tark etgan joyda donor kirishmalari ionlari hisobiga musbat bo'ladi (8.3-v rasm). Bu zaryadlar nomuvozanatliy elektronlarning diffuziyalanishini oldini oladigan tarzda yo'naltirilgan E_{bar} kuchlanganlik sababli statik elektr maydonini hosil qiladi (8.3-g rasm).

Shunday qilib, diffuziya tokini $J_{dif} = eD_n dn/dx$ paydo bo'lishi E kuchlanganlikka ega bo'lgan statik elektr maydonining va natijada diffuziya tokiga qarshi yo'nalgan o'tkazuvchanlik tokini $J_{o't} = en\mu_n E_{bar}$ hosil bo'lishiga olib keladi. Barqaror holatda, to'la tokning zichligi nolga teng:

$$J = J_{o't} + J_{dif} = en\mu_n E_{bar} + eD_n dn/dx = 0 \quad (8.30)$$

(8.30) dan statik elektr maydonining kuchlanganligini aniqlash mumkin. Optik qo'zg'alishning past darajasi uchun, ortiqcha elektronlar konsentratsiyasi muvozanatdagi konsentratsiyasiga nisbatan kichik bo'lganda, ya'ni $\Delta n \ll n_0$ bo'lganda E_{bar} ni hisoblaymiz. Eynshteyn munosabatidan foydalanib, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$E_{bar} = -\frac{D_n}{n\mu_n} \frac{d\Delta n}{dx} = -\frac{kT}{e(n_0 + \Delta n)} \frac{d\Delta n}{dx} \approx -\frac{kT}{en_0} \frac{d\Delta n}{dx} \quad (8.31)$$

(8.31) ni differentsiallab quyidagilarni olamiz:

$$\frac{dE_{bar}}{dx} = \frac{kT}{en_0} \frac{d^2\Delta n}{dx^2} \quad (8.32)$$

$\frac{dE_{bar}}{dx}$ qiymatini Puasson tenglamasi yordamida topish mumkin:

$$\frac{dE_{bar}}{dx} = \frac{1}{\epsilon_r \epsilon_0} \rho = -\frac{e}{\epsilon_r \epsilon_0} \Delta n, \quad (8.33)$$

Bu yerda $\rho = -e\Delta n$ namunaning yoritilmagan qismidagi hajmiy zaryad zichligi.

(8.32) va (8.33) tengliklaridan shunday xulosa kelib chiqadi:

$$\frac{d^2\Delta n}{dx^2} - \frac{e^2 n_0}{\epsilon_r \epsilon_0 kT} \Delta n = 0 \quad (8.34)$$

Agar $l_e = \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 kT / e^2 n_0}$ qiymatni u holda (8.34) quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d^2\Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{l_e^2} = 0 \quad (8.35)$$

Bu tenglamaning umumiy yechimi:

$$\Delta n = C_1 e^{\alpha_1 x} + C_2 e^{\alpha_2 x}, \quad (8.36)$$

Bu erda C_1 va C_2 chegara shartlardan aniqlanuvchi doimiylar; α_1, α_2 – xarakteristik tenglamaning ildizlari, ular quyidagilarga teng:

$$\alpha_1 = \frac{1}{l_e}; \quad \alpha_2 = -\frac{1}{l_e}; \quad (8.37)$$

Yarimo'tkazgichning yoritilmagan sohasidagi ortiqcha elektronlar kontsentratsiyasi namunaning yoritilgan qismidan uzoqlashgan sari kamayib boradi, faqat darajasi manfiy ko'rsatkichli hadining yechimi ma'noga ega, shuning uchun

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-x/l_e}. \quad (8.38)$$

Shunday qilib, monoqutbiy o'tkazuvchanlik holatida namunaning yoritilmagan qismida ortiqcha zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi yoritilgan sohadan masofa ortishi bilan eksponensial ravishda l_e kamayish doimiysi bilan kamayadi va buni ekranlash radiusi (uzunligi) yoki Debay radiusi deb ataladi. Ekranlash uzunligi, (8.35) ga ko'ra, asosiy zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasiga bog'liq, shuning uchun uning qiymati yarimo'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligiga bog'liq ravishda keng oraliqlarda o'zgarishi mumkin. Misol uchun, germaniy va kremniy kabi aynimagan yarimo'tkazgichlar uchun ekranlash radiusi, legirlash darajasiga qarab, 10^{-4} - 10^{-6} sm bo'lishi mumkin.

(7.29) formuladan kelib chiqadiki, yarimo'tkazgichga kiritilgan hajmiy zaryad, qo'zg'atuvchi yorug'lik o'chirilgandan so'ng, o'tkazuvchanlik toki natijasida o'rtacha t vaqt davomida mavjud bo'ladi.

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau_\mu}. \quad (8.40)$$

Agar hajm zaryadining zichligi birlik zaryadga bo'linsa, vaqt o'tishi bilan ortiqcha zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining o'zgarishini olamiz:

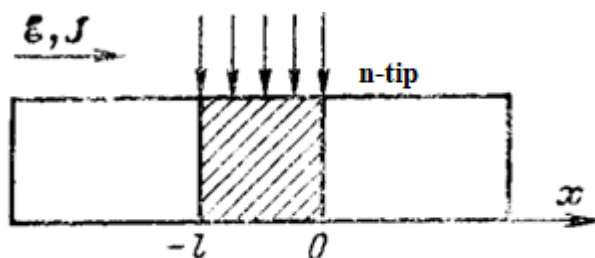
$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-\tau/\tau_\mu}. \quad (8.41)$$

(8.39) va (8.41) ifodalarni taqqoslashdan shunday xulosa kelib chiqadiki, monoqutbiy holatda zaryad tashuvchilarning ekranlash uzunligicha l_e masofaga tarqalishi Maksvellning relaksatsiya vaqti τ_μ davomida sodir bo'ladi, bu diffuziya-dreyf muvozanatini o'rnatish uchun samarali vaqt hisoblanadi.

8.5. Kirishmali yarimo'tkazgichlardagi asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi

Kirishmali yarimo'tkazgichdagi asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilarning diffuziya va dreyfini kuchlanganligi E bo'lgan bir jinsli tashqi elektr maydoni mavjud bo'lganda ko'rib chiqaylik.

Faraz qilaylik, ko'ndalang o'lchamlari uning uzunligidan sezilarli darajada kichik bo'lgan n-tipli yarimo'tkazgich ($p \ll n_0$) mavjud. Yarimo'tkazgichning juda tor sohasi ($-l \leq x \leq 0$) yorug'lik bilan yoritilgan, shuning uchun namunaning yoritilgan hududining butun hajmi bo'ylab elektronlar va kovaklarning bir xil generatsiyasi sodir bo'ladi (8.4-rasm). Asosiy zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi n_0 yashash vaqti τ_p bo'lgan asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning Δp ortiqcha konsentratsiyasiga nisbatan katta bo'lsin.



8.4-rasm. Yarimo'tkazgich namunaning bir o'lchovli modeli

Yoritilgan sohasida ortiqcha elektronlar va kovaklar teng miqdorda $\Delta n = \Delta p$ qo'zg'atilgan elektron yarimo'tkazgichning nomuvozanatliy kovaklarining konsentratsiyasi $p = p_0 + \Delta p$ namunaning yoritilmagan qismidagi p_0 konsentratsiyasidan sezilarli darajada katta bo'ladi. Kovaklarning konsentratsiyasi gradienti mavjudligi tufayli ularning diffuziyasi sodir bo'ladi. Namunaning yoritilmagan qismida, kovaklar diffuziyalanadigan joyda, hajmiy musbat zaryad paydo bo'ladi va namunaning elektr neytralligi buziladi. Bu hajmiy zaryad, zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishiga olib keladigan statik elektr maydonini hosil qiladi, shuning uchun Maksvell relaksatsiya vaqtida elektronlar namunaning yoritilgan qismidan ushbu hududga tortiladi va ortiqcha kovaklarning zaryadi kompensatsiyasilanadi. Agar ortiqcha elektronlar konsentratsiyasi namunaning istalgan nuqtasida ortiqcha kovaklar konsentratsiyasiga teng bo'lsa, hajmiy zaryadning to'liq kompensatsiyasi sodir bo'ladi. Shunday qilib, ortiqcha asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilari –kovaklar, elektronli yarimo'tkazgichga chuqur diffuzilanganda ular bilan teng miqdordagi asosiy zaryad tashuvchilar - elektronlarni olib yuradi, shuning uchun hajmiy zaryad hosil bo'lmaydi va ularning diffuziyasi zaryadi $\Delta n = \Delta p$ bo'lgan nomuvozanatliy tashuvchilarning kvazineytral buluti diffuziyasi sifatida sodir bo'ladi. Yarimo'tkazgichga chuqurroq kirib borganda, ortiqcha kovaklar va elektronlar rekombinatsiyalanadi va ularning konsentratsiyasi masofa ortishi bilan kamayadi.

Agar bunday yarimo'tkazgichga bir jinsli elektr maydoni E ta'sir ettirilsa, u holda tezlashtiruvchi maydonda kovaklar elektronlarni ular bilan teng miqdorda

tortib oladi va agar maydon kovaklarning harakatini sekinlashtirsa, u holda asosiy zaryad tashuvchilarning mos ravishda qayta taqsimlanishi sodir bo'ladi.

Binobarin, tashqi elektr maydonda *n-tipli* materialdagi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning kvazi neytral buluti ortiqcha kovaklar harakati yo'nalishi bo'yicha asosiy bo'lmagan tashuvchilarning dreyf tezligida harakat qiladi.

Ortiqcha kovaklarining konsentratsiyasini Δp uzluksizlik tenglamasini yechish orqali aniqlash mumkin:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{1}{e} \frac{\partial Jp}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (8.42)$$

Bu tenglamani yarimo'tkazgichning yoritilmagan ($G=0$) qismida, $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ bo'lgandagi statsionar holat uchun yechaylik. Buning uchun kovak tokining zichligi (8.22) ifodasini differensiallab va uni (8.42) ga qo'yish orqali quyidagilarni olamiz:

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \mu_p E \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0 \quad (8.43)$$

Bu tenglik shunday tashqi elektr maydoni uchun amal qiladiki, bunda D_p , μ_p , τ_p lar maydonga bog'liq bo'lmasligi kerak.

(8.43) ning ikkala qismini D_p ga ajratib va quyidagi

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (8.44)$$

$$L_E = \tau_p \mu_p E, \quad (8.45)$$

Belgilashni kiritib (8.43)ni quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{L_E}{L_p^2} \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = 0 \quad (8.46)$$

Bu tenglamaning umumiy ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta p = C_1 e^{\alpha_1 x} + C_2 e^{\alpha_2 x}, \quad (8.47)$$

Bu erda C_1 va C_2 chegara shartlardan aniqlanuvchi doimiylar;

$$\Delta p|_{x=l} = \Delta p|_{x=-l} = \Delta p(0), \quad x \rightarrow \pm\infty \quad \Delta p \rightarrow 0; \quad \alpha_1, \alpha_2 -$$

Xarakteristik tenglamaning ildizlari, ular quyidagilarga teng:

$$\alpha^2 - \frac{L_E}{L_p^2} \alpha - \frac{1}{L_p^2} = 0 \quad (8.48)$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{L_E \pm \sqrt{L_E^2 + 4L_p^2}}{2L_p^2} \quad (8.49)$$

Namunaning yoritilgan sohasidan uzoqlashganda asosiy bo'lmagan nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining kamayishini hisobga olsak, nihoyat quyidagilarni olamiz: $x \geq 0$ da

$$\Delta p = C_1 e^{-x/L_1} = \Delta p(0) e^{-x/L_1} \quad (8.50)$$

Bu yerda

$$L_1 = \frac{2L_p^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_p^2} - L_E} \quad (8.51)$$

da

$$\Delta p = C_2 e^{x/L_2} = \Delta p(0) e^{x/L_2} \quad (8.52)$$

Bu yerda

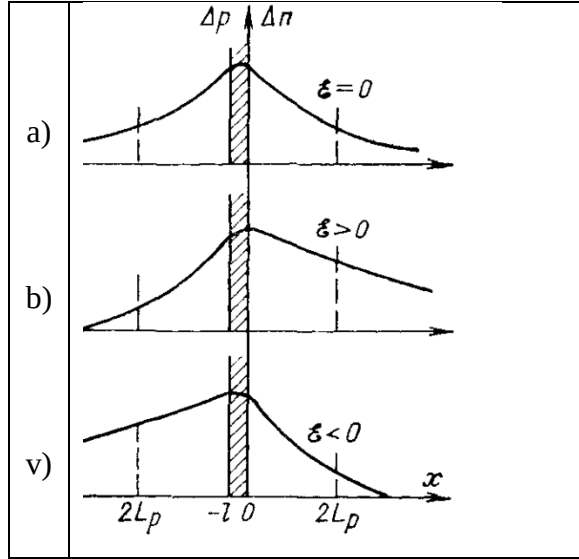
$$L_2 = \frac{2L_p^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_p^2} + L_E} \quad (8.53)$$

Shunday qilib, namunaning yoritilgan sohasining har ikki tomonida ortiqcha asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi tortishish uzunligi deb ataladigan L_1 va L_2 kamayish doimiylari asosida eksponensial ravishda kamayadi.

Olingan ifodalarni tahlil qilaylik. Tashqi elektr maydon bo'lmasin ($E=0$). Tashqi elektr maydoni bo'lmasa, faqat ortiqcha kovaklarning diffuziyasi sodir bo'ladi. $L_E = \tau_p \mu_p = 0$ bo'lgani uchun, rekombinatsiya natijasida asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar kovaklarning ortiqcha konsentratsiyasi masofaga bog'liq ravishda quyidagi qonunga muvofiq o'zgaradi:

$$\Delta p = \Delta p(0) e^{-x/L_p}. \quad (8.54)$$

Bu ifodadan kelib chiqadiki, rekombinatsiya natijasida yuzaga kelgan ortiqcha asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining eksponensial kamayishi namunaning yoritilgan qismining har ikki tomonida simmetrik bo'ladi (8.5-a rasm) va L_p asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning bu yerda, kovaklarning diffuziya uzunligi deb ataladigan qiymat bilan aniqlanadi. L_p - diffuziya paytida nomuvozanatliy kovaklar yashash vaqti davomida siljishining o'rtacha masofasi. Shuning uchun, tashqi elektr maydon bo'lmaganda, rekombinatsiya natijasida ortiqcha kovaklar konsentratsiyasi (8.54) ga muvofiq masofaga bog'liq ravishda eksponensial qonun bilan o'zgaradi. Bu taqsimot nomuvozanatliy elektronlar uchun ham amal qiladi, chunki masalani yechishda elektron neytrallik amalga oshadi, deb faraz qilingan, unga ko'ra $\Delta n = \Delta p$.



8.5-rasm. Namuna bo'ylab ortiqcha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining taqsimlanishi

Faqat ortiqcha zaryad tashuvchilarning tarqalishi sodir bo'lganligi sababli, tok diffuziyaviy tok bo'lib, quyidagicha bo'ladi:

$$J_{p\text{dif}} = -eD_p \frac{dp}{dx} = \frac{eD_p}{L_p} \Delta p = \frac{eL_p}{\tau_p} \Delta p = J_{p\text{dif}}(0)e^{-x/L_p}, \quad (8.55)$$

ya'ni ortiqcha zaryad tashuvchilarning diffuziyaviy toki ortiqcha kovaklarning konsentratsiyasi o'zgargan qonunga muvofiq koordinata bilan o'zgaradi.

$$v_D = \frac{L_p}{\tau_p} = \frac{D_p}{L_p}, \quad (8.56)$$

kattalikni diffuziya tezligi deyiladi. Son jihatdan u nomuvozanatliy kovaklarning yashash vaqti davomida diffuziya uzunligiga teng bo'lgan yo'lni bosib o'tish tezligiga teng.

Endi $E \neq 0$ bo'lgan holatni ko'rib chiqamiz. Agar $L_E \ll 2L_p$, yoki $eL_p E \ll 2kT$ (6.183), u holda $L_1 = L_2 = L_p$. Binobarin, kuchsiz elektr maydonida $E \ll E_c$, $E < E_c$ bo'lganda, bu erda $E_c = 2kT / eL_p$ - kritik maydon bo'lib, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasining taqsimlanishi diffuziya bilan aniqlanadi va (8.54) tenglama bilan tavsiflanadi.

Kuchli tashqi elektr maydon mavjudligida, qachon $|L_E| > 2L_p$, kamayish doimiylari L_1 va L_2 diffuziya uzunligi L_p dan farq qiladi. Elektr maydonining yo'nalishiga qarab ($E > 0$ va $E < 0$) ular L_p dan katta yoki kichik bo'ladi. Masalan, $E > 0$ da sohaning yoritilmagan qismi uchun $x < -l$ va $x > 0$,

$$L_2 = \frac{2L_p^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_p^2} + L_E} \langle L_p \rangle = \frac{2L_p^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_p^2} - L_E} = L_1. \quad (8.57)$$

Bundan kelib chiqadiki, tashqi elektr maydon ortiqcha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini taqsimlanishida simmetriyani buzadi.

Endi $L_E^2 \gg 4L_p^2$ tengsizlikni qanoatlantiriladigan shunday katta $E \gg E_c$ maydonlar holatini ko'rib chiqamiz. Bu shartni (8.45) va (8.56) ga muvofiq quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{L_E^2}{4L_p^2} = \frac{(\tau_p \mu_p E)^2}{4L_p^2} = \frac{\tau_p^2 \nu^2}{4L_0^2} = \frac{\nu^2}{4\nu_D^2} \gg 1, \quad (8.58)$$

bu yerda $\nu = \mu_p E$ -dreyf tezlik.

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti davomida dreyf tezlik bilan bosib o'tgan yo'liga son jihatdan teng bo'lgan L_E kattalik dreyf uzunligi deyiladi. Shuning uchun dreyf uzunligi diffuziya uzunligidan ancha katta bo'lsa maydon kuchlanganligi E ham katta bo'ladi.

$E > 0$ bo'lgan holatda L_1 va L_2 uzunliklarini aniqlaymiz. $x > 0$ soha uchun (8.51) ifodadan quyidagini yozish mumkin:

$$L_1 = \frac{2L_p^2}{L_E \sqrt{1 + 4L_p^2 / L_E^2} - 1} \approx \frac{2L_p^2}{L_E} \frac{1}{2L_p^2 / L_E^2} = L_E, \quad (8.59)$$

Ya'ni tortish uzunligi dreyf uzunligiga teng

$$L_1 = L_E = \tau_p \mu_p E = \tau_p \nu \quad (8.60)$$

va ortiqcha kovak konsentratsiyasining taqsimlanishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta p_1 = \Delta p(0) e^{-x/L_1} = \Delta p(0) e^{-x/\tau_p \mu_p E}, \quad (8.61)$$

ya'ni, xuddi faqat diffuziya holatida bo'lgani kabi, ortiqcha kovak konsentratsiyasi x ortishi bilan eksponensial ravishda kamayadi, lekin endi kamayish doimiysi $L_1 = L_E$ bo'ladi. Kamayish doimiysi $L_1 > L_p$ bo'lganligi sababli, L_1 "maydon bo'ylab diffuziya uzunligi" deb ham ataladi.

(8.54) va (8.61) ifodalarni taqqoslashlardan kelib chiqadiki, $L_E^2 > 4L_p^2$ da yarimo'tkazgichning $x > 0$ sohasida zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasi tashqi elektr maydon yo'qligidagiga qaraganda ko'proq ekan (8.5-b rasmning o'ng tomoni).

Binobarin, kuchli elektr maydonidan kelib chiqqan tok o'tganda, ya'ni dreyf tezligi diffuziya tezligidan ($\nu \gg \nu_D$) ancha katta bo'lsa, $E > 0$ bo'lganda, elektron yarimo'tkazgichdagi ortiqcha kovaklar maydon tomonidan yarimo'tkazgichning $x > 0$ sohasi tomonga tortiladi va yarimo'tkazgich tashqi elektr maydoni bo'lmaganda faqat diffuziya mavjudligidan ko'ra ko'proq miqdorda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar bilan boyitiladi. Ushbu hodisa asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning inyeksiyasi deb ataladi.

P-tipli yarimo'tkazgich uchun elektron inyektsiyasi $E < 0$ da kuzatiladi. Endi $x < -l$ soha, $E > 0$ hol uchun ortiqcha kovaklarning taqsimlanishini ko'rib chiqamiz. Endi siqilish uzunligi

$$L_2 = \frac{2L_p^2}{L_E \sqrt{1 + 4L_p^2 / L_E^2 + 1}} \approx \frac{2L_p^2}{L_E} \frac{1}{2 + 2L_p^2 / L_E^2} \approx \frac{L_p^2}{L_E} \quad (8.62)$$

va (8.52) ga asoslanib, quyidagilarni olamiz:

$$\Delta p_2 = \Delta p(0) e^{-x/L_2} = \Delta p(0) e^{-L_E / L_p^2}. \quad (8.63)$$

Ko'rinib turibdiki, maydonning kuchlanganligi ortib borsa L_E ortib boradi, L_2 esa kamayadi. $L_2 < L_p$ bo'lsa va yarimo'tkazgichning $x < -l$ sohasidagi barcha nuqtalari uchun, masalan, $2L_p \Delta p_2 < \Delta p$ masofada ham L_2 - "maydonga qarshi diffuziya uzunligi" deb ataladi. Bu shuni anglatadiki, $E > 0$ da elektr maydoni kuchlanganligi ortib borishi bilan elektronli yarimo'tkazgich hajmining $x < -l$ sohasida asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar kambag'allashib boradi (8.5-b rasmning chap tomoni). Ushbu hodisa asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning eksklyuziyasi deb ataladi.

P-tipli yarimo'tkazgichda elektronni eksklyuziyasi $E < 0$ da sodir bo'ladi. Tashqi elektr maydonining yo'nalishi $E < 0$ o'zgarganda yarimo'tkazgichning $x > 0$ sohasida ortiqcha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining kamayishi, $x < -l$ sohasida esa ularning ortishi kuzatiladi (8.5-v rasm). Bu hodisalar mos ravishda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning ekstraktsiyasi va akkumulyatsiyasi deb ataladi. p-tipdagi yarimo'tkazgichda ular $E > 0$ da kuzatiladi.

8.6. Xusuiy o'tkazuvchanlikka yaqin bo'lgan yarimo'tkazgichda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi

Muvozanatdagi elektronlari va kovaklari soni teng bo'lgan yarimo'tkazgichda, ya'ni o'tkazuvchanligi xususiyga yaqin bo'lgan yarimo'tkazgichda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfini ko'rib chiqaylik. Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar "zonadan-zonaga" o'tish natijasida qo'zg'oladi deb xisoblaymiz. Agar elektronlar va kovaklar tuzoqlar tomonidan ushlanmasa, u holda $\Delta n = \Delta p$.

Bunday bir jinsli yarimo'tkazgichda x o'qi bo'ylab namunaning mahalliy yoritilishidan kelib chiquvchi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning bir jinsli bo'lmagan $n(x) = n_0 + \Delta n(x)$ va $p(x) = p_0 + \Delta p(x)$ taqsimlanishi mavjud deb faraz qilaylik. Qo'zg'alish darajasi past deb xisoblaymiz, bunda $\Delta n = \Delta p \ll (n_0 + p_0)$.

Tashqi elektr maydoni va zaryad tashuvchilarning kontsentratsiya gradienti mavjudligi sababli elektronlar va kovaklarning diffuziya va dreyf toklari paydo bo'ladi, ular (8.21) va (8.22) bilan tavsiflanadi va tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$J = J_n + J_p = e(n\mu_n + p\mu_p)E + e(D_n dn/dx - D_p dp/dx). \quad (8.64)$$

Statsionar holatdagi izolyatsiyalangan yarimo'tkazgichda umumiy tok nolga teng ($J=0$). Bunday holda, namunaning har bir nuqtasida diffuziya toklari E_{bar} kuchlanganlikli statik elektr maydonidan kelib chiqadigan dreyf toklari bilan muvozanatlashadi, buni $J = 0$ deb olib (8.64) dan topamiz:

$$E_{bar} = \frac{D_p \frac{dp}{dx} - D_n \frac{dn}{dx}}{n\mu_n + p\mu_p} = \frac{D_p \frac{dp}{dx} - D_n \frac{dn}{dx}}{(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p}. \quad (8.65)$$

(8.65) dan kelib chiqadiki, elektr toki bo'lmaganda ($J=0$) zaryad tashuvchilarning diffuziyasi natijasida hosil bo'lgan statik elektr maydoni E_{st} qanchalik kichik bo'lsa, elektronlar n_0 va kovaklarning p_0 muvozanatdagi konsentratsiyalari shunchalik katta bo'ladi. Agar yarimo'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi yetarlicha yuqori bo'lsa va ortiqcha zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi Δn va Δp muvozanatdagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasidan sezilarli darajada kam bo'lsa, ya'ni $\Delta n < n_0$ va $\Delta p < p_0$ bo'lsa, u holda birinchi yaqinlashishda statik elektr maydoni yo'q deb taxmin qilish mumkin va elektroneytrallik sharti yarimo'tkazgichning har bir nuqtasida $\Delta n = \Delta p$ bo'lishi bilan ta'minlanadi. Demak, diffuziyalanuvchi zaryad tashuvchilar diffuziya jarayonida qarama-qarshi ishorali zaryad tashuvchilarni teng miqdorda olib yuradi. Bunday holda, ortiqcha elektronlar va kovaklarning diffuziyalanish jarayoni bir xil yashash vaqti τ bilan tavsiflangan ortiqcha neytral elektron kovak juftlarining diffuziyasi kabi erkin sodir bo'ladi.

Faraz qilaylik, nomuvozanatliy elektron-kovak juftlari hosil qilingan namuna ichki statik maydondan sezilarli darajada katta bo'lgan, ya'ni $E \gg E_{st}$ tashqi bir jinsli elektr maydonida E joylashgan. Soddalik uchun bir o'lchovli holat bilan cheklanamiz va konsentratsiya gradienti va tashqi elektr maydoni x o'qi bo'ylab yo'naltirilgan deb faraz qilamiz. U holda uzluksizlik tenglamalari va tok zichligi tenglamasi elektronlar va kovaklar uchun quyidagicha yozilishi kerak:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau}; \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau}; \end{aligned} \right\} \quad (8.66)$$

$$\left. \begin{aligned} J_n &= \sigma_n E + e D_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x}; \\ J_p &= \sigma_p E - e D_p \frac{\partial \Delta p}{\partial x}, \end{aligned} \right\} \quad (8.67)$$

bu yerda $\sigma_n = en\mu_n$ va $\sigma_p = ep\mu_p$ solishtirma o'tkazuvchanlikning elektron va kovak tashkil etuvchilari.

Tashqi elektr maydon ta'sirida elektron-kovak juftlarining doimiy tezlikdagi dreyfi kuzatiladi. Bunda namuna elektron neytral bo'lishi sharti bilan elektronlar va kovaklarning birgalikdagi diffuziyasi va dreyfi samarali dreyf harakatchanligi μ_E va elektronlar va kovaklar uchun bir xil bo'lgan samarali diffuziya koeffitsienti D bilan tavsiflanadi. μ_E va D kattaliklar ambiquitbiy dreyf harakatchanligi va ambiquitbiy diffuziya koeffitsienti deb ham ataladi.

μ_E va D kattaliklarni aniqlash uchun (8.66) uzluksizlik tenglamalarini yozamiz, ularga (8.67) dan J_n va J_p qiymatlarini qo'yamiz:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} &= D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau}; \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau}; \end{aligned} \right\} \quad (8.68)$$

(8.68) ni mos ravishda σ_p va σ_n larga ko'paytiramiz va ikkala tenglamani qo'shamiz. Natijada, $\Delta p = \Delta p$ ekanligini hisobga olib va Eynshteyn munosabatidan foydalanib, quyidagilarni olamiz:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{D_n \sigma_p + D_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (8.69)$$

Statsionar holat uchun ya'ni, $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$ bo'lganda, (8.69) quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\frac{D_n \sigma_p + D_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau} = 0 \quad (8.70)$$

(8.70) tenglama asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi uchun (8.43) ifoda bilan bir xil. Ularning farqi shundaki, ikkinchi hosila uchun diffuziya koeffitsienti va birinchi hosila uchun harakatchanlik (8.70) o'rniga mos ravishda D va μ_E sifatida belgilanishi mumkin bo'lgan murakkab kattaliklar mavjud.

$n \approx n_0$, $p \approx p_0$ da va bu $\Delta n \ll n_0$ va $\Delta p \ll p_0$ bo'lganda o'rinli bo'lganda elektronlar va kovaklar uchun Eynshteyn munosabatidan ($\mu_n / D_n = \mu_p / D_p = e / kT$) foydalanib, ambiquitbiy diffuziya koeffisientini quyidagicha yozish mumkin

$$D = \frac{D_n \sigma_p + D_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_p} + \frac{p_0}{D_n}} = \frac{kT}{e} \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}, \quad (8.71)$$

va ambiquitbiy dreyf harakatchanligini esa quyidagicha yozish mumkin

$$\mu_E = \frac{\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{p_0 - n_0}{\frac{n_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}. \quad (8.72)$$

Agar Eynshteyn munosabatidan foydalansak, ambipolyar diffuziya koeffisienti D ni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$D = \frac{kT}{e} \mu_D, \quad (8.73)$$

Bu ifodani (8.71) bilan taqqoslasak, harakatchanlik rolini quyidagiga kattalik o'ynaydi

$$\mu_D = \frac{\frac{n_0 + p_0}{\mu_p} + \frac{p_0}{\mu_n}}{\mu_p + \mu_n} \quad (8.74)$$

va bu ambiquitbiy diffuziya harakatchanligi deb ataladi.

(8.72) dan p_0 va n_0 munosabatlarga qarab ishora o'zgarishi mumkinligi kelib chiqadi. Bu tashqi elektr maydonida asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning harakat yo'nalishi bo'yicha harakatlanadigan nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning kvazi neytral bulutining dreyf tezligini μ_E tavsiflashi bilan aniqlanadi. Elektron yarimo'tkazgichda $\mu_E > 0$ va bulut kovaklar harakati yo'nalishi bo'yicha, p -tipli materialda esa bulut teskari yo'nalishda elektronlar harakati yo'nalishi bo'yicha harakat qiladi.

$n_0 = p_0 = n_i$ bo'lgan xususiy yarimo'tkazgich uchun quyidagini olamiz:

$$D = 2 \frac{D_n D_p}{D_n + D_p} = 2 \frac{kT}{e} \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}; \quad (8.75)$$

$$\mu_D = 2 \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \quad (8.76)$$

$$\mu_E = 0 \quad (8.77)$$

(8.75) va (8.77) dan shunday xulosa kelib chiqadiki, xususiy yarimo'tkazgich uchun ambiquitbiy diffuziya koeffitsientining qiymati faqat elektronlar va kovaklarning diffuziya koeffitsientlariga (yoki harakatchanliklariga) bog'liq. Ambipolyar dreyf harakatchanligining nolga tengligi xususiy yarimo'tkazgichdagi tashqi elektr maydonini, $\Delta n = \Delta p$ bo'lganda, zaryad tashuvchilarning fazoviy taqsimotiga ta'sir qilmasligini ko'rsatadi.

Asosiy zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasidan sezilarli darajada oshib ketadigan kirishmali yarimo'tkazgichlar uchun ($n_0 \gg p_0$ yoki $p_0 \gg n_0$) ambiquitbiy diffuziya koeffitsienti D , ambiquitbiy diffuziya harakatchanligi μ_D va ambiquitbiy dreyf harakatchanligi μ_E mos ravishda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning diffuziya koeffisientiga va harakatchanligiga teng. Masalan, n -tipli yarimo'tkazgich uchun ($n_0 \gg p_0$)

$$D = D_p, \quad \mu_D = \mu_E = \mu_p. \quad (8.78)$$

Binobarin, kirishmali yarimo'tkazgichda ortiqcha zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi mos ravishda diffuziya koeffisienti va asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning harakatchanligi bilan aniqlanadi.

Nazorat savollari

1. Nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi deganda nimani tushunasiz?
2. Nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning dreyfi nimani anglatadi?
3. Kirishmali yarimo'tkazgichlardagi asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfini tushuntiring
4. Xusuiy o'tkazuvchanlikka yaqin bo'lgan yarimo'tkazgichda nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi haqida tushuncha bering
5. Uzliksizlik tenglamasini keltirib chiqaring
6. Diffuziyaviy va dreyf toklar haqida tushuncha bering
7. Eynshteyn munosabatlarini keltirib chiqaring

IX bob.

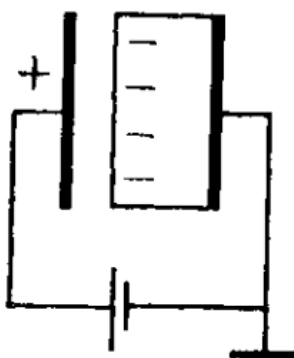
YARIMO'TKAZGICHLARDA KONTAKT HODISALARI

9.1. Tashqi elektr maydondagi yarimo'tkazgich

Kontakt hodisalari asosida elektr maydoni ta'sirida yarimo'tkazgich kontaktida sodir bo'ladigan fizikaviy jarayonlar yotadi. Ushbu hodisalarni tushunish uchun tashqi elektr maydonida joylashgan yarimo'tkazgichning xususiyatlarini bilish kerak. Shu maqsadda biz kondensatorning bir jinsli elektr maydoniga kiritilgan elektronli yarimo'tkazgichning xususiyatlarini ko'rib chiqamiz (9.1-rasm).

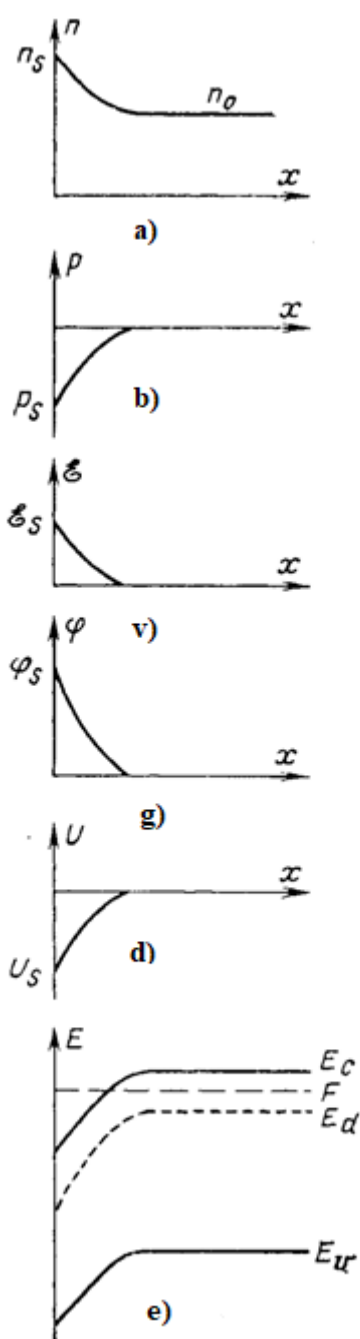
Yarimo'tkazgichda tashqi elektr maydoni bo'lmasa, hajmiy zaryad nolga teng. Tashqi elektr maydon mavjud bo'lganda yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishi sodir bo'ladi, buning natijasida zichligi $\rho(r)$ bo'lgan hajmiy zaryad va $E(r)$ kuchlanganlik holda elektr maydoni paydo bo'ladi. Hajmiy zaryadning paydo bo'lishiga olib keladigan zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasini taqsimlanishining o'zgarishi yarimo'tkazgich yuzasiga tutash hududda sodir bo'ladi. Hajmiy zaryadi tashqi elektr maydonini ekranlaydi, buning natijasida u faqat yarimo'tkazgichning sirt qatlamigagina kiradi.

9.1-rasmda ko'rsatilganidek, tashqi elektr maydoni qo'yilganda, yarimo'tkazgichning sirtga yaqin sohasida elektronlar kontsentratsiyasi ortib boradi (9.2- a rasm) va natijada manfiy hajmiy zaryad paydo bo'ladi (9.2- b rasm), bu namuna sirtidan ichkarisiga kirgan

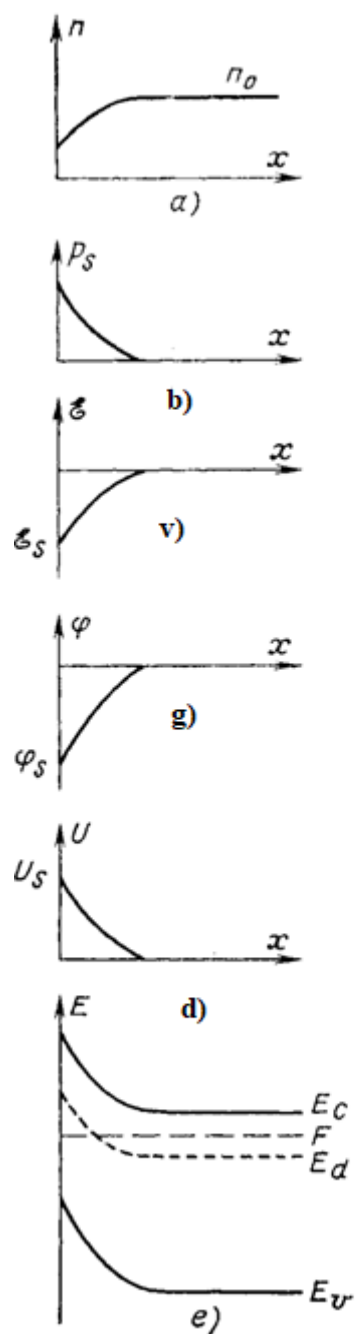


9.1-rasm. Bir jinsli elektr maydonidagi yarimo'tkazgich

Masofaning ortishi bilan kamayadi. Manfiy hajm zaryad elektr maydonni hosil qiladi, uning kuchlanganligi E_s yarimo'tkazgich yuzasida maksimal bo'ladi, (9.2- v rasm). Bu elektr maydon elektronning potensial energiyasini (9.2-rasm, d) $U(\mathbf{r}) = -e\varphi(\mathbf{r})$ ga teng miqdorda o'zgartiradi, bunda $\varphi(r)$ kontakt maydonining elektrostatik potentsiali (9.2-g rasm). Shunday qilib, elektr maydon yarimo'tkazgichni energiya zonasining egrilanishiga olib keladi.



9.2-rasm. Tashqi elektr maydonda erkin elektronlar konsentratsiyasi (a), hajmiy zaryad (b), maydon kuchlanganligi (v), maydon potentsiali (g), elektronlarning potentsial energiyasi (d) va donor yarimo'tkazgich zonalari (e) egriligining o'zgarishi.



9.3-rasm. Tashqi elektr maydoni yo'nalishi o'zgartirilgandagi erkin elektronlar konsentratsiyasi (a), hajmiy zaryad (b), maydon kuchlanganligi (v), maydon potentsiali (g), elektronlarning potentsial energiyasi (d) va donor yarimo'tkazgich zonalari (e) egriligining o'zgarishi.

$$\left. \begin{aligned} E_C(\vec{r}) &= E_C - U(\vec{r}); \\ E_V(\vec{r}) &= E_V - U(\vec{r}). \end{aligned} \right\} \quad (9.1)$$

Bunday holda, barcha energiya sathlarining holatlari, shu jumladan taqiqlangan zonada yotgan kirishma sathlari ham o'zgaradi (9.2- e rasm).

Yarimo'tkazgich termodinamik muvozanat holatida bo'lganligi sababli, Fermi sathining holati doimiydir (5.2 § ga qarang), shuning uchun Fermi sathi va ruxsat etilgan energiya zonalari orasidagi masofa o'zgaradi. Agar maydonsiz bu masofa:

$$\left. \begin{aligned} E_C - F; \\ F - E_V. \end{aligned} \right\} \quad (9.2)$$

bo'lsa, maydon bo'lsa, u quyidagicha bo'ladi:

$$\left. \begin{aligned} [E_C - U(\vec{r})] - F; \\ F - [E_V - U(\vec{r})]. \end{aligned} \right\} \quad (9.3)$$

(9.3) va (9.2) ni taqqoslashdan kelib chiqadiki, agar E_C va F orasidagi masofa $U(r)$ qiymatiga kamaysa, F va E_V orasidagi masofa huddi shu qiymatga ortadi. F va energiya zonalarining chekkalari orasidagi masofani o'zgaririshi elektronlarning sathlar bo'ylab taqsimlanishining o'zgarishiga olib kelishi kerak. Ko'rib chiqilayotgan holatda, 9.2-e rasmda ko'rsatilganidek, sirtidan uzoqda, yarimo'tkazgich elektron elektr o'tkazuvchanligiga ega, aynigan emas va donor kirishma sathida elektronlar mavjud (chunki Fermi sathi kirishma sathidan yuqori) va sirtga yaqin sohada, yarimo'tkazgich elektronli bo'lib qoladi, hamda ayniydi, chunki Fermi sathi endi o'tkazuvchanlik zonasida joylashgan.

Qo'yilgan elektr maydonning yo'nalishi elektron yarimo'tkazgichning sirtga yaqin sohasida o'zgarganda, elektron konsentratsiyasi yarimo'tkazgich hajmidagi konsentratsiyaga nisbatan kamayadi (9.3-a rasm) va hajmiy zaryad (9.3-b rasm) va potensial energiyaning o'zgarishining (9.3, v-rasm) ishorasi o'zgarib musbat bo'ladi. Bunday holda, 9.3-e rasmda ko'rsatilganidek sirt sohasida hatto asosiy zaryad tashuvchilarning turi ham o'zgaradi-yarimo'tkazgich elektrondan kovaklikka o'zgardi, ya'ni teskari yoki invers qatlam paydo bo'ladi. Bunday yarimo'tkazgich sirtidan ma'lum masofada xususiy o'tkazuvchanlikli yoki i-qatlamli soha hosil bo'lib, Fermi sathi taqiqlangan zonaning o'rtasida joylashgan bo'ladi. Yarimo'tkazgichning i-qatlamga yaqin joylashgan, elektr o'tkazuvchanlik turi o'zgarib turadigan bu sohaga fizik $p-n$ o'tish deyiladi. Tashqi elektr maydoni olib tashlanganda bu soha yo'qoladi.

Energiya diagrammasi 9.3-rasmda ko'rsatilgan bir o'lchovli aynimagan n -tipli yarimo'tkazgichga tashqi elektr maydonining ta'sirini ko'rib chiqamiz. Ma'lumki, elektr maydon kuchlanganligi E va hajmiy zaryad zichligi ρ o'zaro Puasson tenglamasiga asosan bog'langan.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \rho(x) \quad (9.4)$$

Agar maydon kuchlanganligini potensialning gradienti orqali $E = -grad\varphi$ ifodalansa, Puasson tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \rho(x) \quad (9.5)$$

Yarimo'tkazgich hajmidagi elektronlar konsentratsiyasi ($x \rightarrow \infty$) n_0 ga teng bo'lsin. Yarimo'tkazgich aynigan bo'lmaganligi sababli, uning yuzasiga yaqin sohada

$$n = N_c e^{-(E_c + U - F)/kT} = n_0 e^{-U/kT} \quad (9.6)$$

Sirt qatlamida hajmiy zaryad donor kirishmasining musbat ionlari va erkin elektronlar bilan aniqlanadi.

Donor kirishma to'liq ionlangan deb xisoblaymiz, ya'ni $N_d^+ = n_0$. U holda sirt qatlamidagi hajmiy zaryad quyidagiga teng bo'ladi:

$$\rho = e(N_d^+ - n) = e(n_0 - n) = en_0(1 - e^{-U/kT}) \quad (9.7)$$

Tashqi elektr maydoni ta'sirida zonalarining kichik egrilik holati bilan cheklanamiz, ya'ni $|U| \ll kT$. $e^{-U/kT}$ ifodani qatorga yoyib, qatorning birinchi hadi bilan cheklanib, (9.7) munosabatga asoslanib quyidagini keltiramiz:

$$\rho = \frac{en_0 U}{kT} = -\frac{e^2 n_0}{kT} \varphi \quad (9.8)$$

$l_e^2 = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 kT}{e^2 n_0}$ Belgilash kiritamiz, unda (9.5) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{l_e^2} \varphi \quad (9.9)$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$\varphi = A_1 e^{-x/l_e} + A_2 e^{x/l_e} \quad (9.10)$$

Chunki $x \rightarrow \infty$ $\varphi \rightarrow 0$ da, $A_2 = 0$, $x = 0$ nuqtada $\varphi = -\varphi_s$ va $A_1 = -\varphi_s$ ekanligini bildiradi, shuning uchun sirtga yaqin sohada potensial

$$\varphi(x) = -\varphi_s e^{-x/l_e}, \quad (9.11)$$

Maydon kuchlanganligi

$$E(x) = -\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\varphi_s}{l_e} e^{-x/l_e} = -E_s e^{-x/l_e}, \quad (9.12)$$

Elektronlarning potensial energiyasi

$$U(x) = -e\varphi(x) = e\varphi_s e^{-x/l_e} = U_s e^{-x/l_e}, \quad (9.13)$$

Sirtidagi hajmiy zaryad zichligi

$$\rho_s = \frac{en_0 U_s}{kT} \quad (9.14)$$

Shunday qilib, yarimo'tkazgich elektr maydoniga kiritilganda, sirt yaqinida energiya zonalarining egrilanishi va elektronlar va kovaklar konsentratsiyasining o'zgarishi sodir bo'ladi. $U_s > 0$ da zonalar yuqoriga egilib, kovaklar konsentratsiyasi ortadi (9.3-e rasm). Bunday holda, n -tipli yarimo'tkazgichning sirt qatlami asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar bilan boyitiladi, p -tipli yarimo'tkazgich esa asosiy zaryad tashuvchilar bilan boyitiladi. $U_s < 0$ da zonalar pastga egiladi (9.2-e rasm) va elektronlar konsentratsiyasi ortadi, ya'ni n -tipli yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilarning, p -tipida esa asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning boyitish sodir bo'ladi.

(9.10) (9.13) da l_e Debay ekranlash uzunligi. Demak, l_e - moddaga kiradigan tashqi elektr maydonining intensivligi $e \approx 2,7$ marta kamaygan masofa. $n_0 = 10^{22} \text{ sm}^{-3}$ va $\epsilon_r = 1$ bo'lgan metall uchun xona haroratida Debay ekranlash uzunligi taxminan 10^{-8} sm ni tashkil qiladi, $n_0 = 10^{14} \text{ sm}^{-3}$ va $\epsilon_r = 16$ bo'lgan germaniyda elektr maydoni 4 mkm masofaga kiradi.

9.2. Termoelektron chiqish ish

Ma'lumki, elektronni qattiq jismdan vakuumga o'tkazish uchun qandaydir energiya sarflash kerak bo'ladi. Binobarin, qattiq jism va vakuum o'rtasidagi chegarada elektronlarning kristalldan chiqib ketishiga to'sqinlik qiluvchi energiya to'sig'i (baryer) mavjud. Shuning uchun, bu to'siqni yengish uchun yetarli energiyaga ega bo'lgan elektronlarga qattiq jismni tark etishi mumkin. Shubhasiz, harorat qanchalik yuqori bo'lsa, shuncha ko'p elektronlar potensial to'siqni yengib o'tishga qodir bo'ladi. Issiqlik qo'zg'alishi tufayli moddadan elektronlarning chiqishi termoelektron emissiya deb ataladi.

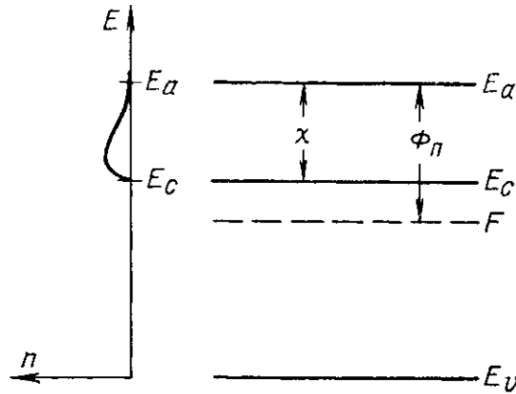
Aynimagan yarimo'tkazgichdan elektronlarning termoelektron emissiya tokining zichligini aniqlaymiz. Buning uchun potensial to'siqni yengib o'tishga va yarimo'tkazgichni tark etishga qodir bo'lgan elektronlar sonini sanash kerak. Yarimo'tkazgichdan vakuumga chiqqan va namunaga nisbatan tinch holatda bo'lgan elektronning energiyasini $E_a = E_{vac}$ bilan belgilaymiz. U holda yarimo'tkazgich o'tkazuvchanlik zonasining tubidan elektronni unga hech qanday tezlik bermasdan vakuumga o'tkazish uchun χ energiya (9.4-rasm) kerak bo'ladi:

$$\chi = E_a - E_c. \quad (9.15)$$

Energiya χ - elektron yaqinlik energiyasi deyiladi. Son jihatdan u elektronni o'tkazuvchanlik zonasining tubidan unga kinetik energiya bermasdan vakuumga o'tkazish uchun zarur bo'lgan ishga teng.

χ balandlikdagi to'g'ri burchakli potensial to'siqni yengib o'tish uchun tezligi v_x bo'lgan elektronning kinetik energiyasi potensial to'siqning chuqurligidan kam bo'lmasligi kerak, ya'ni:

$$\frac{m^* v_x^2}{2} \geq \chi. \quad (9.16)$$



9.4-rasm. Elektronli yarimo'tkazgichning termoelektron chiqish ishi

Birlik hajmdagi kristall uchun kvant holatlar soni V dan $V + dV$ gacha bo'lgan tezliklar oralig'ida quyidagi ifoda bilan aniqlanadi (4.1 § ga qarang):

$$dZ = 2\left(\frac{m^*}{h}\right)^3 dv_x dv_y dv_z \quad (9.17)$$

Yarimo'tkazgichni tark eta oladigan elektronlar uchun $E - F \gg kT$, ularning soni quyidagicha bo'ladi:

$$dn = f_0 dZ = 2\left(\frac{m^*}{h}\right)^3 e^{-(E-F)/kt} dv_x dv_y dv_z \quad (9.18)$$

Potensial to'siqni yengib o'tgan barcha elektronlar yarimo'tkazgichga qaytmaydi deb taxmin qilamiz. Agar elektronlarning dnv_x ga teng oqimi kristall yuzasida v_x tezlik bilan harakat qilsa, u holda vakuumdan yarimo'tkazgichga oqib o'tadigan tokning zichligi quyidagicha bo'ladi:

$$J = e \int_{v_x \min}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dn v_x = 2e \left(\frac{m^*}{h}\right)^3 e^{F/kt} \int_{v_x \min}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-E/kt} v_x dv_x dv_y dv_z \quad (9.19)$$

Elektronning to'la energiyasi

$$E = E_c + \frac{m^*}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2),$$

ni xisobga olib (9.19) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$J = 2e \left(\frac{m^*}{h}\right)^3 e^{-(E-F)/kt} \int_{v_x \min}^{\infty} e^{-m^* v_x^2 / 2kt} v_x dv_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-m^* v_y^2 / 2kt} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-m^* v_z^2 / 2kt} dv_z. \quad (9.20)$$

J ni hisoblash uchun quyidagi munosabatdan foydalanamiz:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha y^2} dy = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}, \quad (9.21)$$

va (9.16) ni hisobga olgan holda v_x bo'yicha integrallasak quyidagilarni beradi:

$$\int_{v_{x\min}}^{\infty} e^{-m^* v_x^2 / 2kt} v_x dv_x = \frac{kT}{m^*} e^{-m^* v_{x\min}^2 / 2kt} = \frac{kT}{m^*} e^{-\chi / kt}. \quad (9.22)$$

(9.20) – (9.22) larga asosanib, termoelektron emissiya toki zichligi uchun ifodani olamiz:

$$J = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} T^2 e^{-(E_a - F) / kt} = AT^2 e^{-\Phi / kt}, \quad (9.23)$$

Bu yerda

$$A = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3}; \Phi = \chi + E_c - F = E_a - F. \quad (9.24)$$

Termoelektron chiqish ishi deb ataladigan Φ energiya (9.24) ga binoan vakuumdagi yarimo'tkazgich namunasi sirtidagi tinch holatda bo'lgan elektronning energiyasi bilan yarimo'tkazgichdagi Fermi sathi o'rtasidagi farqga teng. Metallardagi kabi, yarimo'tkazgichlar uchun Φ odatda bir necha elektron voltga tengdir.

Yarimo'tkazgichdagi Fermi sathining holati haroratga, kirishmaning tabiati va konsentratsiyasiga bog'liq bo'lganligi sababli, termoelektron chiqish ishi ham ushbu parametrlar bilan aniqlanadi. Turli yarimo'tkazgichlar uchun chiqish ishini (9.24) dan va §4.6 va 4.7 larda olingan Fermi sathi uchun tegishli munosabatlardan foydalanib ifodalaymiz.

Xususiylar yarimo'tkazgich uchun chiqish ishi Φ quyidagiga teng:

$$\Phi_i = \chi + \frac{1}{2} E_g + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right)^{3/2}. \quad (9.25)$$

Berilgan ifodadan kelib chiqadiki, xususiylar yarimo'tkazgichdan elektronning chiqish ishi taqiqlangan zonaning kengligi, harorat va elektronlar va kovaklarning samarali massalari nisbatiga bog'liq.

Kirishmalar kuchsiz ionlangan donor yarimo'tkazgich uchun

$$\Phi_n = \chi + \frac{E_c - E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{GN_c}{N_d}, \quad (9.26)$$

Kirishmalar kuchli ionlangan donor yarimo'tkazgich uchun

$$\Phi_n = \chi + kT \ln \frac{N_c}{N_d}. \quad (9.27)$$

Agar kuchli ionlangan donor kirishmaning termoelektron chiqish ishi kirishmaning konsentratsiyasi va yarimo'tkazgichning harorati bilan aniqlansa, kuchsiz ionlanganda bundan tashqari taqiqlangan zonadagi donor kirishmalari sathining chuqurligiga va aynish darajasiga ham bog'liq.

Kirishmalari kuchsiz va kuchli ionlangan aktseptor yarimo'tkazgich uchun

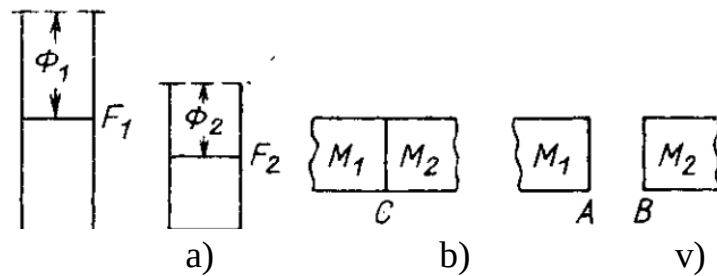
$$\Phi_p = \chi + E_g + \frac{E_v - E_a}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{GN_v}{N_a}, \quad (9.28)$$

$$\Phi_p = \chi + E_g - kT \ln \frac{N_v}{N_a}. \quad (9.29)$$

(9.26) (9.29) formulalarni taqqoslashdan shunday xulosa kelib chiqadiki, kovakli yarimo'tkazgichdagi elektronlarning chiqish ishi xuddi shu tabiatdagi elektron yarimo'tkazgichdan kattaroqdir.

9.3. Metall-metall kontakti. Kontakt potentsiallar farqi

Aytaylik, ikki xil izolyatsiya qilingan metallar bor: M_1 va M_2 . Faraz qilaylik, M_1 metallning chiqish ishi Φ_1 va Fermi sathi F_1 , M_2 metallinikidan Φ_2 va F_2 dan katta (9.5-a rasm). Birinchi navbatda C kontakt tekisligida sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqaylik (9.5-b rasm). Metallar kontakt qilinganning birinchi momentida elektron almashishni boshlaydilar. $F_1 > F_2$ da elektronlarning M_1 metalldan M_2 metallga o'tadi, shuning uchun M_1 metallida musbat zaryad, M_2 metallida manfiy zaryad paydo bo'ladi. Binobarin, kontakt tekisligi C ga perpendikulyar bo'lgan metallar o'rtasida taxminan 10^{-8}sm qalinlikdagi qatlamda lokallashgan elektr maydoni paydo bo'ladi.



9.5-rasm. Ikkita izolyatsiya qilingan metallarning potentsial to'siqlari (a), metallarning C tekislikdagi (b) va vakuum oraliqdagi (v) kontaktlari

M_1 metalldan M_2 metallga yo'naltirilgan elektronlar oqimi butun tizimda Fermi sathi bir xil bo'lgan paytda to'xtaydi. Ikki metall o'rtasidagi kontaktda o'rnatilgan muvozanat holatidagi, ϕ_i ga teng bo'lgan potentsiallar farqi ichki kontakt potentsiallari farqi deyiladi.

ϕ_i ni aniqlash uchun x o'qi bo'ylab M_1 metalldan M_2 metallga va aksincha o'tgan elektronlar sonini hisoblash kerak. (9.18) ga ko'ra, v_{x1} tezlikli elektronlar M_1 metalldan

$$dN_1 = 2 \frac{1}{m_1^* h^3} p_x dp_x \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_{y1} dp_{z1}}{e^{(E_1 - F_1)/kT} + 1}, \quad (9.30)$$

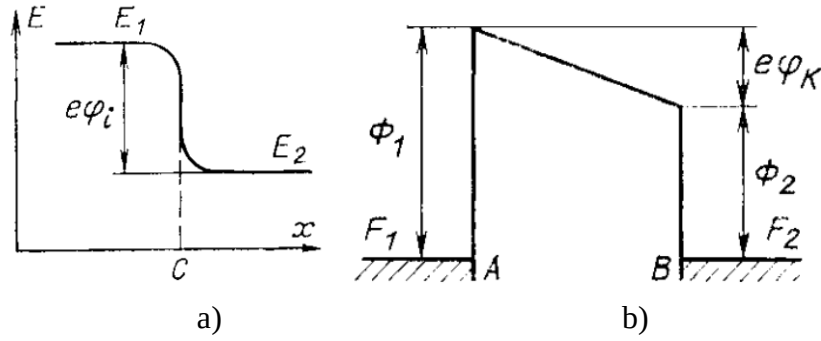
Miqdorida o'tadi va ikkinchidan birinchi metallga o'tkan elektronlar soni

$$dN_2 = 2 \frac{1}{m_2^* h^3} p_{x2} dp_{x2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_{y2} dp_{z2}}{e^{(E_2 - F_2)/kT} + 1} \quad (9.31)$$

bo'ladi.

C ajralish chegarasida M_1 metall musbat zaryadlanganligi sababli uning elektronlari $-e \varphi_i$ ga teng qo'shimcha energiya oladi (9.6-a rasm). Ammo termodinamik muvozanatda butun tizimdagi elektronlarning umumiy energiyasi bir xil, shuning uchun

$$E_1 - e\varphi_i = E_2 \quad (9.32)$$



9.6-rasm. Ichki (a) va tashqi (b) kontakt potentsiallar farqi

Chunki

$$\frac{\partial E_1}{\partial p_{x1}} dp_{x1} = \frac{\partial E_2}{\partial p_{x2}} dp_{x2} \quad (9.33)$$

U holda

$$\frac{1}{m_1^*} p_{x1} dp_{x1} = \frac{1}{m_2^*} p_{x2} dp_{x2} \quad (9.34)$$

Termodinamik muvozanat sharoitida to'g'ri o'tishlar soni teskari o'tishlar soniga teng, ya'ni:

$$dN_1 = dN_2. \quad (9.35)$$

Bu shart (9.30) va (9.31) dagi qo'sh integrallar teng bo'lgandagina amalga oshirilishi mumkin. Ular quyidagi holatlarda teng bo'lishi mumkin:

$$E_1 - F_1 = E_2 - F_2 = E_1 - e\varphi_i - F_2. \quad (9.36)$$

Bundan kelib chiqadi

$$e\varphi_i = F_1 - F_2. \quad (9.37)$$

Shunday qilib, C tekislikdagi ikkita metallning kontaktida ichki kontakt potensial farqi izolyatsiyalangan metallarning Fermi energiyalari farqi bilan aniqlanadi.

Metallar uchun Fermi sathi quyidagi ifoda orqali elektron konsentratsiyasi bilan bog'langan:

$$F_0 = \frac{h^2}{2m^*} \left(\frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3}, \quad (9.38)$$

Shuning uchun:

$$e\varphi_i = \frac{h^2}{2} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \left(\frac{n_1^{2/3}}{m_1^*} - \frac{n_2^{2/3}}{m_2^*} \right), \quad (9.39)$$

Shuning uchun ikkita metallning kontaktidagi ichki kontakt potensial farqi izolyatsiyalangan metallardagi elektronlar konsentratsiyasi va ularning samarali massalari bilan aniqlanadi. Metallar uchun φ_i ning qiymati kichik va 10^{-3} - 10^{-2} V ni tashkil qiladi.

Endi metallar o'rtasidagi vakuum tirqishda sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqamiz (AB soha, 9.5-v rasm). M_1 metallidagi elektronlarning chiqish ishi M_2 metallidagidan kattaroq bo'lganligi sababli, boshlangich vaqt momentida M_2 metallidagi termoelektron emissiya toki M_1 metallidagidan katta bo'ladi, ya'ni $J_2 > J_1$. Bu shunga olib olib keladiki, M_2 metallda (B tekislikda) musbat zaryad, M_1 metallda (A tekislikda) manfiy zaryad paydo bo'ladi va natijada M_2 metalldan elektronlar chiqishiga to'sqinlik qiladigan elektr maydon paydo bo'ladi. Elektronlarning yo'naltirilgan oqimi tizimda doimiy Fermi sathi bilan tavsiflanuvchi muvozanatga erishgunga qadar sodir bo'ladi (9.6-b rasm). Metallar o'rtasidagi vakuum tirqishda paydo bo'ladigan kontakt potensiallar farqi φ_k tashqi kontakt potensiallari farqi deb ataladi.

Termodinamik muvozanatda emissiya toklarining tengligi yuzaga keladi:

$$J_{01} = J_{02} \quad (9.40)$$

Yoki

$$AT^2 e^{-\Phi_1/kT} = AT^2 e^{-(\Phi_2 + e\varphi_k)/kT}, \quad (9.41)$$

Bunda

$$e\varphi_k = \Phi_1 - \Phi_2. \quad (9.42)$$

Shunday qilib, metallar o'rtasidagi vakuum tirqishda paydo bo'luvchi tashqi kontakt potensial farqi, ushbu metallarning termoelektron chiqish ishlari farqi bilan ifodalanadi.

9.4. Metall yarimo'tkazgich kontakti

Metall va aynimagan elektronli yarimo'tkazgich o'rtasida kontakt bor deb faraz qilaylik. Izolyatsiyalangan metallning Fermi sathi F_M yarimo'tkazgichning Fermi sathidan pastda joylashgan bo'lsa, ya'ni $\Phi_M > \Phi_Y$, u holda boshlangich kontakt momentida yarimo'tkazgichdan elektron oqimi metalldan keladigan elektron oqimidan oshib ketadi. Natijada, kontakt sohasidagi metall manfiy, yarimo'tkazgich musbat zaryadlanadi va kontaktlashuvchi namunalar o'rtasida paydo bo'ladigan elektr maydoni E_{bar} elektronlarning yarimo'tkazgichdan metallga o'tishiga

to'sqinlik qiladi. Elektronlarning yo'naltirilgan oqimi tizimdagi Fermi sathlari tenglashgunga qadar davom etadi (9.7-a rasm) va termoelektron emissiya toklarining tengligi bilan tavsiflanadigan muvozanat o'rnatiladi.

$$J_{M0} = J_{Y0}. \quad (9.43)$$

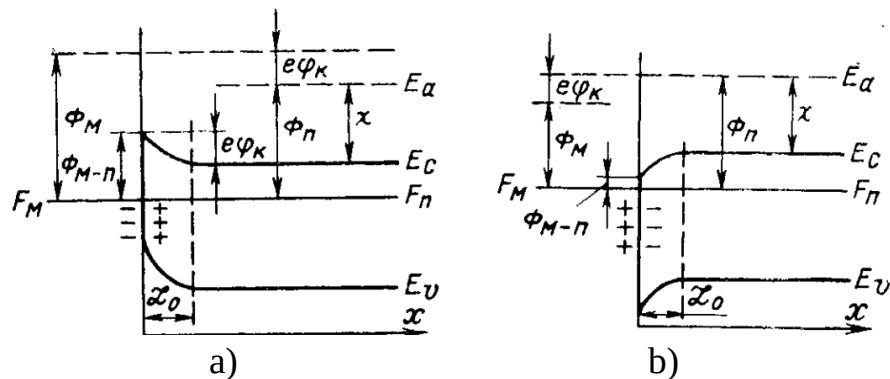
Bundan metallning yarimo'tkazgich bilan kontaktida paydo bo'ladigan kontakt potentsiallari farqi quyidagiga teng ekanligini aniqlaymiz:

$$e\varphi_k = \Phi_M - \Phi_Y. \quad (9.44)$$

Hajmiy zaryad qatlamidagi elektr maydon kuchlanganligi

$$E_{bar} = \int \frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \rho dx = \frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} Q,$$

Bo'lgani uchun hajmiy zaryadlarning tengligidan ($Q=const$) bir-biriga tegib turgan jismlardagi potentsiallar farqi $U = -\int_0^l E_{bar} dx = -\frac{Q}{\varepsilon_r \varepsilon_0} l$ hajmiy zaryad qatlamining qalinligiga proporsional bo'ladi.



9.7-rasm. $\Phi_M > \Phi_Y$ (a) va $\Phi_M < \Phi_Y$ (b) holatlarida metal elektronli yarimo'tkazgich kontakti

Lekin metalldagi hajmiy zaryad qatlamining qalinligi 10^{-8} - 10^{-7} sm dan oshmaydi, yarimo'tkazgichda esa 10^{-4} sm va undan ko'p bo'lishi mumkin, shuning uchun metallning hajmiy zaryad qatlamidagi potentsiallar farqi yarimo'tkazgichdagi potensial farqi bilan solishtirganda juda kichikdir. Shu sababli, kontakt potentsiallari farqi φ_k ni deyarli yarimo'tkazgichning kontakt hududida joylashgan deb hisoblash mumkin. Kontakt potentsiallari farqi natijasida yuzaga keladigan sirt qatlamidagi elektr maydon kuchlanganligi 10^6 V/sm dan oshmaydi va kristall panjaraning ionlari ta'sirida maydon kuchlanganligi 10^8 V/sm ni tashkil qiladi.

Shuning uchun kontakt potentsiallar farqining kichik qo'shilishi yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasining kengligini o'zgartira olmaydi, lekin uning energiya zonasi Fermi sathiga nisbatan egiladi va bu uning sirt qatlamidagi elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasining o'zgarishiga olib keladi.

Bunda yarimo'tkazgichdagi elektronlarning chiqish ishi metalldagi

elektronlarning chiqish ishidan kam bo'lsa, yarimo'tkazgich musbat zaryadlanadi va kontakt sohasidagi energiya zonasi yuqoriga egiladi, shuning uchun o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismi E_c Fermi sathi F_n dan uzoqlashadi va valentlik zonasining yuqori qismi E_v aksincha, Fermi sathi F_p ga yaqinlashadi (9.7-a rasm). Shuning uchun kontakt yaqinida elektronlar konsentratsiyasi kamayadi va yarimo'tkazgich hajmida ularning konsentratsiyasiga nisbatan valentlik zonasidagi kovaklar soni ortadi. Shunday qilib, $\Phi_M > \Phi_Y$ bo'lganda, elektronli yarimo'tkazgichning kontakt sohasidagi kovaklar konsentratsiyasi uning hajmidagidan kattaroq bo'ladi (9.7- a rasm), ya'ni solishtirma o'tkazuvchanligi pasaygan qatlam paydo bo'ladi. Yarimo'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi kamaygan (asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar bilan boyitilgan) kontakt qatlami berkituvchi qatlam deb ataladi. Kovakli yarimo'tkazgichda kontaktdagi kovaklarning konsentratsiyasi namunaning hajmidagiga qaraganda ko'proq bo'ladi, ya'ni solishtirma o'tkazuvchanligi yuqori bo'lgan qatlam paydo bo'ladi. Yuqori solishtirma o'tkazuvchanlikka ega (asosiy zaryad tashuvchilar bilan boyitilgan) yarimo'tkazgichning kontakt qatlami odatda antiberkituvchi deb ataladi.

Agar yarimo'tkazgichning chiqish ishi metallning chiqish ishidan katta bo'lsa, ya'ni $\Phi_M < \Phi_Y$, yarimo'tkazgich manfiy zaryadlanadi va uning kontakt sohasidagi energiya zonasi pastga egrilanadi, shuning uchun kontakt yaqinida o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar soni ortadi va valentlik zonasidagi kovaklar soni kamayadi. Bu shuni anglatadiki, elektronli yarimo'tkazgichda antiberkituvchi qatlam paydo bo'ladi (9.7-b rasm), kovakli yarimo'tkazgichda esa berkituvchi qatlam paydo bo'ladi.

Elektr o'tkazuvchanligining inversiyasiga olib keladigan, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilari bilan kontakt sohani kuchli boyitish bilan fizik $p-n$ o'tish sodir bo'ladi. Asosiy zaryad tashuvchilar bilan kontakt qatlamini kuchli boyitish, bu sohada yarimo'tkazgichning aynishiga olib kelishi mumkin.

Xususiylar yarimo'tkazgichda $\Phi_M > \Phi_Y$ ham $\Phi_M < \Phi_Y$ da ham energiya zonalarining egriligi kontakt sohasida solishtirma o'tkazuvchanlikning oshishi bilan birga keladi.

(9.44) ni quyidagicha o'zgartiramiz:

$$e\phi_k = (\Phi_M - \chi) - (\Phi_Y - \chi) = \Phi_{M-Y} - \Phi_{Y-M}. \quad (9.45)$$

Bu erda $(\Phi_M - \chi) = \Phi_{M-Y}$ - metallning Fermi sathidan elektronni kontaktdagi yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismiga o'tkazish uchun bajarilishi kerak bo'lgan ish (9.7-rasmga qarang); $(\Phi_Y - \chi) = \Phi_{Y-M}$ - yarimo'tkazgich hajmidagi, o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismida joylashgan elektronni to'g'ridan-to'g'ri metallga o'tkazish uchun sarflanishi kerak bo'lgan energiya.

Faraz qilaylik, elektr maydon elektron yarimo'tkazgichga L_0 chuqurlikka

kiradi (9.7-a rasm). Biz uni donor kirishmasi to'liq ionlanishda bo'lgan yarimo'tkazgich uchun aniqlaymiz, ya'ni $n_0 = N_d^+$. Kontakt qatlamida o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismidagi elektronlarning energiyasi $E_C + e\varphi(x)$ ga teng bo'lgani uchun, (9.7) ga muvofiq bu qatlamdagi hajmiy zaryad quyidagi munosabati bilan aniqlanadi

$$\rho = en_0[1 - e^{-e\varphi(x)/kT}]. \quad (9.46)$$

Kontakt potentsiallari farqi to'laligicha yarimo'tkazgichning kontakt sohasiga to'g'ri kelganligi sababli, $|e\varphi(x)| > kT$. Bu hol uchun hajmiy zaryad quyidagicha bo'ladi:

$$\rho = en_0. \quad (9.47)$$

Bu shuni anglatadiki, L_0 uzunlikdagi yarimo'tkazgich sohasidan erkin elektronlar elektr maydon ta'sirida siqib chiqariladi va kontakt sohada donor kirishma ionlari keltirib chiqaradigan musbat zaryad to'planadi. Hajm zaryad sohasi uchun (9.47) ni hisobga olgan holda Puasson tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{e}{\varepsilon_r\varepsilon_0}n_0 = 0. \quad (9.48)$$

Bu tenglamaning umumiy yechimi quyidagi funksiya hisoblanadi:

$$\varphi(x) = -\frac{en_0}{2\varepsilon_r\varepsilon_0}(L_0 - x)^2 + A(L_0 - x) + B. \quad (9.49)$$

Maydon yarimo'tkazgichga faqat L_0 chuqurligigacha kiradi va shuning uchun (9.49) tenglama quyidagi chegaraviy shartlarni qanoatlantirishi kerak:

$$\begin{aligned} \varphi(L_0) &= 0; \\ E(L_0) &= -\frac{d\varphi}{dx}\bigg|_{x=L_0} = 0. \end{aligned} \quad (9.50)$$

(9.49) ga chegaraviy shartlarni qo'yib, quyidagilarni olamiz:

$$\begin{aligned} \varphi(L_0) &= B = 0; \\ \frac{d\varphi}{dx}\bigg|_{x=L_0} &= -A = 0. \end{aligned} \quad (9.51)$$

Binobarin, elektronli yarimo'tkazgichning kontakt sohasi yaqinida (9.7-a rasm) x koordinataga qarab elektrostatik potentsial shunday o'zgaradi:

$$\varphi(x) = -\frac{en_0}{2\varepsilon_r\varepsilon_0}(L_0 - x)^2. \quad (9.52)$$

L_0 ni aniqlash uchun $x = 0$ nuqtadagi chegaraviy shartdan foydalanamiz. Ushbu holatda

$$\varphi(0) = -\varphi_k = -\frac{1}{e}(\Phi_M - \Phi_Y). \quad (9.53)$$

Bu holat (9.44) va (9.52) ga asosan kontakt maydonining yarimo'tkazgichga

kirish chuqurligini aniqlash imkonini beradi:

$$L_0 = \sqrt{2\varepsilon_r\varepsilon_0\varphi_k/en_0} = \sqrt{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\Phi_M - \Phi_Y)/e^2n_0}. \quad (9.54)$$

Ushbu formuladan kelib chiqadiki, yarimo'tkazgichning legirlash darajasi qanchalik past bo'lsa, metall va yarimo'tkazgichdan elektronlarning chiqish ishlaridagi farq qanchalik katta bo'lsa, kontakt potentsiallar farqi tufayli yuzaga keladigan elektr maydonining yarimo'tkazgichga kirish chuqurligi shunchalik katta bo'ladi. (8.35) va (9.54) dan $L_0/l_e = \sqrt{2(\Phi_M - \Phi_Y)/kT}$ degan xulosa kelib chiqadi. Shuning uchun, chiqish ishlari farqi taxminan 1 eV bo'lgan metal yarimo'tkazgich kontakti bo'lsa, yarimo'tkazgichga maydonning kirib borish chuqurligi metall vakuum yarimo'tkazgich kontakti uchun ekranlash uzunligidan taxminan 10 baravar ko'pdir.

9.7-a rasmga ko'ra, yarimo'tkazgichning kontakt qatlami, u berkituvchi qatlam bo'lsa, asosiy zaryad tashuvchilar kamayib ketadi va shuning uchun yarimo'tkazgichning qalinligiga qaraganda qarshilik ortib ketadi. Aslini olganda, metall yarimo'tkazgich kontakti kondensatorning xususiyatlariga ega, chunki u metallga nisbatan yaxshi o'tkazuvchan yarimo'tkazgich o'rtasida yuqori qarshilik qatlamini hosil qiladi. Shuning uchun, to'siq sig'imi deb ataladigan yuza birligiga to'g'ri keladigan kontaktning sig'imi quyidagilarga teng:

$$C = \varepsilon_r\varepsilon_0/L_0 = \sqrt{\varepsilon_r\varepsilon_0en_0/2\varphi_k}. \quad (9.55)$$

9.5. Metall yarimo'tkazgich kontakda tokni to'g'rilanishi

$\Phi_M > \Phi_Y$ shart bajarilganda metallning donor yarimotkazgich bilan kontaktini ko'rib chiqishga qaytaylik. Muvozanat holatida, kontakt sohasida zonalarning egilishi sodir bo'ladi va elektronlar kamaygan berkituvchi qatlami paydo bo'ladi (9.7-a rasm). Yarimo'tkazgichda ($x > L_0$) chuqurlikda erkin tashuvchilarning konsentratsiyasi

$$n_0 = N_C e^{-(E_C - F)/kT} = N_C e^{\xi_0/kT}, \quad (9.56)$$

bo'ladi, bu erda E_C – qalin yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasi tubining holati; $\xi_0 = F - E_C$ o'tkazuvchanlik zonasining pastki chetidan o'lchanadigan yarimo'tkazgich chuqurligidagi Fermi sathining holati. Termodinamik muvozanatda Fermi sathining holati butun tuzilma uchun bir xil bo'ladi:

$$F = E_C + \xi_0 = E_C + e\varphi(x) + \xi(x) = \text{const}. \quad (9.57)$$

Bu yerda $e\varphi(x)$ - kontakt hududidagi elektronlarning potentsial energiyasi; E , $\xi(x)$ - o'tkazuvchanlik zonasining tubidan o'lchangan Fermi sathining kontakt sohasidagi holati.

Metall yarimo'tkazgich kontaktiga tashqi kuchlanish qo'yilganda, yarimo'tkazgichning holati nomuvozanatli bo'lib qoladi va o'tkazuvchanlik

elektronlarining konsentratsiyasi Fermi kvazi-sathi bilan aniqlanadi (7.1-paragrafga qarang) va quyidagiga teng bo'ladi:

$$F_k = E_C + e\phi_1(x) + \xi_1(x), \quad (9.58)$$

Bu erda $\xi(x)$ va $\phi(x)$ - o'tkazuvchanlik zonasining tubidan o'lchanadigan kvazi-Fermi sathi va yarimo'tkazgichning kontakt sohasidagi elektronlarning potensial energiyasi. Demak, (9.56) ga o'xshash yarimo'tkazgichning kontakt sohasi yaqinida, ya'ni $0 < x < L$ sohada erkin elektronlar konsentratsiyasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$n(x) = N_C e^{\xi_1(x)/kT}, \quad (9.59)$$

Kontakt sohada elektron konsentratsiyasi x ga bog'liq bo'lganligi sababli, yarimo'tkazgichning butun sohasida kvazi-Fermi sathi doimiy emas. Uning o'zgarishini aniqlash uchun biz yarimo'tkazgichdan o'tadigan tokni hisoblaymiz. Tok zichligi

$$J = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (9.60)$$

(9.59) yordamida tok zichligi potensial va elektron konsentratsiyasi orqali ifodalanishi mumkin. Natijada quyidagilarni olamiz:

$$J = n\mu_n \frac{d(e\phi)}{dx} + \frac{eD_n}{kT} \frac{d\xi_1}{dx} \quad (9.61)$$

Eynshteyn munosabatini hisobga olgan holda, bu ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$J = n\mu_n \frac{d(e\phi + \xi_1)}{dx}. \quad (9.62)$$

(9.62) va (9.58) ni taqqoslab, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$J = n\mu_n \frac{dF_n}{dx}. \quad (9.63)$$

Yarimo'tkazgichning tok zichliklari bir xil bo'lgan ikkita 1 va 2 nuqtalari o'rtasida kvazi-fermi sathi qanday o'zgarishini aniqlaylik:

$$\int_{(1)}^{(2)} dF_n = \int_{(1)}^{(2)} \frac{Jdx}{n\mu_n} = eJS \int_{(1)}^{(2)} \frac{dx}{enS\mu_n} = eI \int_{(1)}^{(2)} dR, \quad (9.64)$$

Bu yerda $dR = \frac{dx}{\sigma S}$ - dx uzunlikdagi, ko'ndalang kesimi S va solishtirma elektr o'tkazuvchanligi $\sigma = en\mu_n$ bo'lgan yarimo'tkazgichning qarshiligi. (9.64) tenglamani integrallab, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\Delta F_n = F_{n_2} - F_{n_1} = eI(R_2 - R_1) = e(U_2 - U_1). \quad (9.65)$$

Shunday qilib, tashqi elektr maydoni mavjud bo'lganda, kvazi Fermi stahi holatining o'zgarishi qo'yilayotga potenciallar farq bilan aniqlanadi.

Endi tashqi kuchlanishning turlicha qutblari uchun metall-yarim o'tkazgich kontaktidan o'tadigan tokning zichligini aniqlaylik. Faraz qilaylik,

yarimo'tkazgichga manfiy kuchlanish va metallga musbat kuchlanish (to'g'ri o'tish) qo'yiladi. Barcha tashqi kuchlanish U yuqori qarshilikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichning sirt qatlamiga to'g'ri keladi deb hisoblaylik. Bunday holda, yarimo'tkazgichning asosiy qismidagi Fermi sathining E_C sathiga nisbatan holati o'zgarmaydi, ammo metalldagi Fermi sathining holatiga nisbatan u eU qiymatga siljiydi. Binobarin, metall va yarimo'tkazgich o'rtasidagi kontakt potentsiallari farqi U ga kamayadi va $\varphi_k - U$ ga teng bo'ladi va kontakt soha yaqinida kvazi-Fermi sathining holati F_n dan F_m ga o'zgaradi. Yarimo'tkazgich tomondan potensial to'siqning kamayishi natijasida tizimdagi muvozanat buziladi va metalldan yarimo'tkazgichga va teskari yo'nalishda termoelektron emissiya toklari farqiga teng tok oqadi:

$$J = J_1 - J_2. \quad (9.66)$$

Yarimo'tkazgich tomonidagi potensial to'siqning pasayishi muvozanat holatiga nisbatan elektronlarning yarimo'tkazgichdan metallga kuchliroq o'tishiga olib keladi. Elektronlarning bunday o'tishi metalldan yarimo'tkazgichga yo'naltirilgan termoelektron emissiya tokini keltirib chiqaradi va quyidagilarga teng:

$$J_1 = AT^2 e^{-(\Phi_Y + e\varphi_k - eU)/kT} = AT^2 e^{-(\Phi_M - eU)/kT}. \quad (9.67)$$

Metallga musbat kuchlanish berilganda, metall tomonidagi potensial to'siqning balandligi o'zgarmaydi, shuning uchun metalldan yarimo'tkazgichga elektronlar oqimi nomuvozanat holatda ham xuddi muvozanat holatdagidek bo'ladi. U yarimo'tkazgichdan metallga yo'naltirilgan quyidagiga teng bo'lgan termoelektron emissiya tokini hosil qiladi:

$$J_2 = AT^2 e^{-\Phi_M/kT}. \quad (9.68)$$

Kontaktidan o'tadigan natijaviy tok zichligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$J = J_1 - J_2 = AT^2 e^{-\Phi_M/kT} (e^{-eU/kT} - 1) = J_s (e^{-eU/kT} - 1). \quad (9.69)$$

Bu yerda

$$J_s = AT^2 e^{-\Phi_M/kT} \quad (6.70)$$

Kattalik to'yinish toki zichligi deb ataladi.

Metallga manfiy kuchlanish (teskari yo'nalish) qo'yilsa, yarimo'tkazgichning kontakt sohasida potensial to'siq balandligi ortadi va kontaktdan o'tadigan tok zichligi ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$J = AT^2 e^{-(\Phi_Y + e\varphi_k + eU)/kT} - AT^2 e^{-\Phi_M/kT} = J_s (e^{eU/kT} - 1). \quad (9.71)$$

To'g'ri yo'nalish uchun $U > 0$ va teskari yo'nalish uchun $U < 0$ deb hisoblasak, (9.69) va (9.71) tengliklarni quyidagicha yozish mumkin:

$$J = J_s (e^{eU/kT} - 1). \quad (9.72)$$

(9.72) dan xulosa qilinadiki, to'g'ri ko'chisda ($U > 0$) kontaktdagi tok zichligi kuchlanishga bog'liq ravishda eksponentsial oshadi va teskari yo'nalishda ($U < 0$)

tok zichligi ortib, J_s ga erishadi. Shunday qilib, metall-yarim o'tkazgich kontakti to'g'rilash ta'siriga ega va o'zgaruvchan tokni to'grilovchi sifatida o'zini namoyon qiladi.

Yarimo'tkazgichning kontakt yaqinidagi sohasi hajmiy zaryad qatlamini hosil qilib, uning qalinligi tashqi kuchlanish bo'lmaganda (9.54) formula bilan ifodalanadi. Kontaktga tashqi kuchlanish qo'yilganda, hajmiy zaryad qatlamining qalinligi

$$L = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\varphi_k - U)}{en_0}}, \quad (9.73)$$

Bu erda, (9.72) tenglikda bo'lgani kabi, U ishorasi qo'yilgan kuchlanishning qutbiga bog'liq.

To'g'ri o'tishda ($U > 0$) hajmiy zaryad qatlamining qalinligi $L_{to'g}$ termodinamik muvozanatdagi berkituvchi qatlamining L_0 qalinligidan kichikroq bo'ladi va teskari ($U < 0$) yo'nalishda $L_{tes} > L_0$.

9.6. Tokni to'g'rilashning diod nazariyasi

Metall yarimo'tkazgich kontakti volt-amper xarakteristikasining to'yingan tokini diod va diffuziya nazariyalari asosida hisoblash mumkin.

Agar elektronlarning erkin yugurish yo'li l to'siq qatlamining qalinligidan L_0 sezilarli darajada kichik bo'lsa, bu qatlam orqali o'tadigan zaryad tashuvchilar bir necha marta sochiladi. Bunday holda, tokning diffuziya va dreyf tashkil etuvchilarini ham hisobga olish kerak. Agar elektr maydoni kuchsiz bo'lsa dreyf tokini topish uchun Om qonunidan foydalanish mumkin bo'ladi, uning sharti (6.184) ga muvofiq:

$$E \ll \delta \frac{kT}{el}. \quad (9.74)$$

Maksimal maydon kuchlanganligi E_s yarimo'tkazgichning metall bilan chegarasida bo'ladi ($x = 0$). (9.52) va (9.54) ni hisobga olgan holda

$$E_s = E_{\max} = -\frac{d\varphi}{dx}\bigg|_{x=0} = -\frac{en_0L_0}{\varepsilon_r\varepsilon_0} = -\frac{2\varphi_k}{L_0}. \quad (9.75)$$

Topilgan E_s qiymatini (9.74) ga qo'yib, to'g'rilashning diffuziyaviy nazariyasining amal qilish shartini olamiz:

$$L_0 \gg \frac{2e\varphi_k l}{\delta kT}. \quad (9.76)$$

Agar elektronlarning erkin yuugurish yo'lining nisbati l va berkituvchi qatlamning qalinligi L_0 teskari tengsizlikni qanoatlantirilsa,

$$l \gg \frac{\delta kT}{2e\varphi_k} L_0, \quad (9.77)$$

Unda zaryad tashuvchilar berkituvchi soha orqali deyarli to'qnashuvlarni

sezmasdan uchib o'tadi deb hisoblash mumkin. Bunday holda, yarimo'tkazgichning hajmiy zaryadini berkituvchi qatlam elektron lampaning elektrodleri orasidagi vakuum bo'shlig'iga o'xshaydi. Shu munosabat bilan, bu holda metall yarimo'tkazgich kontaktining volt-amper xarakteristikasini hisoblash uchun ishlatiladigan nazariya diod nazariyasi deb ataladi.

(9.77) ga binoan diod nazariyasi qachonki

$$\frac{kTL_0}{2e\varphi_k l} \ll 1. \quad (9.78)$$

Bo'lsa amal qiladi. Bu shart L_0 qanchalik kichik va l qanchalik katta bo'lsa shuncha yaxshiroq bajariladi. Ammo (9.54) dan ko'rinib turibdiki, berkituvchi qatlamining qalinligi kichikroq bo'lsa, erkin elektronlarning muvozanatdagi konsentratsiyasi n_0 va elektronlarning erkin yugurish yo'li (6.29) asosan qanchalik katta bo'lsa, ularning harakatchanligi shunchalik katta bo'ladi. Binobarin, metall-yarim o'tkazgichli kontaktda tokni to'g'rilashning diod nazariyasi yuqori konsentratsiyali va zaryad tashuvchilarning harakatchanligi yuqori bo'lgan yarimo'tkazgichlarga nisbatan qo'llaniladi.

Masalan, elektron tipidagi germaniy uchun $\mu_n = 3900 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; $\varepsilon_r = 16,5$; $m_n^* = 0,3m_0$ $n_0 = 10^{14} \text{ sm}^{-3}$ da $e\varphi_k = 0,3 \text{ eV}$, $L_0 = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ sm}$ va $l = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ va nisbat $kTL_0/2e\varphi_k l = 0,6 < 1$. Agar elektron konsentratsiyasi $n_0 = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ gacha oshirilsa, u holda $kTL_0/2e\varphi_k l = 0,06$. Bu holda to'g'rilashning diodli nazariyasini qo'llash to'liq o'zini oqlaydi.

Zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi va harakatchanligi kichik bo'lgan yarimo'tkazgichlarda vaziyat boshqacha. Masalan, p-tipli mis oksidida $\mu_p = 60 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; $\varepsilon_r = 8,75$; $n_0 = 10^{14} \text{ sm}^{-3}$ da $e\varphi_k = 0,5 \text{ eV}$, $L_0 = 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ sm}$ va $l = 4 \cdot 10^{-7} \text{ sm}$ va nisbat $kTL_0/2e\varphi_k l = 15 > 1$. Bu holda metall-yarim o'tkazgich kontaktining volt-amper xarakteristikasini (VAX) hisoblash uchun to'g'rilashning diffuziya nazariyasi qo'llash kerak.

Metallning yarimo'tkazgich bilan kontaktini ko'rib chiqishda (§9.4), faqat Φ_m qiymatdan katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar metallni tark etishga qodir deb hisoblangandi. Biroq, oddiy haroratlarda bunday yuqori energiyaga ega bo'lgan elektronlar soni yo'q bo'lib ketadi. Ammo namunalar orasida juda yupqa potensial to'siq mavjud bo'lsa, tunnel effekti natijasida elektronlar uni yengib o'tishlari mumkin.

Kvant mexanikasidan kelib chiqqan holda, balandligi Φ_0 va qalinligi d bo'lgan potensial to'siqning shaffofligi D quyidagi formula bilan ifodalanadi.

$$D = e^{-\frac{2d}{h}[2m^*(\Phi_0 - E_x)]^{1/2}}. \quad (9.79)$$

Bu erda $E_x = \frac{m^* v_x^2}{2}$; v_x - elektronlarning namuna yuzasi yo'nalishidagi tezligi.

$\Phi_0 \approx 1 \text{ eV}$; deb faraz qilsak; $d=10^{-8} \text{ sm}$, $E_x \ll \Phi_0$ shartdan $D=1/3$ ni olamiz. Bu shuni anglatadiki, bunday yupqa to'siqlar elektronlar uchun deyarli shaffofdir. Demak, kelgusida energiyasi Φ_{M-Y} qiymatdan oshadigan barcha elektronlar yarimo'tkazgichga o'tishga qodir deb hisoblaymiz.

Yarimo'tkazgichdan metallga o'tish uchun e elektronlar ($\varphi_k - U$) balandlikdagi potensial to'siqni yengib o'tish uchun x yo'nalishi bo'yicha yetarli tezlikka ega bo'lishi kerak. Bunday elektronlar keltirib chiqaradigan tok, (9.23) ga binoan, quyidagicha ifodalanadi:

$$J_1 = e \int_{\nu_x \min}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_x = \frac{4\pi m^* (kT)^2}{h^3} e^{(F-E_C)/kt} e^{-e(\varphi_k - U)/kt}. \quad (9.80)$$

Bu yerga yupqa yarimo'tkazgichdagi elektronlarning muvozanatdagi konsentratsiyasi ifodalarini

$$n_0 = 2(2\pi m kT / h^2)^{3/2} e^{(F-E_C)/kt} \quad (9.81)$$

va ularning o'rtacha issiqlik tezligini

$$\nu_0 = (8kT / \pi m^*)^{1/2}, \quad (9.82)$$

qo'ysak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$J_1 = \frac{1}{4} e n_0 \nu_0 e^{-e(\varphi_k - U)/kt} = \frac{1}{4} e n_s \nu_0 e^{eU/kt}. \quad (9.83)$$

Bu yerda

$$n_s = n_0 e^{-e\varphi_k / kt} \quad (9.84)$$

$U = 0$ da yarimo'tkazgich yuzasidagi elektronlar konsentratsiyasi.

Metall tomonda potensial to'siqning balandligi avvalgidek qoladi, shuning uchun metalldan yarimo'tkazgichga elektronlar oqimi qo'yilgan kuchlanishga bog'liq emas va yarimo'tkazgichdan termodinamik muvozanat holatidagi elektronlar oqimiga teng.

$$J_2 = J_1|_{U=0} = \frac{1}{4} e n_s \nu_0. \quad (9.85)$$

Kontakt orqali o'tuvchi yig'indi toklarning zichligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$J = J_1 - J_2 = \frac{1}{4} e n_s \nu_0 (e^{eU/kt} - 1) = J_s (e^{eU/kt} - 1), \quad (9.86)$$

Bu yerda

$$J_s = \frac{1}{4} e n_s \nu_0. \quad (9.87)$$

Bu ifoda to'g'rilashning diod nazariyasida to'yingan tok bo'lib, u (9.87) dan kelib chiqqan holda, elektronlarning issiqlik tezligi va ularning yarimo'tkazgich yuzasidagi konsentratsiyasi bilan belgilanadi.

9.7. Tokni to'g'rilashning diffuziya nazariyasi

To'grilashning diffuziya nazariyasida metall-yarim o'tkazgich kontaktidan o'tadigan tokni aniqlashda tokning ham dreyf va ham diffuziya tashkil etuvchilari hisobga olinadi. Bunday holda, volt-amper xarakteristikani (VAX) hisoblash uchun quyidagicha yo'l tutamiz. (9.60) ning ikkala qismini $e^{e\varphi(x)/kt}$ ga ko'paytiramiz. Eynshteyn munosabatidan foydalanib va maydon kuchlanganligini potensial orqali ifodalab, quyidagilarni olamiz:

$$J e^{e\varphi(x)/kt} = n \mu_n e^{e\varphi(x)/kt} \frac{d(e\varphi)}{dx} + \mu_n k T e^{e\varphi(x)/kt} \frac{dn}{dx} = \mu_n k T \frac{d}{dx} [n e^{e\varphi(x)/kt}]. \quad (9.88)$$

(9.88) ning ikkala qismini x ga nisbatan 0 dan L oralig'ida integrallaymiz:

$$J \int_0^L e^{e\varphi(x)/kt} dx = \mu_n k T \int_0^L \frac{d}{dx} [n e^{e\varphi(x)/kt}] dx. \quad (9.89)$$

Bu erdan x ga bog'liq bo'lmagan J tok zichligini ifodalaymiz:

$$J = \frac{\mu_n k T [n(L) e^{e\varphi(L)/kt} - n(0) e^{e\varphi(0)/kt}]}{\int_0^L e^{e\varphi(x)/kt} dx}. \quad (9.90)$$

(9.90) ni hisoblash uchun biz chegaraviy shartlardan foydalanamiz. Yarimo'tkazgichning hajmida maydon yo'q, shuning uchun

$$\varphi(L) = 0; \quad n(L) = n_0, \quad (9.91)$$

metall bilan ajralish chegarasida ($x=0$)

$$\varphi(0) = \varphi_k - U. \quad (9.92)$$

Tashqi kuchlanish nisbatan kichik bo'lgan va yarimo'tkazgichning kontakt sohasida har doim berkituvchi qatlami bo'lgan holatni ko'rib chiqamiz:

$$(\varphi_k - U) \gg kT / e. \quad (9.93)$$

Bunday sharoitda yarimo'tkazgich yuzasida elektronlar kontsentratsiyasi deyarli kuchlanishga bog'liq emas, shuning uchun quyidagini keltirsak katta xato qilmagan bo'lamiz:

$$n(0) = n_s = n_0 e^{-e\varphi_k / kT}. \quad (9.94)$$

(9.91), (9.92) va (9.94) chegaraviy shartlarni hisobga olgan holda, tok zichligi uchun (9.90) ifoda quyidagi shaklni oladi:

$$J = \frac{n_0 \mu_n k T (1 - e^{-eU / kT})}{\int_0^L e^{e\varphi(x)/kt} dx}. \quad (9.95)$$

Kasrning maxrajini hisoblash uchun (9.95) integral o'zgaruvchisini almashtiramiz:

$$\int_0^L e^{e\varphi(x)/kt} dx = \int_{\varphi_k - U}^0 e^{e\varphi(x)/kt} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^{-1} d\varphi. \quad (9.96)$$

Integralga eng katta hissani $\varphi(x)$ qiymati maksimal bo'lgan soha, ya'ni $x=0$ ga

yaqin bo'lgan soha tomonidan qo'shiladi. x ning ortishi bilan $\varphi(x)$ kamayishi natijasida integral ishorasi ostidagi funktsiya keskin pasayadi va uning hissasini e'tiborga olinmasa ham bo'ladi. Demak, integralni taqriban hisoblash uchun $x=0$ nuqtadagi $(d\varphi/dx)^{-1}$ qiymatni integral belgisidan tashqariga chiqarishimiz mumkin:

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} = -E_s^{-1}. \quad (9.97)$$

(9.97) ga asoslanib, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\int_{\varphi_k - U}^0 e^{e\varphi(x)/kT} \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} d\varphi = -E_s^{-1} \frac{kT}{e} [1 - e^{e(\varphi_k - U)/kT}] = E_s^{-1} \frac{kT}{e} e^{e(\varphi_k - U)/kT}. \quad (9.98)$$

Bu erda qavs ichidagi birlikni e'tiborsiz qoldirdik, chunki (9.93) shartga muvofiq

$$e^{e(\varphi_k - U)/kT} \gg 1. \quad (9.99)$$

(9.98) ifodani (9.95) ga qo'yib, quyidagilarni topamiz:

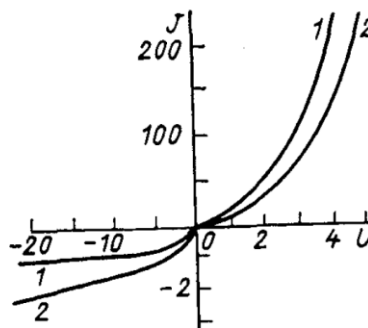
$$J = en_0 \mu_n E_s e^{-e\varphi_k/kT} (e^{eU/kT} - 1). \quad (9.100)$$

(9.94) dan foydalanib, to'g'rilashning diffuziya nazariyasi uchun metal yarimo'tkazgich kontaktining volt-amper xarakteristikasi ifodasini olamiz:

$$J = en_s \mu_n E_s (e^{eU/kT} - 1) = J_s (e^{eU/kT} - 1). \quad (9.101)$$

Bu erda diod nazariyasidagi to'yingan tok zichligidan farqli o'laroq, katta teskari yo'nalishlarda tok qiymatini aniqlaydigan $J_s = en_s \mu_n E_s = en_s v_s$ kattalik qo'yilgan kuchlanishga bog'liq, ya'ni u yarimo'tkazgich yuzasidagi elektronning dreyf tezligi orqali ifodalanadi.

Diyod va diffuziya nazariyalari uchun metall-yarim o'tkazgich kontaktining VAXi xususiyatlari 9.8-rasmda (mos ravishda 1 va 2 egri chiziqlar) ko'rsatilgan.



9.8-rasm. Metall-yarimo'tkazgichli kontaktning volt-amper xarakteristikalari:
1-diod nazariyasi; 2-diffuziya nazariyasi (nisbiy birliklarda)

9.8. Elektronli va kovakli yarimoqchilarning kontakti

Elektronli va kovakli yarimo'tkazgichlarning kontaktida paydo bo'ladigan hodisalarni ko'rib chiqaylik. Bunday kontakti yaratish uchun yarimo'tkazgichga donor va akseptor kirishmalar kiritiladi. Bunda donor va akseptor kirishmalarining

kontsentratsiyasi shunday o'zgaradiki, namunaning bir qismida donorlar mavjud bo'lib, elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi, boshqa qismida esa akseptorlarni o'z ichiga oladi va kovak o'tkazuvchanligiga ega bo'ladi va natijada kristalning ma'lum bir sohasida o'tkazuvchanlik elektronlikdan kovaklikka o'zgaradi. n - va p -tipli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan materiallar orasidagi bunday o'tish p - n o'tish deb ataladi.

Faraz qilaylik, p - n o'tish cheksiz tor va yarimo'tkazgichning akseptor sohasi elektronli sohaga qaraganda kuchliroq legirlangan, ya'ni $N_a > N_d$ (9.9- a rasm).

p -sohada asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar kontsentratsiyasi p_p va asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar - elektronlar n_p bo'lsin va n -sohada elektronlar konsentratsiyasi n_n va kovaklar p_n bo'lsin. Shuningdek, donorlar va akseptorlarning energiya sathlari o'tkazuvchanlik va valentlik zonalariga shunchalik yaqin joylashgan bo'lsinki, ularning barchasi to'liq ionlangan deb faraz qilaylik. U holda $p_p = N_a$, $n_n = N_d$ va aynimagan bo'lganda termodinamik muvozanat holati uchun quyidagi ifoda o'rinli:

a)

9.9-rasm. Elektronli va kovakli
yarimo'tkazgichlarning kontaktida

b)

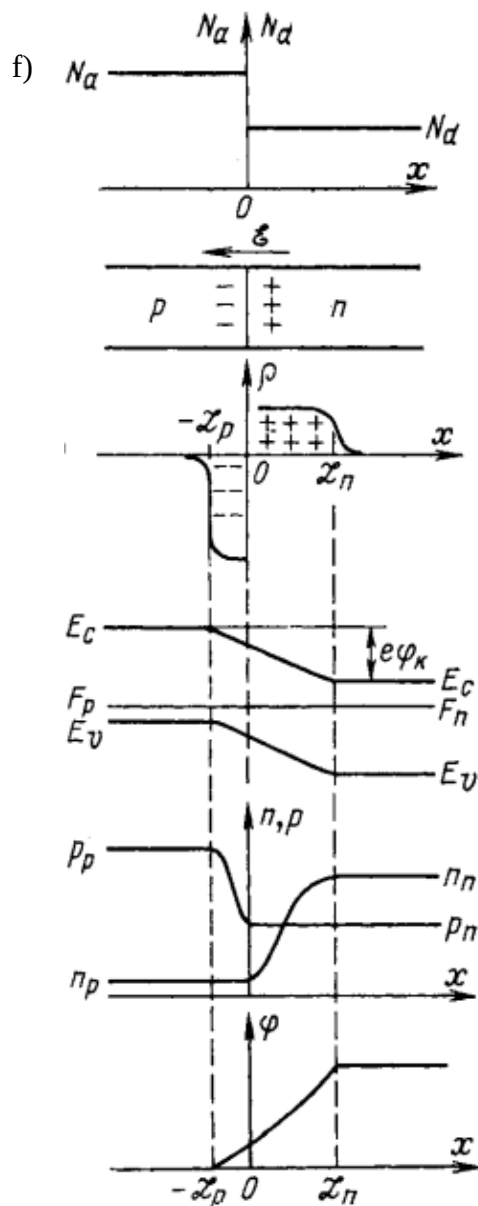
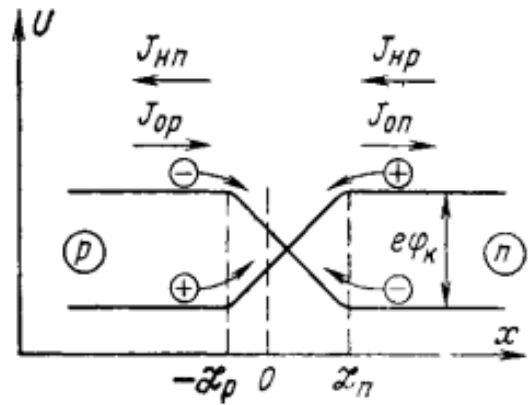
kirishmalarining taqsimlanishi (a), zaryadning
ajralishi va elektr maydonining paydo bo'lishi

c)

(b), hajmiy zaryadning taqsimlanishi (c),
zonalar tuzilishi (d), elektronlar va kovaklar
konsentratsiyasining taqsimlanishi (e) va
potensialning o'zgarishi (f).

d)

e)



9.10-rasm. P-n o'tishdagi kovaklar va elektronlar uchun potensial to'siqlar:

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2. \quad (9.102)$$

n-va *p*-sohalar o'rtasidagi kontaktning birinchi momentida o'tish chegarasi yaqinida elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasining katta gradienti hosil bo'ladi. Natijada, elektronlarning *n*-sohadandan *p*-sohaga va kovaklarning *p*-sohadan *n*-sohaga diffuziyasi sodir bo'ladi. Diffuziya oqimlarining paydo bo'lishi zaryadning ajralishiga olib keladi, buning natijasida *p*-*n* o'tishga tutashgan *n*-sohada musbat donor kirishmaning musbat ionlari hisobiga musbat hajmiy zaryad va *p*-*n* o'tish yaqinidagi *p*-sohada aktseptor kirishmaning manfiy ionlari hisobiga manfiy zaryad hosil qilinadi (9.9-b, c rasm). Kontakt sohadagi bu hajmiy zaryadlar *n*-sohadan *p*-sohaga yo'nalgan kuchli elektr maydonini hosil qiladi va elektronlar va kovaklarning harakatiga to'sqinlik qiladi. Natijada, butun yarimo'tkazgich uchun Fermi sathining doimiyligi bilan tavsiflanadigan muvozanat holat o'rnatiladi va

elektr maydoni mavjud bo'lgan o'tish sohasida energiya zonalarini egriladi (9.9-d rasm). Energiya zonalarining egriligi elektronlar va kovaklar konsentratsiyasining qayta taqsimlanishiga olib keladi (9.9-e rasm) va p - n o'tish sohasida elektrostatik potensialning yo'nalishini o'zgartiradi (9.9-f rasm).

9.10-rasmdan ko'rinadiki, asosiy zaryad tashuvchilar, kontaktdan o'tayotganda $e\varphi_k$ balandlikdagi potensial to'siqni yengib o'tishlari kerak. Asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning o'tishi p - n o'tishning elektr maydoni ta'sirida sodir bo'ladi. Termodinamik muvozanat holatida asosiy zaryad tashuvchilarning diffuziya toklarining zichliklari $J_{asos,n}$ va $J_{asos,p}$ asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning dreyf toklarining zichliklari $J_{asosb,n}$ va $J_{asosb,p}$ ga tenglashadi va p - n o'tish orqali o'tadigan yig'indi tok nolga teng bo'ladi.

Faraz qilaylik, Φ_n elektron yarimo'tkazgichning Φ_p esa kovakli yarimo'tkazgichning termoelektron chiqish ishi bo'lsin. Unda termodinamik muvozanatdagi p - n o'tishdagi potensial to'siq quyidagi tenglama bilan aniqlanadi:

$$e\varphi_k = \Phi_p - \Phi_n = (\chi - E_C + F_p) - (\chi - E_C + F_n) = F_p - F_n. \quad (9.103)$$

Donor va akseptor kirishmalar to'liq ionlangan bo'lganligi sababli, (9.27) va (9.29) yoki (4.127) va (4.136) dan foydalanib, quyidagini olamiz:

$$e\varphi_k = E_g - kT \ln \frac{N_v}{N_a} - kT \ln \frac{N_c}{N_d}. \quad (9.104)$$

Quyidagini

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-E_g / kT}, \quad (9.105)$$

hisobga olib (9.104) dan quyidagilarni olamiz:

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{n_n p_n}{n_i^2} \quad (9.106)$$

yoki

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = e^{-e\varphi_k / kT}. \quad (9.107)$$

Shunday qilib, p - n o'tishdagi kontakt potensiallar farqi yarimo'tkazgichning n va p sohalari qancha kuchli legirlangan bo'lsa, shuncha katta bo'ladi; uning aynimagan yarimo'tkazgich uchun maksimal qiymati quyidagiga teng:

$$\varphi_k = \frac{1}{e} E_g. \quad (9.108)$$

(9.107) ga asosan asosiy va asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi uchun quyidagi munosabatlarni olish mumkin:

$$p_n = p_p e^{-e\varphi_k / kT}; \quad n_p = n_n e^{-e\varphi_k / kT}. \quad (9.109)$$

Yarimo'tkazgichdagi elektronlarning chiqish ishi juda katta (bir necha elektron volt) va xona haroratida kristallni tark etish uchun yetarli energiyaga ega

bo'lgan elektronlar deyarli yo'q. Shu bilan birga, elektronlar n -sohadan potensial to'siqni yengib to'g'ridan-to'g'ri p -sohaga o'tishi mumkin. Masalan, germaniy uchun $T=300\text{ K}$ va konsentratsiya qiymatlari $N_d=n_n=10^{16}\text{ sm}^{-3}$; $p_n=10^{10}\text{ sm}^{-3}$; $N_a=p_p=10^{14}\text{ sm}^{-3}$; $n_p=10^{12}\text{ sm}^{-3}$ potensial to'siq quyidagicha teng:

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{p_p}{p_n} = 0,25\text{ eV} \quad (9.110)$$

p -soha n -sohaga qaraganda kuchliroq legirlanganligi sababli $p_p \gg n_n$ va shuning uchun kichik Omli kovak sohasidagi hajmiy zaryad qatlamining qalinligi L_p elektron sohadagidan L_n kamroq bo'ladi, ya'ni $L_n > |L_p|$ (9.12- c rasm) va butun hajmiy zaryad sohalarida quyidagicha bo'ladi:

$$L_0 = L_n + L_p. \quad (9.110)$$

$-L_p \leq x < 0$ oraliqda hajmiy zaryad manfiy bo'lib, aktseptor kirishma ionlarining konsentratsiyasi bilan belgilanadi:

$$\rho = -eN_a^- = -ep_p \quad (9.111)$$

va bu soha uchun Puasson tenglamasi quyidagicha ko'rinishga ega:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{ep_p}{\varepsilon_r\varepsilon_0}. \quad (9.112)$$

$0 < x < L_n$ oralig'ida hajmiy zaryadi musbat bo'lib, donor kirishmalari ionlari bilan belgilanadi:

$$\rho = eN_d^+ = en_n \quad (9.113)$$

va bu soha uchun Puasson tenglamasi quyidagicha ko'rinishga ega:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{en_n}{\varepsilon_r\varepsilon_0}. \quad (9.114)$$

Bu holda chegaraviy shartlar quyidagicha bo'ladi:

$$\varphi(-L_p) = 0; \quad \frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=-L_p} = 0; \quad (9.115)$$

$$\varphi(L_n) = \varphi_k; \quad \frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=L_n} = 0; \quad (9.116)$$

Shartlar (9.52) ga muvofiq (9.112) va (9.114) tenglamalar yechimi bo'lgan φ uchun quyidagi ifodalarni qanoatlantiriladi:

$-L_p \leq x < 0$ da

$$\varphi_p = \frac{ep_p}{2\varepsilon_r\varepsilon_0}(L_p + x)^2; \quad (9.117)$$

$0 < x < L_n$ da

$$\varphi_n = \varphi_k - \frac{en_n}{2\varepsilon_r\varepsilon_0}(L_n - x)^2. \quad (9.118)$$

$x = 0$ da potensial (9.12-e rasm) va uning hosilasi uzluksiz, shuning uchun

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0); \quad (9.119)$$

$$\left. \frac{d\varphi_p}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\varphi_n}{dx} \right|_{x=0} \quad (9.120)$$

(9.120) shartni (9.117) va (9.118) ifodalarga qo'llash orqali quyidagilarni olamiz:

$$n_n L_n = p_p L_p. \quad (9.121)$$

Binobarin, yarimo'tkazgichning p - n o'tishiga ulashgan ikkala sohada hajmiy zaryadlar tengdir. Bu elektr neytrallikni saqlanish shartidir.

(9.121) dan quyidagi munosabatlarni olish oson:

$$\frac{L_n}{L_0} = \frac{p_p}{n_n + p_p}; \quad \frac{L_p}{L_0} = \frac{n_n}{n_n + p_n}. \quad (9.122)$$

Ushbu shartlardan foydalanib, (9.117)-(9.119) tengliklar asosida quyidagilarni olamiz:

$$\varphi_k = \frac{e}{2\varepsilon_r \varepsilon_0} (n_n L_n^2 + p_p L_p^2) = \frac{e}{2\varepsilon_r \varepsilon_0} L_0^2 \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}. \quad (9.123)$$

Bundan p - n o'tishning hajmiy zaryad qatlamining umumiy qalinligi ifodasi topiladi:

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0}{e} \varphi_k \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}. \quad (9.124)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, yarimo'tkazgichning n - va p -sohalarida legirlash darajasi qanchalik yuqori bo'lsa, L_0 hajmiy zaryad sohasining qalinligi shunchalik kichik bo'ladi. Agar sohalardan biri boshqasidan sezilarli darajada kuchliroq legirlangan bo'lsa, u holda elektrostatik potensialning pasayishining katta qismi yuqori qarshilikli sohada sodir bo'ladi (9.9- f rasm).

9.9-d rasmdan ko'rinadiki, p - n o'tish sohasida zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi sezilarli darajada kamayadi. Shu sababli, p - n o'tishning qarshiligi hajmiy zaryad sohasidagi bir xil yuza va qalinlikdagi n - yoki p -tipli yarimo'tkazgich qatlamining qarshiligi bilan solishtirganda yuqori bo'ladi.

Shuning uchun elektron-kovak o'tish yuqori o'tkazuvchanlik sohalari orasida joylashgan past o'tkazuvchanlik qatlami bo'lib, kondansator xususiyatlariga ega. To'siq sig'imi deb ataladigan yuza birligiga to'g'ri keladigan sig'imni quyidagi formula bo'yicha aniqlash mumkin:

$$C = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{L_0} = \sqrt{\frac{e \varepsilon_r \varepsilon_0}{2\varphi_k} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}}. \quad (9.125)$$

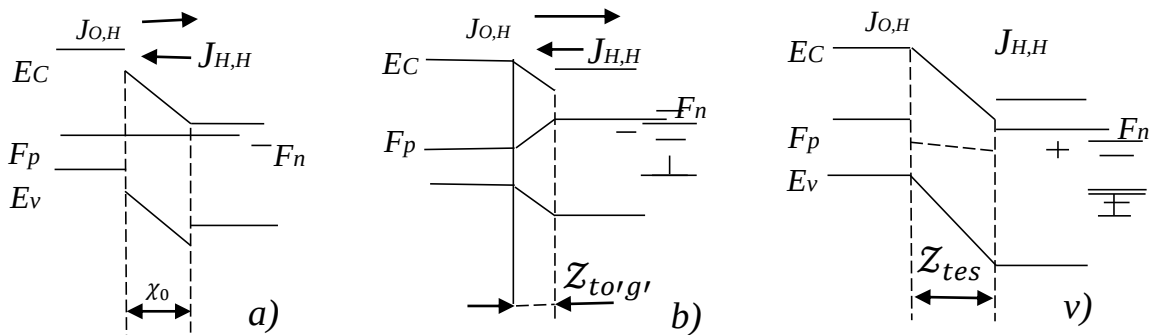
9.9. p - n o'tishda tokni to'g'rilash

p -sohasi musbat zaryadlangan (to'g'ri o'tish) (9.11- b rasm) potentsiallar farqi

qo'yilgan p - n o'tishini ko'rib chiqaylik. p - n o'tish hajmiy zaryad qatlamining qarshiligi yuqori bo'lganligi sababli, kuchlanish tushuvi asosan ushbu sohada bo'ladi. Shuning uchun to'g'ri o'tish bilan potensial to'siqning balandligi muvozanat holatiga nisbatan eU ga kamayadi (9.11-a rasm) va berkituvchi qatlamning qalinligi mos ravishda o'zgaradi. Uni hisoblash uchun (9.124) formula o'rniga quyidagi ifodadan foydalanish kerak:

$$L_{to'g'} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\varphi_k - U)}{e} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}. \quad (9.126)$$

Potensial to'siqning pasayishi muvozanat holatga nisbatan asosiy zaryad tashuvchilar oqimining ko'payishiga olib keladi, chunki n -sohadan ko'p sondagi elektronlar p -sohaga va p -sohadan ko'p sondagi kovaklar n -sohaga o'tadi, ammo asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar oqimi deyarli o'zgarmaydi.



9.11-rasm. Termodinamik muvozanatdagi p - n o'tishning energiya diagrammasi (a), to'g'ri (b) va teskari (v) o'tishlar

Natijada, tashqi zanjirda asosiy va asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning oqimlari farqiga teng va p -sohadan n -sohaga yo'nalgan (9.11-b rasm) tok ("to'g'ri tok") oqadi, ya'ni

$$J = J_{asos} - J_{asoiyemas}. \quad (9.127)$$

n -sohada paydo bo'ladigan ortiqcha asosiy zaryad tashuvchilari - kovaklar Δp - birinchi daqiqada kontakt yaqinida musbat hajmiy zaryad hosil qiladi. Biroq, Maksvellning relaksatsiya vaqti bilan aniqlangan juda qisqa vaqtdan so'ng (7.3-paragrafqa qarang), bu zaryad asosiy zaryad tashuvchilar - elektronlarning hajmiy zaryadi bilan qoplanadi, ular ortiqcha kovaklar tomonidan yaratilgan elektr maydoni ta'sirida n -sohaning chuqurligidan Δn miqdorida ko'tariladi va elektronlar n -sohaga tashqi zanjirdan kiradi. Shunday qilib, elektron yarimo'tkazgichning barcha qismlarida elektr neytrallik saqlanib qoladi, lekin p - n o'tishning kontakt sohasida elektronlar va kovaklarning konsentratsiyasi muvozanat holatiga nisbatan $\Delta n = \Delta p$

ga ortadi. p - n o'tishga to'g'ri o'tishni qo'llash yordamida yarimo'tkazgich sohasiga asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarni kiritish in'ektsiya deyiladi. Endi kontakt yaqinidagi n -sohadagi kovaklarning konsentratsiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$p = p_n + \Delta p. \quad (9.128)$$

Uni statsionar holatda $x=L_n$ va zaryad tashuvchilarning aynimagan holatida topish uchun (9.109) dagi $e\varphi_k$ o'rniga $e(\varphi_k - U)$ qiymatdan foydalanish kerak. Demak,

$$p(L_n) = p_p e^{-e(\varphi_k - U)/kT} = p_n e^{eU/kT}, \quad (9.129)$$

shundan kelib chiqadiki, $x=L_n$ da n -sohada ortiqcha kovaklarning konsentratsiyasi quyidagiga teng:

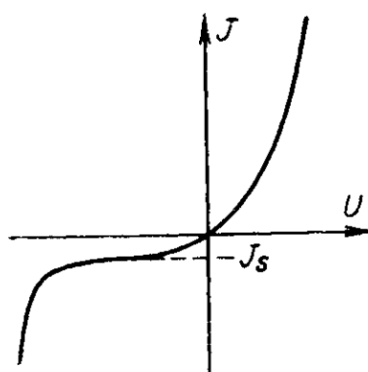
$$\Delta p(L_n) = p - p_p = p_n (e^{eU/kT} - 1). \quad (9.130)$$

Shunga o'xshash hodisalar p -sohada ham sodir bo'ladi: elektronlar bu erga n -sohadan injeksiyalanadi va ortiqcha elektronlarning $x=-L_p$ dagi konsentratsiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta n(-L_p) = n_p (e^{eU/kT} - 1). \quad (9.131)$$

(9.130) va (9.131) dan kelib chiqadiki, p - n o'tishda to'g'ri o'tishning ortishi bilan injeksiyalangan asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi keskin oshadi, bu esa kontakt orqali to'g'ri yo'nalishda o'tuvchi tokning kuchli o'sishiga olib keladi.

Agar p - n o'tishiga teskari o'tish qo'llanilsa (9.11-c rasm), p -soha manfiy zaryadlanadi, potensial to'siq eU miqdorida oshadi va hajmiy zaryadni berkituvchi qatlamining qalinligi ortadi. L_{tes} (9.124) ga muvofiq $\varphi_k + U$ qiymatini qo'yish orqali hisoblanadi. O'tish teskari yo'nalishda qanchalik ko'p siljisa, ortib borayotgan potensial to'siqni yengib o'tishga qodir bo'lgan asosiy zaryad tashuvchilar soni shunchalik kam bo'ladi. Shunga ko'ra, muvozanat holatiga nisbatan kontakt sohasida asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar soni kamayadi va shuning uchun elektr neytralligiga rioya qilish tufayli ko'pchilik zaryad tashuvchilar soni ham kamayadi. Ushbu hodisa zaryad tashuvchilarning ekstraktsiyasi deb ataladi. p -sohadagi ortiqcha elektronlar konsentratsiyasi baribir (9.131) tenglama bilan aniqlanadi, ammo U qiymati endi manfiy ishora bilan olinadi. Shunday qilib, p - n o'tishning teskari o'tishida asosiy zaryad tashuvchilarning toki muvozanat holatidan kamroq bo'ladi va asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning toki deyarli o'zgarmaydi. Shuning uchun, p - n o'tish orqali umumiy tok n -sohadan p -sohaga yo'naltiriladi va teskari kuchlanishning oshishi bilan dastlab bir oz ortadi, so'ngra to'yinganlik toki deb ataladigan ma'lum bir qiymatga intiladi. Binobarin, p - n o'tish chiziqli bo'lmagan VAXga ega (9.12-rasm).



9.12-rasm. p-n o'tishning volt-ampere xarakteristikasi

Nazorat savollari

1. Tashqi elektr maydondagi yarimo'tkazgich haqida nimalarni aytish mumkin?
2. Termoelektron chiqish ishi deganda nimani tushunasiz?
3. Termoelektron emissiya nima?
4. Metal-metal kontaktida qanday jarayonlar sodir bo'ladi?
5. Kontakt potentsiallar farqini tushuntirib bering
6. Metal-yarimo'tkazgich kontakti haqida tushuncha bering
7. Tokni to'g'rilash deganda nimani tushunasiz?
8. Tokni to'g'rilashning diod nazariyasini so'zlab bering
9. Tokni to'g'rilashning diffuziya nazariyasi haqida tushuncha bering
10. Elektronli va kovakli yarimo'tkazgichlarning kontaktida sodir bo'ladigan jarayonlarni aytib bering
11. p-n o'tishda tok qanday to'g'rilanadi?

X bob.

YARIMO'TKAZGICHLARDA SIRTIY HODISALAR

10.1. Sirtiy sathlarning tabiati

Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasiga qiziqishning paydo bo'lishi sirtida yuz beradigan hodisalarning yarimo'tkazgich hajmidagi jarayonlarga, shuningdek, ko'pchilik yarimo'tkazgichli asboblarda ishiga ta'siri aniqlanganligi bo'ldi. Hozirda yarimo'tkazgichlar elektronikasida kichik hajmli tranzistor, sig'im, induktivlik va boshqa elementlarni ko'p miqdorda o'z ichiga olgan integral mikrosxemalardan iborat bo'lgan tuzilmalar keng miqyosda ishlab chiqarilishi, ularning turli sohalarga (kompyuterlar, televizorlar, aloqa va energetik qurilmalar) joriy qilinishi yarimo'tkazgichlar sirti fizikasini astoydil o'rganish masalasini dolzarb qilib qo'ymoqda, chunki qo'llaniladigan yarimo'tkazgich elementlar hajmining tobora kichrayib borishi ular sirtining ahamiyatini kundan kunga oshirmoqda.

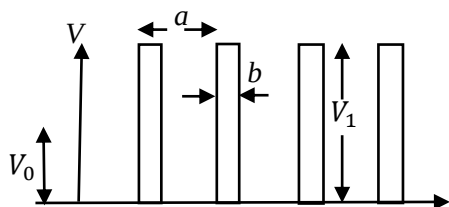
Yarimo'tkazgich kristallining sirtida uzuq (diskret) va uzluksiz ravishda taqsimlangan energetik sathlar tizimi mavjud. Ularning kelib chiqish sabablari turlicha, quyida ularni ayrimlarini ko'rib chiqamiz.

Sirtidagi mahalliy energetik sathlar va ulardagi zaryad sirt yaqinida energiya sohasini egadi. Bu esa kristallar elektr o'tkazuvchanligini, chiqish ishini, fotoelektrik xossalarni o'zgartirib yuboradi.

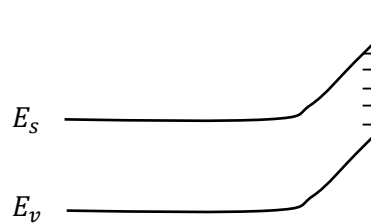
Yarimo'tkazgichlar sirti ta'sirini o'rganish ko'pgina hodisalarni aniqlashga yordam beradi. Sirtning holati kristall hajmida sodir bo'ladigan jarayonlar qanday borishini ko'rsatadi. Masalan, sirtidagi sathlar rekombinatsiya markazlari bo'lib, namunada nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning yashash vaqtiga ta'sir ko'rsatishi mumkin.

1932-yilda I.E. Tamm cheksiz va chekli kristallda elektronlarning energetik spektri muhim darajada turlicha bo'lishligini ko'rsatgan. Cheksiz kristalldagi elektronlarning ruxsat etilgan energiyalari sohasidan boshqa chekli kristallda uning uzilishi natijasida elektronlar uchun yangi energetik holatlar paydo bo'ladi. Bu holatlarga mos keladigan to'lqin funksiyalari kristall chegarasida eng katta (maksimal) bo'lib, kristallning ichiga va vakuum tomonga o'tgan sari so'nib boradi.

Agar kristall chegaralangan va chetki elementar yacheykadagi potensial to'siq kristall ichidagisidan farqli bo'lsa, cheksiz kristall ichida taqiqlangan holatlar o'rniga chekli kristallar sirtida ruxsat etilgan energetik holatlar vujudga kelishi mumkin. Ma'lumki, har qanday kvant tizimning energetik spektrini hosil qilish uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Buning uchun to'lqin funktsiya tanlashdan tashqari kristall ichidagi potensial o'zgarishini bilish kifoya (10.1-rasm).



10.1-rasm. Kronig-Pennining kuchsiz bog'langan elektronlar modeli

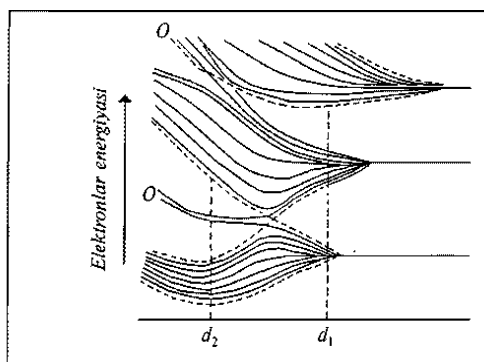


10.2-rasm. Sirtida energetik sohalar paydo bo'lishi

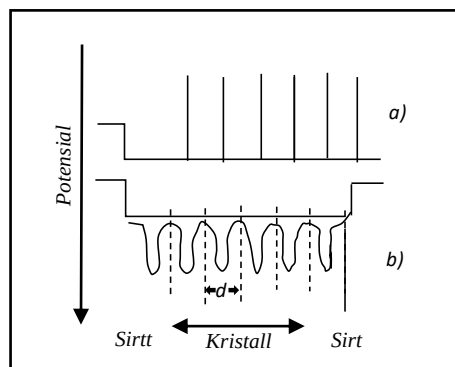
E.I. Tamm o'zining birinchi hisobida bir o'lchovli masalani yechishda Kronig-Pennining kuchsiz bog'langan elektronlar modelini qabul qilgan. Bunda eng chetki potensialning ichki to'siqlardan farqi bo'lgan. Shu tarzda Tamm sathlar energiyasini aniqlash uchun tenglama yaratdi. Sirt elektron holatlar nazariyasining keyingi rivojida nazariya uch o'lchovli fazo holini umumlashtirishi, tadqiqlashi, shuningdek, kristall ichidagi davriy potensialning turli ko'rinish hollari qarab chiqildi.

Chekli muntazam kristall sirtida kristall atomlarining davriy joylashishi kesilganligi oqibatida uzoq-uzoq elektron energiyalari holatlari spektri vujudga keladi. Bu holatlar Tamm holatlari (sathlari) deyiladi.

Tamm holatlari zichligi (konsentratsiyasi) sirtidagi atomlar zichligi yordamida aniqlanadi, ya'ni bu zichlik 10^{15} sm^{-2} tartibda bo'ladi. Bunday zichlik mavjud bo'lganida sirtidagi energetik sohalar paydo bo'ladi (10.2-rasm).



10.3-rasm. Kristallda zonalarning hosil bo'lishi



10.4-rasm. Kristallning taqiqlangan sohasida ikkita sathning paydo bo'lishi

Shokli turidagi sirt sathlari ham, Tamm sathlari kabi, sirtida davriy potensialning chegaralanishi oqibatida vujudga keladi. Ammo Tamm va Shokli sirt sathlarining kelib chiqishi sabablari turlichadir. Shokli modelida 8 atomdan iborat bir o'lchamli chekli zanjir qaralgan. Davriy potensial har bir atomga nisbatan

simmetrik bo'lgan ixtiyoriy potensial chuqurlar ko'rinishida tasavvur qilingan (10.3-rasm).

Eng muhimi, potensial o'ra buzilmagan, uning shakli ichki chuqurlarnikidan farq qilmaydi. Shokli bunday zanjircha uchun elektronlar energiyalari spektrini topgan va bu spektrning panjara doimiysi cheksizidan to kichik kattalikkacha kichrayganida qanday o'zgarishini o'rgangan. Energetik spektr ayrim atomlar uchun diskret (uzuq-uzuq) sathlar ko'rinishida bo'ladi va har bir sath sakkiz karra aynigan bo'ladi. Panjara doimiysi kamaya borgan sari ayrim sathlarga parchalanadi, bunda d_1 dan kichik bo'lgan atomlararo masofalarda sathlar kesishadi. Bu holda kristallning taqiqlangan sohasida ikkita sath paydo bo'ladi, ulardan biri pastki ruxsatlangan sohada, ikkinchisi yuqorigi sohada hosil bo'ladi (10.4-rasm).

Shokli holatlari panjara doimiysi kichik bo'lganda va qat'iy davr potensial bo'lganida energiya sohalarining kesishishi natijasi sifatida vujudga keladi. Tamm holatlari esa chetki elementar kataklarda davriy potensialning shakli o'zgarishi oqibatida kelib chiqadi.

Tamm va Shokli turidagi sathlar muntazam kristall sirtida mavjud bo'lishi mumkin. Muayyan texnologiya bo'yicha olingan yarimo'tkazgich kristallining haqiqiy sirtida mazkur holatlardan boshqa elektronlar uchun energetik holatlar ham vujudga kelishi mumkin. Masalan, sirtida joylashib olgan kirishma atomlari, kristall panjarasining sirt nuqsonlari, dislokatsiyalar va hakoza ana shularga sabab bo'ladi. Sirtidagi holatlarni keltirib chiqaradigan muhim sabablardan biri sirtga yot atomlarning adsorblanishi (yopishib olishi) bo'lib, bunda sirt sathining energetik vaziyati panjara parametrlariga, shuningdek, adsorblanuvchi modda (adsorbant) ga bog'liq bo'ladi. Tabiiyki, bu hollarda sirtidagi sathlar zichligi har xil bo'ladi. Zichligi katta bo'lganda bu sathlar ham energetik sohalar tashkil qilishi mumkin.

10.2. Yarimo'tkazgichlar sirtidagi fazoviy zaryad qatlami

Kristall sirtida energetik sathlarning borligi ularda elektr zaryad hosil bo'lishiga olib keladi. Kristallning haqiqiy sirti unda oksid qatlami hosil bo'lishi, atrof-muhit bilan o'ralganligi, ionlar adsorblanishi natijasida zaryadlanib qolishi mumkin.

Erkin zaryad tashuvchilar kristall hajmidan uning sirt sohasiga tortiladi. Shu tufayli qo'sh zaryadlangan qatlam hosil bo'ladi.

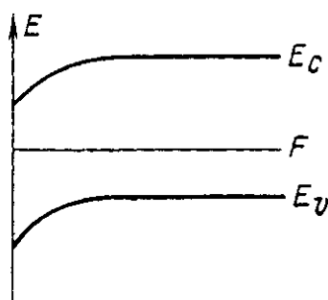
Faraz qilaylik, sirtidagi har bir atom bitta sirt sathini beradi. Bu sathlar zaryadlangan bo'lsin, bu holda ularning zichligi taxminan 10^{15} sm^{-2} bo'ladi.

Metallarda erkin elektronlar hajm birligidagi zichligi 10^{22} sm^{-3} , bir atom tekislikda 10^{14} sm^{-2} chamasida bo'ladi. Metallarda sirtidagi zaryadni kamaytirish uchun 10 atom tekislikdagi, ya'ni 10^{-7} sm qadamdagi erkin zaryadlar ishtirok etishi kifoya.

Bu hajmiy zaryad qatlami metall xossalariga muhim ta'sir ko'rsatmaydi.

Yarimo'tkazgichlarda metalldagiga nisbatan erkin zaryad tashuvchilar zichligi ancha kichik. Masalan, n -tur yarimo'tkazgichda erkin elektronlar zichligi $n=10^{15} \text{ sm}^{-3}$ yoki bir atom tekislikka $N_1=10^7 \text{ sm}^{-2}$ to'g'ri keladi desak, sirdagi sathlar zichligi $N_s=10^{11} \text{ sm}^{-2}$ bo'lsa, sirt zaryadini neytrallash uchun 10^{-4} sm qalinlikdagi qatlamdan, ya'ni 10^4 chamasidagi atom tekislikni o'z ichiga olgan qatlamdan erkin zaryad tashuvchilar uzoqlashtirilishi kerak bo'ladi. Bu qatlam fazoviy zaryad qatlami deyiladi. Erkin zaryad tashuvchilar zichligi yana ham kam bo'lgan yarimo'tkazgichlarda fazoviy (hajmiy) zaryad qatlami ancha ichkariga kirishi mumkin.

Shunday qilib, yarimo'tkazgichlarda sirtiy fazoviy zaryad qatlami mavjud bo'lib, u yarimo'tkazgichlar xossalariga ta'sir ko'rsatishi mumkin. Bu sohada energiya sohalari egiladi. Ordinata o'qi bo'yicha kristallda elektronlarning potensial energiyasi, abssissa o'qida esa sirdan kristall ichiga tomon masofa qo'yilgan (10.5-rasm).



10.5-rasm. Yarimo'tkazgich sirti uchun energetik diagramma

Fazoviy zaryad sohasi chuqurligi xususiy yarimo'tkazgich uchun Debay ekranlash uzunligi L ga teng deb olinadi:

$$L = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{2\pi e n_i}} \quad (10.1)$$

bunda, ϵ -dielektrik doimiylik, n_i - xususiy yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilar zichligi, e - elektron zaryadi.

Yarimo'tkazgich sirti yaqinida fazoviy zaryad sohasi hosil bo'lishi mumkin. Kristalldagi bu soha yarimo'tkazgichlarning ko'p xossalariga ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun yarimo'tkazgich sirtining fazoviy zaryad qatlami o'rganiladi.

Fazoviy zaryad sohasi umumiy nazariyasini Garret va Brattayn ishlab chiqqan. Bu nazariya asosida olib borilgan tadqiqotlar yarimo'tkazgich kristali sirti elektron tuzilishi haqida miqdoriy ma'lumotlar olish imkonini berdi. 10.6-rasmda n -turdagi yarimo'tkazgich sirti yaqinidagi sohaning energetik diagrammasi keltirilgan.

$$Y = \frac{e}{kT}(\varphi - \varphi_0) = \beta(\varphi - \varphi_0), \quad \lambda = \left(\frac{p_0}{n_0}\right)^{1/2}, \quad P = \beta(F_V - F_0), \quad N = \beta(F_n - F_0),$$

Bunda, $\beta = \frac{e}{kT}$, F_V , F_n - Fermi kvazi sathlari.

Puasson tenglamasini taqriban yechish ancha murakkab. (10.2) tenglama ba'zi hisoblashlardan keyin quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} \Phi(Y, \lambda, P, N). \quad (10.3)$$

Bunda $\Phi(Y, \lambda, P, N)$ qavs ichidagi argumentlarning muayyan funksiyasi:

$$\Phi(\cdot) = \left[\lambda e^V (e^{-4} - 1) - \lambda^{-1} e^{-N} (1 - e^{+4}) + (\lambda - \lambda^{-1}) Y \right]^{1/2}. \quad (10.4)$$

Sirtning energetik sxemasidan sirt yaqinida sohalar egilishi:

$$Y_s = \beta(\varphi - \varphi_0) = \beta F_s + \ln \lambda, \quad (10.5)$$

Ko'rinishda ifodalanishi mumkin. Xususiylar yarimo'tkazgich uchun $\lambda = 1$ va $Y_s = \beta F_s$. Yarimo'tkazgich xususiyligidan qay darajada farq qilsa $Y_s = \beta F_s$ shuncha bir-biridan farq qiladi. Yarimo'tkazgich sirtidagi o'tkazuvchanlik, ortiqcha zaryad tashuvchilar zichligi va boshqa kattaliklar βF_s ga bog'liq ravishda qaraladi.

(10.3) tenglamadan

$$x = \frac{1}{2} L \int_0^{Y_s} \frac{1}{F(Y, \lambda, P, N)} dY, \quad (10.6)$$

kelib chiqadi. Tenglamadagi integrallash bajarilsa, sathiy potensial φ ning x ga bog'liqligi topilgan bo'lardi. Ammo bu hisob ancha murakkab. Buning o'rniga fazoviy zaryad qatlamini bir necha alohida sohalarida $\varphi(x)$ funksiyasini topish qulayroqdir. Odatda uch soha: siyraklashtirilgan soha, inversion qatlam va boyitilgan soha ko'rib chiqiladi.

1. Siyraklashtirilgan sohada erkin zaryad tashuvchilar zichligi kompensirlanmagan kirishmalar zichligidan ancha kichik bo'ladi. Agar n -turdagi yarimo'tkazgichda sohalar yuqoriga egilgan ($Y_s < 0$) bo'lsa, p -turdagi yarimo'tkazgichda sohalar pastga ($Y_s > 0$) egilgan bo'lsa, siyraklashtirilgan sohasi vujudga keladi.

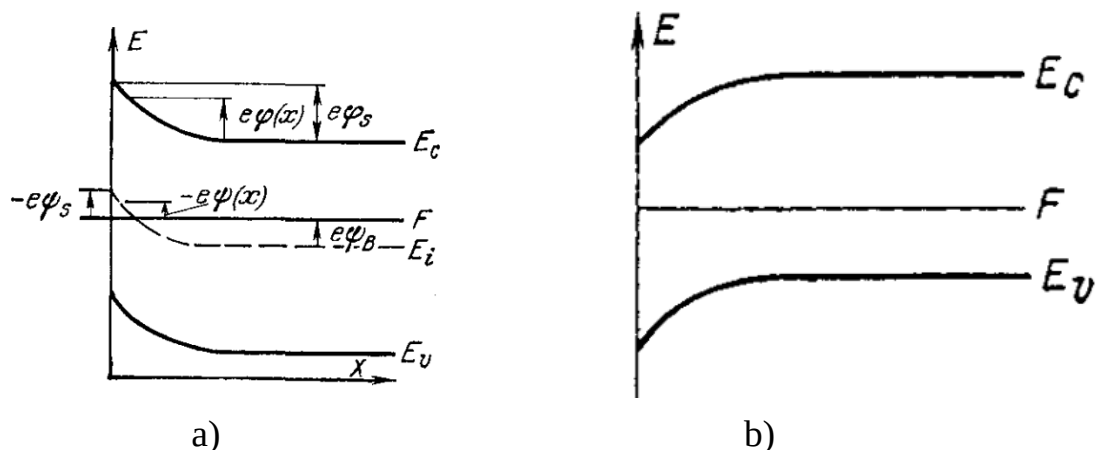
Bu sohada $F(Y, \lambda, P, N)$ funksiyada birinchi va ikkinchi hadlar uchinchidan kichik, binobarin:

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} (Y, \lambda - \lambda^{-1}) \frac{1}{2} Y \frac{1}{2}. \quad (10.7)$$

musbat ishora sohalar yuqoriga, manfiy esa sohalar pastga egilgan hollar uchun. (10.7) ifoda integrallangandan so'ng quyidagi ifoda

$$Y = Ax^2 \quad (10.8)$$

kelib chiqadi. Ammo bu qonuniyat bajariladigan soha torginadir (10.7-rasm, a, b).



10.7-rasm. Yarimo'tkazgich sirt sohasidagi energetik diagrammasi

2. Endi n -turdagi yarimo'tkazgichni ko'rib chiqamiz. Sohalarning yuqoriga katta egilgani holida valent soha o'tkazuvchanlik sohasiga nisbatan Fermi sathiga yaqinlashgan bo'lsin.

Bu qatlamda kovak o'tkazuvchanlik elektron o'tkazuvchanlikdan katta bo'lishi mumkin. Bunday qatlam inversion qatlam deyiladi. Bu qatlamda potensial o'zgarishi qonuniyatini topish uchun $F(Y, \lambda, P, N)$ da birgina qo'shiluvchini yo birinchi, yoki ikkinchi qo'shiluvchini hisobga olib, (10.3) tenglama yechiladi. Bu tanlash yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi turiga bog'liq. Sohalarning egilish qiymati namunaning legirlanishi darajasiga (elektronlar beruvchi yoki kovaklar hosil qiluvchi kirishmalar zichligiga) bog'liq bo'ladi. Umuman aytganda, inversion qatlam uchun (10.3) tenglama taqriban yechiladi.

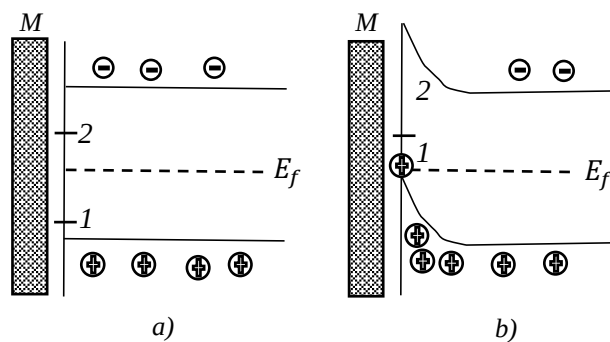
3. Agar n -tur yarimo'tkazgichda sohalar pastga, p -tur yarimo'tkazgichda sohalar yuqoriga egilgan bo'lsa, bu hollarda boyitiigan soha hosil bo'ladi, ya'ni asosiy zaryad tashuvchilar zichligi hajmdagiga nisbatan sirt yaqinida katta bo'ladi, ammo inversion qatlam holidagidek boyililgan soha kengligi ham yetarlicha kichik. $F(Y, \lambda, P, N)$ funktsiyada uchinchi hadni tashlab yuborib, (10.3) tenglamani yechib $\phi(x)$ potensial taqsimoti topiladi. Umuman olganda, (10.3) tenglamani hisoblab, butun fazoviy zaryad sohasida $\phi(x)$ bog'lanishni olish mumkin.

10.3. Yarimo'tkazgichlarda maydon effekti

Sirdagi potensialni o'zgartirishning mukammalroq usuli maydon effekti deb atalgan hodisadir. U quyidagidan iborat: agar bir qoplamasi namuna, ikkinchisi metall bo'lgan, qoplamalar orasiga katta dielektrik singdiruvchanlik (ϵ) li izolator (dielektrik) joylangan kondensator yig'ilsa va unga kuchlanish berilsa, bu holda

yarimo'tkazgich sirti yaqinida hajmiy zaryad hosil bo'ladi. U metall plastinkadagi zaryadni neytrallaydi.

Faraz qilaylik, maydon (kuchlanish) qo'yilguncha mazkur (*p-tur*) o'tkazgich uchun energiya sohalarining boshlang'ich egilishi nolga teng edi (10.8-a rasm). Kuchlanish berilganda (10.8-b rasm) sirt yaqinidagi sohada kovaklar zichligi hajmdagidan ortiq bo'ladi, energiya sohalarini yuqoriga egiladi.



10.8-rasm. *p-tur* o'tkazgich uchun energiya sohalarining boshlang'ich a) va egilgan b) holatlari

Yarimo'tkazgich namunasi sirtida hosil qilinadigan maydonni o'zgartirib, sirdagi potensialni keng oraliqlarda o'zgartirish mumkin. Bu o'zgarishda sirt sohasidagi zaryadlar taqsimoti o'zgaradi. Elektr maydon ta'sirida yarimo'tkazgich kristalli o'tkazuvchanligining o'zgarish hodisasini maydon effekti deyiladi.

Ma'lumki, yarimo'tkazgich sirtida elektr holatlari mavjud bo'ladi. Maydon ta'sirida paydo bo'lgan zaryadlarning bir qismi ana shu holatlarga o'tiradi. Sirdagi holatlar zichligi qancha katta bo'lsa, maydon effekti hodisasida o'tkazuvchanlikning kuzatilgan statsionar o'zgarishi shuncha kichik bo'ladi. Shuning uchun sirdagi holatlar parametrlari haqida ma'lumot olish uchun maydon effektini o'lchashdan foydalanish mumkin. Maydon effekti usulida tekshirishlar o'tkazilganda sirdagi holatlar tizimi o'zgarmaydi. Bunda faqat sirdagi holatlarning to'ldirilganligi o'zgaradi. Ammo juda katta kuchlanish hosil qilinganda elektrodsorblash hodisasi yuz beradi. Maydon effekti usulida yetarlicha oraliqda sirdagi potensialni amalda uzluksiz o'zgartirib borish va istalgan sohalar egilishini hosil qilish mumkin.

Statsionar (vaqt bo'yicha doimiy) holda maydon effektini o'lchash asosida sirdagi o'tkazuvchanlik turini (*n-tur* yoki *p-tur* ekanligini) aniqlash, sirda sohalar boshlang'ich egilishini topish va sohalar egilishining qo'yilgan kuchlanishga bog'liqligini aniqlash mumkin. Maydon effekti ma'lumotlari asosida sohalar egilishiga bog'liq ravishda sirt sohasidagi zaryad va sirtga o'tgan zaryad miqdorini aniqlash mumkin. Nihoyat, maydon effekti kinetikasini o'rganish sirdagi holatlar

relaksiya vaqtini aniqlashga yordam beradi.

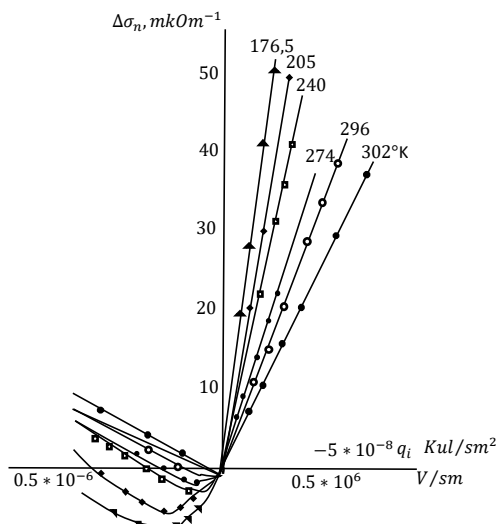
Bu usul sirdagi elektron holatlar zichligi uncha katta bo'lmagan (10^{10} - 10^{12} sm^{-2}) holda yaxshi natijalar beradi. Hajmdagi sohalar va sirdagi holatlar orasida muvozanat o'rinnashgan holni qaraylik. Tajribada namuna o'tkazuvchanligi $\Delta\sigma$ o'zgarishining kondensatorga qo'yilgan V kuchlanishga bog'lanishi $\Delta\sigma=f(V)$ yoki maydon paydo qilgan umumiy zaryad Q ga bog'lanishi $\Delta\sigma=\varphi(Q)$ o'lchanadi, ya'ni $Q=CV$, bunda C - kondensator sig'imi, odatda, C bir necha o'n pikofarada qiymatga ega bo'ladi.

10.9-rasmda (n -Ge), 10.10-rasmda (n -Si) maydon effektining tajribada olingan egri chiziqlari ifodalangan. Quyida hajmiy zaryad Q_s , sirdagi maydon E_s va elektronlar hamda kovaklar zichliklari Γ_n va Γ_p , formulalari keltirilgan bo'lib:

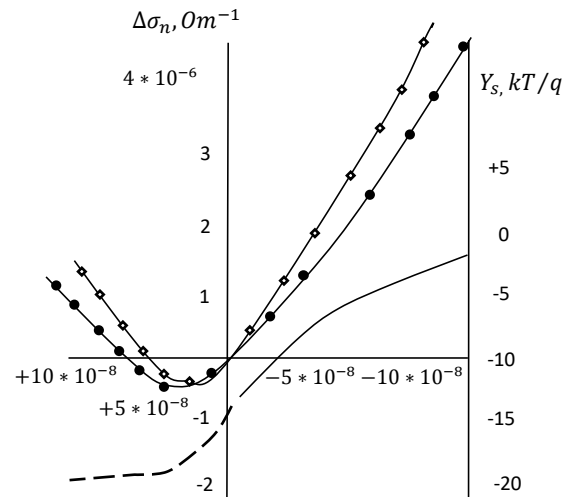
$$Q_s = 2en_iLF(Y_s, U_b), \quad (10.9)$$

$$E_s = \frac{2en_iL}{\varepsilon} F(Y_s, U_b), \quad (10.10)$$

$$\Gamma_p = n_iLG(Y_s, U_b), \quad \Gamma_n = n_iLG(-Y_s, U_b), \quad (10.11)$$



10.9-rasm. n -Ge uchun maydon effektining tajribada olingan egri chiziqlari



10.10-rasm. n -Si uchun maydon effektining tajribada olingan egri chiziqlari

bunda sirdagi o'tkazuvchanlikning o'zgarish ishorasi ushbu o'tkazuvchanlik turining bir qiymatini aniqlab beradi. Sirdagi o'tkazuvchanlikning sohalar egilishiga bog'lanish minimumi kristallning hajmiy xossalriga bog'liq bo'lib, sohalarining dastlabki egilishiga bog'liq emas. Shuning uchun minimum nol nuqta bo'lib, undan boshlab o'tkazuvchanlikning tajribaviy va nazariy qiymatlari hisoblanadi. Hajmda to'la ionlashgan kirishmali material uchun nazariy egri chiziqni

hisoblashda hajmdagi zaryad tashuvchilar zichligi va harakatchanligini bilish kerak.

Ekranlanish chuqurligida hajmiy zaryad Q_s , sirtidagi maydon E_s va elektronlar hamda kovaklar zichliklari Γ_n va Γ_p , sohalar egilishi bo'lsa Y_s , bu ifodalarda $U_b = \ln\lambda/\beta$ - Fermi sathi va hajmda taqiqlangan soha o'rtasidagi kT/e birlikdagi masofa. Sirtidagi o'tkazuvchanlik

$$\Delta\sigma = \varepsilon(\mu_p\Gamma_p + \mu_n\Gamma_n), \quad (10.12)$$

ifoda asosida aniqlanadi. Hajmda kirishmalar ionlashish darajasi ixtiyoriy bo'lganda hisob ancha murakkab bo'ladi.

10.3.1. Maydon effektini o'lchashlar asosida sirtidagi sathlar parametrlarini aniqlash

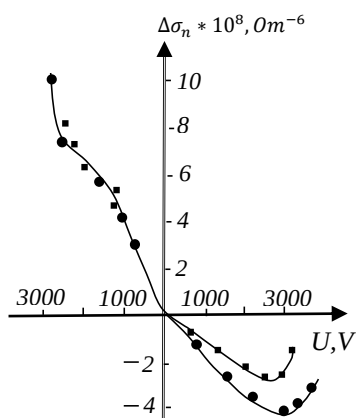
Tashqi elektr maydon (maydonning ichkariga kirishi) ekranlash chuqurligidagi Q_{sc} zaryadni o'zgartirib yuboradi. Maydon ta'sirida hosil bo'lgan umumiy zaryad

$$Q = Q_{sc} + Q_{ss} \quad (10.13)$$

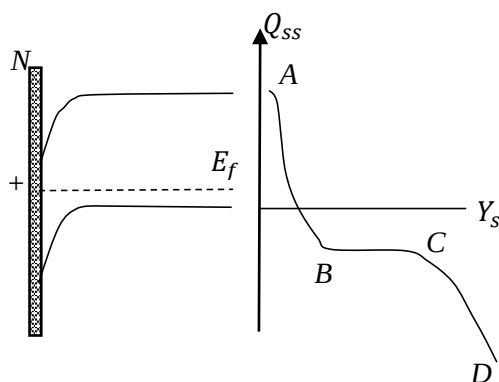
bo'lib, elektrodga (metallga) qo'yilgan har bir kuchlanish qiymati uchun Q ning kattaligi $Q = CV$ asosida hisoblanishi mumkin. $Y_s(V)$ bog'lanishdan mazkur maydonga mos keluvchi sohalar egilishini aniqlash mumkin. Topilgan uchun Q_{sc} hisoblanadi. Sirtidagi zaryad

$$Q_{ss}(Y_s) = CV - Q_{sc}Y_s \quad (10.14)$$

ifodadan topiladi.



10.11-rasm. Germaniy uchun olingan $\sigma(U)$ bog'lanish



10.12-rasm. Germaniy uchun olingan $Q_{ss}(Y_s)$ bog'lanish

Shuningdek, germaniy uchun olingan bog'lanish 10.11-rasmda ifodalangan. Bir qator hollarda $Q_{ss}(Y_s)$ bog'lanish namuna sirtidagi sathlar diskretligi yoki

uzluksizligini aniqlab beradi. Agar sirdagi sathlar diskret bo'lib, bir-biridan yetarlicha katta masofada joylashgan bo'lsa, $Q_{ss}(Y_s)$ egri chiziq pog'onasimon bo'lishi kerak. Buni 10.12-rasmda ko'rish mumkin. Soha pastga egiladi deyilganda ($Y_s > 0$) dastlab Fermi sathiga yaqin sirdagi 1-sathi to'ldiriladi (10.12- b rasm, AB qismi).

Biror Y_s qiymatida u to'la to'ldiriladi, ammo 2-sath Fermi sathidan ancha yiroqda. Y_s ortib borgan (soha egilishi ortgan sari) Q_{ss} zaryad BC qismda doimiy qoladi, keyin esa (CD qism) 2-sath to'ldirilishi o'zgaradi. Shunday holat pog'onasimon bog'lanish CH_2O uchun kuzatilgan edi.

Kremniy va germaniy uchun $Q_{ss}(Y_s)$ ning o'zgarib borishi silliq pog'onasizdir. Bunday o'zgarish:

- 1) sirdagi energetik sathlar uzluksiz spektrga ega bo'lganda;
- 2) bir-biriga yaqin joylashgan sirt sathlarida bu holat o'rinli bo'ladi.

Quyi temperaturada germaniyda diskret sathlar kuzatiladi. Maydon effekti o'lchashlari natijalarini harakatchanlik o'lchamliligiga ega kattalik

$$M_{me} = \frac{d\Delta\sigma_s}{dQ} \quad (10.15)$$

yordamida tavsiflash qulay. Bu maydon effekti harakatchanligi deyiladi. Uning uchun quyidagi nazariy ifoda olingan:

$$\mu_{me} = \mu \frac{b^{-1} - \lambda^{-2} \exp Y_s}{1 + \lambda^{-2} \frac{Z}{\exp Y_s} \varphi \exp \varphi_s}, \quad (10.16)$$

bunda

$$Z = \frac{2F}{\lambda n_i L}; \quad \varphi = \frac{\exp \varphi_s}{e} \frac{dQ_{ss}}{d\varphi_s}. \quad (10.17)$$

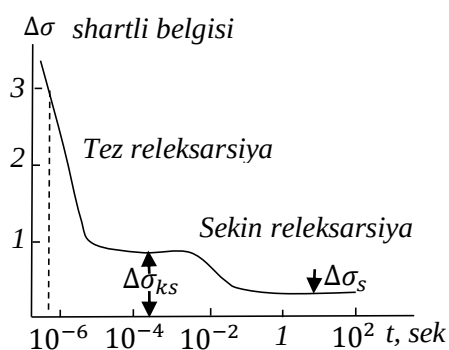
Kremniy uchun sirdagi sathlari parametrlari μ_{ep} ni o'lchash va oddiy yo'l bilan sirdagi sathlarga ushlanish egri chizig'i tahlil etilgan.

10.3.2. Maydon effekti kinetikasi

Maydon effektining dastlabki tadqiqotlaridayoq sirdagi o'tkazuvchanlik maydon hosil qilingan paytda tez o'zgaradi, so'ngra avval juda tez, keyin sekinlik bilan ma'lum statsionar qiymatgacha (ba'zan nolgacha) kamayadi, deb tasdiqlangan edi. Maydon effektining bunday o'zgarishi germaniy, kremniy, Cu_2O , PbS , CdS , $GaAs$ yarimo'tkazgichlarida kuzatilgan. 10.13-rasmda $\Delta\sigma_s$ ning τ ga bog'lanishi ifodalangan. Rasmdan ko'rinadiki, 10^{-8} s tartibidagi vaqtda sirdagi o'tkazuvchanlik dastlabki qiymatidan ancha pastga tushadi, 10^{-5} s da qandaydir $\Delta\sigma_s$ kvazistatsionar qiymatga ega bo'ladi.

Keyin yana 10^{-3} s dan 1 sekundgacha, hatto soatlargacha statsionar qiymat $\Delta\sigma_{\text{sbar}}$ ga egalik qiladi.

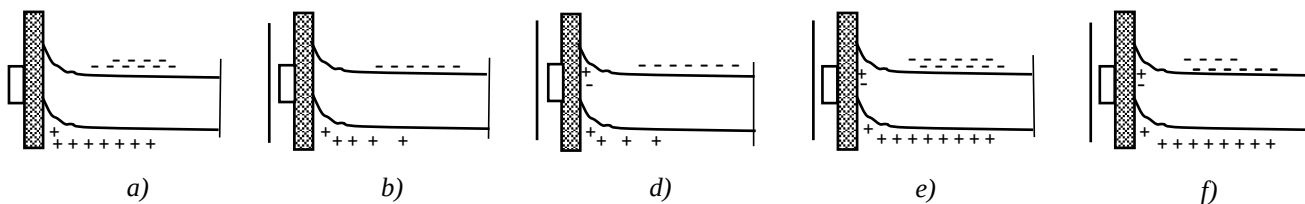
$\Delta\sigma_s$ ning vaqt o'tishi bilan kamayishiga sabab: maydon hosil qilgan zaryad tashuvchilarning bir qismi sirtidagi sathlarga o'tadi. U endi o'tkazuvchanlikda qatnasha olmaydi. Maydon effekti kinetikasining bu xususiyati germaniy va kremniyda sathlarning ikki tizimi borligini, ularning relaksatsiya vaqti bir- biridan kuchli darajada farq qilishligini tasdiqlaydi. $\tau_s \leq 10^{-8}$ s relaksatsiya vaqtiga ega bo'lgan sathlarni «tez» sathlar deb, $\tau_s \geq 10^{-3}$ s bo'lganlarini «sekin» sathlar deb nomlanadi.



10.13-rasm. $\Delta\sigma_s$ ning τ ga bog'lanishi

Bu katta tafovut sathlarning joylashishi bilan bog'liq. Ma'lumki, germaniyni haqiqiy sirtida $\sim 10 \text{ A}^0$ qalinlikdagi oksid qatlam mavjud boladi. Havoda bu qatlam qalinligi $\sim 50 \text{ A}^0$ gacha ortadi, termik ishlovdan so'ng u yana ham qalin bo'lishi mumkin. Oksidning tashqi sirtidagi holatlar «sekin» holatlar bo'ladi, chunki ularning hajmdagi sohalar bilan zaryad tashuvchilar almashinuvi qiyin, relaksatsiya vaqti katta.

Oksid-yarimo'tkazgich chegarasida joylashgan sirtidagi holatlar «tez» holatlar bo'ladi, chunki ularning τ_s kichikdir. 10.14-rasmdagi diagrammalar yordamida maydon effekti kinetikasini batafsil qarab chiqamiz.



10.14-rasm. Maydon effekti kinetikasi diagrammalar

Maydonga kiritilgungacha n -Ge namuna sirtida inversion qatlam mavjud bo'lsin (sohalarning boshlang'ich egilishi yuqoriga qaragan, 10.14-a rasm).

Metall plastinka manfiy bo'ladigan qilib maydon kiritamiz (kuchlanish beramiz) (10.14-b rasm). Plastinkadagi zaryadni neytrallash uchun noasosiy zaryad tashuvchilar (kovaklar) hajmdan sirt yaqinidagi sohaga, elektron esa hajmdati metall elektrodga o'tadi.

Sirt yaqinidagi potensial to'siqning balandligi shunday o'zgaradiki, bunda hajmiy zaryad sohasida N ta ortiqcha kovaklar, hajmda esa N taga kam elektronlar va kovaklar paydo bo'ladi. Binobarin, namuna o'tkazuvchanligi o'zgaradi:

$$\Delta\sigma_s = eN(\mu_{ps} - \mu_{nb} - \mu_{pb}). \quad (10.18)$$

Bu $\Delta\sigma_s$ ning o'rnashish jarayoni diffuzion-dreyf muvozanat hosil bo'lishi (Maksvell relaksatsiya vaqti) $\tau_m = \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma_0}$ vaqt davomida yuz beradi, bunda, σ_0 - namunaning solishtirma qarshiligi. Bu vaqt zaryad tashuvchilarning ekranlanish masofasiga teng masofaga diffuziyasi vaqtiga to'g'ri va mazkur materialning RC si bilan aniqlanadi. Tekshirilgan Ge namunalari uchun $\sim 10^{-11} \sim 10^{-12}$ s bo'lgan.

Bundan keyin $\tau_s - 10^{-8}$ s relaksatsiya vaqti davomida sohalar va «tez» sathlar orasida muvozanat paydo bo'ladi (10.14- d rasm): «tez» sirtdagi sathlar va hajmiy zaryad sohasidagi umumiy zaryad eN ga teng. Agar umumiy zaryadning sirtda o'rnashgan qismini x orqali belgilasak, u holda maydon paydo qilingandan 10^{-8} s o'tkandan keyin o'tkazuvchanlik o'zgarishi

$$\Delta\sigma_s = eN[(1-x)\mu_{ps} - \mu_{nb} - \mu_{pb}] \quad (10.19)$$

bo'ladi.

Namunada ortiqcha zaryad tashuvchilar yashash vaqti τ ga teng (Ge uchun $\sim 10^{-5}$ s) vaqtda hajmda, maydon kiritilguncha mavjud bo'lgan kovaklar va elektronlar zichliklari muvozanati o'rnashadi (4.7-e rasm).

O'tkazuvchanlikning -10^{-5} s o'tgandan keyingi o'zgarishi

$$\Delta\sigma_s = eN(1-x)\mu_{ps} \quad (10.20)$$

$\Delta\sigma_s$ ning keyingi o'zgarishi zaryad tashuvchilarning «sekin» sirtdagi sathlarga o'tishi bilan bog'liq bo'ladi (10.14- f rasm). Ularning zichligi katta bo'lganligi uchun maydon paydo qilgan barcha zaryadlar «sekin» sathlarga o'tib olishi mumkin. Sohalarning sirt yaqinida egilishi o'zining oldingi qiymatiga qaytadi, $\Delta\sigma_s$ esa nolga intiladi. Bu jarayon keng oraliqda (minutlardan soatlargacha) o'zgaradigan «sekin» holatlar relaksatsiyasi vaqtida yuz beradi.

Ma'lumki, maydon effekti kinetikasini turli vaqt oraliqlarida tadqiqlash asosida bir qator muhim parametrlar olinadi. «Tez» va «sekin» sirt sathlari relaksatsiya vaqtlari va ortiqcha zaryad tashuvchilar yashash vaqti topiladi.

Bu holda maydon effekti harakatchanligiga teng bo'lgan zaryad tashuvchilar sirt harakatchanligini ham aniqlab olsa bo'ladi.

10.4. Sirtiy rekombinatsiya tezligi

Ko'pchilik yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar rekombinatsiyasi, asosan, kirishmaviy markazlar (rekombinatsiya markazlari) orqali yuz beradi. Ular hajmda taqiqlangan soha o'rtasi yaqinida joylashgan bo'ladi. Bunday rekombinatsiya nazariyasini Shokli va Rid ishlab chiqqan. Zonalararo rekombinatsiya imkoniyati ham bor, ammo uning ehtimolligi ancha kichik.

Toza kristallar hajmida rekombinatsiya markazlari kam, shu sababli sirt sathlari orqali rekombinatsiya muhim bo'lishi mumkin. Yupqa namunalarda elektron va kovaklar asosan sirtda rekombinatsiyalanadi va shuning uchun zaryad tashuvchilarning effektiv yashash vaqti ana shu rekombinatsiya orqali aniqlanadi. Sirtdagi rekombinatsion markazlar vazifasini sirt elektron holatlar bajaradi. Ular hajmdagi sohalar bilan yaxshi aloqada bo'ladi va zaryad tashuvchilarni tutib qolishning yetarlicha katta kesimlariga egadir.

Sirtiy rekombinatsiya jarayonlarini o'rganish sirtdagi sathlar tabiati, ularning energetik tizimi haqida ma'lumotlar beradi. Ba'zi o'ziga xosliklardan qat'iy nazar, sirt va hajmiy rekombinatsiya, asosan, bir xil qonuniyatlarga bo'ysunadi. Biroq, ayrim hollarda sirt rekombinatsiyani o'rganish hajmiy rekombinatsiyani bilishdan ko'ra qulayroqdir. Shunday sirtiy rekombinatsiya tezligining rekombinatsion sathning elektronlar bilan to'ldirilishiga (ya'ni shu sathning Fermi sathiga nisbatan vaziyatiga) bog'lanishi qiyosan sodda tarzda olinishi mumkin.

Sirtiy rekombinatsiya nazariyasi Shokli-Rid nazariyasi asosida ishlab chiqilgan.

Sirtda N_s zichlik va E_s energiya sathiga ega bo'lgan bir turdagi rekombinatsiya markazlari bo'lsin. Hajmda generatsiyalangan va Δn zichlikka ega bo'lgan ortiqcha zaryad tashuvchilar sirtdagi markazlar orqali rekombinatsiyalanadi. Shu rekombinatsiya tezligini hisoblaymiz.

Agar E_s sathda elektronning bo'lish ehtimolligini f_s bilan belgilasak, uning termodinamik muvozanat holati ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$f_{0s} = \left(\exp \frac{-E_s - E_F}{kT} + 1 \right). \quad (10.21)$$

Elektronlarning o'tkazuvchanlik sohasidan E_s sathga o'tish surati sirt yaqinida n_s zichlikka, E_s sathning band bo'lmagan qismiga proporsional bo'ladi:

$$-\left(\frac{dn_s}{dt} \right)_1 = \chi_{ns} n_s N_s (1 - f_s), \quad (10.22)$$

Bunda χ_{ns} - elektronning E_s sathda bo'lish koeffitsiyenti, elektronlarning shu

sathdan ketish sur'ati:

$$\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_2 = \beta_{ns} f_s N_s, \quad (10.23)$$

Bunda β_s - mazkur o'tish koeffitsiyenti. Ravshanki, elektronlar zichligi o'zgarishi deb

$$-\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 = -\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 - \left(\frac{dn_s}{dt}\right)_2 = \chi_{ns}(1-f_s)n_s N_s - \beta_{ns} f_s N_s, \quad (10.24)$$

Muvozanat sharoitida:

$$\chi_{ns}(1-f_s)n_s N_s = \beta_{ns} f_s N_s. \quad (10.25)$$

(10.21) ifodadan foydalansak,

$$\beta_{ns} = \chi_{ns} N_s \left(\frac{-E_s}{kT}\right), \quad (10.26)$$

Endi

$$\beta_{ns} = \chi_s \exp\left(\frac{-E_s}{kT}\right)$$

Belgilash kiritsak,

$$-\frac{dn_s}{dt} = \chi_{ns} n_s N_s [(1-f_s)n_s - n_{1s} f_s]_1, \quad (10.27)$$

Bunda

$$n_{1s} = N_s \exp\left(\frac{-E_s}{kT}\right). \quad (10.28)$$

Xuddi shu yo'l bilan kovaklar zichligining o'zgarishini topamiz:

$$-\frac{dp_s}{dt} = \chi_{ns} N_s [p_s f_s - p_{1s}(1-f_s)]_1, \quad (10.29)$$

bunda

$$p_{1s} = N_s \exp\left(\frac{E_s}{kT}\right). \quad (10.30)$$

Elektronlar va kovaklar zichligi o'zgarishlari rekombinatsiya natijasida bir-biriga teng, ya'ni $\frac{dn_s}{dt} = \frac{dp_s}{dt}$ va bundan f_s topiladi:

$$f_s = \frac{\alpha_{ns} n_{1s} + \alpha_{ps} p_{1s}}{\alpha_{ns}(n_s - n_{1s}) + \alpha_{ps}(p_s + p_{1s})}. \quad (10.31)$$

Rekombinatsiya natijasida elektron zichligi o'zgarishi endi

$$-\frac{dn_s}{dt} = \frac{\alpha_{ns} \alpha_{ps} N_s (n_s p_s - n_{s0} p_{s0})}{\alpha_{ns}(n_s - n_{1s}) + \alpha_{ps}(p_s + p_{1s})} \quad (10.32)$$

Ko'rinish oladi. $\frac{dn_s}{dt} = \frac{\Delta n_s}{\tau_s} = s$ sirtiy rekombinatstya tezligini bildiradi, ya'ni 1 s da sirtning 1 sm^2 yuzida rekombinatsiyalanayotgan elektronlar va kovaklar sonini bildiradi va sm/s birlikka ega. Hajmiy ρ va n zichliklar bilan sirt p_s va n_s zichliklari orasidagi bog'lanishlar:

$$p_s = pe^{\frac{\varphi_s}{kT}}, n_s = ne^{\frac{\varphi_s}{kT}}, \quad (10.33)$$

ko'rinishlarda bo'lgani uchun, $n_s \cdot p_s - n_{s0} \cdot p_{s0}$ ayirmani $p \cdot n - n_0 \cdot p_0$ ayirma bilan almashtirish mumkin:

$$p = p_0 + \Delta p, n = n_0 + \Delta n, \Delta n = \Delta p_s. \quad (10.34)$$

Natijada s uchun uzil-kesil quyidagi ifoda olinadi:

$$s = \frac{(p_0 + n_0 + \Delta n)Y_{ns}Y_{ps}N_s}{Y_{ns}n_1 + Y_{ps}p_1 + [Y_{ns}n \exp(-\varphi_s / kT) + Y_{ps}p \exp(\varphi_s / kT)]} \quad (10.35)$$

Kuchsiz generatsiya holida $\Delta p \ll p_0$, $\Delta n \ll n_0$, ammo $\Delta p = \Delta n$ bo'ladi va rekombinatsiya tezligi

$$s = \frac{(p_0 + n_0)Y_{ns}Y_{ps}N_s}{Y_{ns}(n_s + n_1) + Y_{ps}(p_s + p_1)} \quad (10.36)$$

Sodda ko'rinishini oladi. Bu yerda

$$p_1 n_1 = n_i^2, p_s n_s = pn. \quad (10.37)$$

Sirtiy rekombinatsiya tezligi tushunchasini qo'llash chegarasi bormi? Ha, bor. Uni quyidagi tahlildan ko'ramiz. Bu masalani miqdoriy tadqiqi quyidagi xulosalarga olib keladi:

1. Agar butun hajm bo'yicha generatsiya bir tekis bo'lib, sirt potentsiali uncha katta bo'lmasa, yuqorida kiritilgan sirtiy rekombinatsiya tezligi tushunchasi adolatlidir.

2. Agar ortiqcha zaryad tashuvchilar generatsiyasi L ekranlash qalinligidagi sirt sohasidagina yuz bersa, u holda $p_s n_s = pn$ tenglik bajarilmaydi, ya'ni hajm bilan sirt orasidagi muvozanat buziladi.

3. Agar zaryad tashuvchilar diffuzion siljish uzunligi l_d fazoviy zaryad sohasi L_s uzunligidan kichik bo'lsa, bu holda ana shu qatlamdagi rekombinatsiya muhim bo'lib qoladi, hajm va sirt muvozanati buziladi.

Hisoblarning natijasiga ko'ra, $p_s n_s = pn$ tenglikning bajarilishi sharti

$$L_1 = \left(L_2 + \frac{s}{\nu_d} \right); \quad (10.38)$$

$$L_1 = \frac{1}{l_d} \int_0^p e^{-y} dx; L_2 = \frac{1}{l_d} \int_0^{l_1} e^y dx; \nu_d = \frac{l_d}{\tau_p}, \quad (10.39)$$

Bunda, l - sirtidan $Y = 1$ bo'ladigan tekislikkacha masofa; l_d — diffuzion siljish uzunligi; τ_p - elektron yarimo'tkazgichlarda kovaklar yashash vaqti; v_d - diffuzion siljish tezligi.

Germaniy uchun amalda foydalaniladigan sohalar egilishi sohasida (10.38) shart bajarilishi tasdiqlangan. Ammo yetarlicha katta Y_s va juda katta s bo'lganda rekombinatsiya tezliklari mazkur tushuncha ma'nosini yo'qotadi. Yuqori Om li kristallarda (past Om lilarga nisbatan) kichik egilishlarda (10.38) bajarilmasligi mumkin. Kremniy uchun amalda foydalanadigan sirt potentsiali qiymatlarida s tushunchasidan ehtiyotkorlik bilan foydalanish kerak. Yana taqiqlangan sohasigacha keng bo'lgan yarimo'tkazgichlarda sirt rekombinatsiya tezligi tushunchasini juda katta kichik sohalar egilishi holidayoq qo'llanib bo'lmaydi.

10.5. Chekli o'lchamli namunalarda zaryad tashuvchilar yashash vaqtiga sirtiy rekombinasiyasining ta'siri

Sirtiy rekombinatsiya tuzoqlarining mavjudligi, tabiiyki, namunadagi rekombinatsiya markazlarining umumiy sonining ko'payishiga va natijada, zaryad tashuvchilarning yashash vaqtining kichrayishiga olib keladi.

Zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyasining sirt yaqinida taqsimlanishini ko'rib chiqaylik, bunda $s \neq 0$ ortiqcha elektron-kovak juftlarini hosil qilish namunaning butun hajmi bo'ylab G tezlikda teng ravishda amalga oshiriladi.

Aniqlik uchun biz n -tipidagi yarimo'tkazgichni tanlaymiz, x koordinatasi namuna yuzasiga normal bo'lib, sirtidan namunaning chuqurligiga kirib borishi bilan ko'tariladi va tashqi elektr maydoni yo'q.

Asosiy bo'lmagan tashuvchilar - kovaklarning ortiqcha konsentratsiyasi $\Delta p(x)$ ni statsionar uzluksizlik tenglamasini yechishdan topish mumkin

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + G = 0. \quad (10.40)$$

Fazoviy zaryad sohasidagi elektr maydonining kuchlanganligi kichik bo'lgani uchun tokning dreyf tashkil etuvchisini hisobga olmaslik mumkin. U holda

$$J_p = -eD_p \frac{dp}{dx}$$

va (10.40) tenglama quyidagicha shaklni oladi:

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + G = 0. \quad (10.41)$$

$x=0$ nuqtadagi kovaklarning sirtga oqimi uchun chegaraviy shart quyidagicha berilishi mumkin:

$$D_p \frac{d\Delta p}{dx} = -\frac{J_p}{e} = \Delta q_s = s\Delta p. \quad (10.42)$$

Sirtiy rekombinatsiya natijasida yuzaga keladigan elektron va kovak oqimlari sof diffuziyaviy xarakterga ega bo'lganligi sababli, sirtning ortiqcha kovak konsentratsiyasining taqsimlanishiga ta'siri sirtidan bir necha diffuziya uzunliklari tartibidagi masofalarda sezilishini kutish mumkin. Demak, $x \rightarrow \infty$ uchun (10.41) uzluksizlik tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$-\frac{\Delta p}{\tau_p} + G = 0 \text{ va } \Delta p|_{x \gg L_p} = G\tau_p. \quad (10.43)$$

(10.41) ning umumiy yechim quyidagi ko'rinishga ega:

$$\Delta p(x) = Ae^{-x/L} + G\tau_p. \quad (10.44)$$

A ni topish uchun $x = 0$ nuqtadagi chegaraviy shartdan (10.42) foydalanamiz:

$$-\frac{A}{L_p} D_p = s(A + G\tau_p). \quad (10.45)$$

bu yerda

$$A = -\frac{Gs\tau_p L_p}{D_p + sL_p} = -\frac{Gs\tau_p^2}{L_p + s\tau_p}. \quad (10.46)$$

Nihoyat, quyidagi ifodani olamiz:

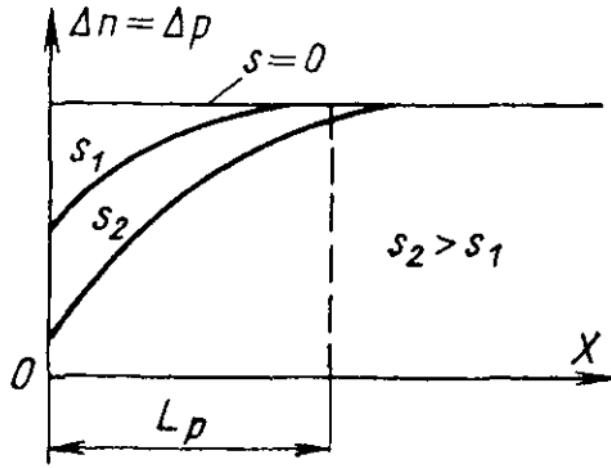
$$\Delta p(x) = G\tau_p \left[1 - \frac{s\tau_p}{L_p + s\tau_p} e^{-x/L_p} \right] = G\tau_p \left[1 - \frac{s/\nu_d}{L_p + s/\nu_d} e^{-x/L_p} \right], \quad (10.47)$$

bu yerda $\nu_d = L_p / \tau_p$ diffuziyaviy tezlik.

Olingan munosabatlarning fizika ma'nosi juda aniq:

1) Agar $s \ll \nu_d$ bo'lsa, u holda kichik diffuziya oqimini ta'minlash uchun sirtiy rekombinatsiya uchun ortiqcha zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasining kichik gradiyentlari kerak, ya'ni. x o'zgarishi bilan Δp ozgina o'zgaradi va $\Delta p \approx G\tau_p$;

2) $s \gg \nu_d$ da Δp x ga kuchli bog'liq bo'ladi, chunki sirtiy rekombinatsiyaga yetarli diffuziya oqimi bo'lishi kerak. s va ν_d ning turli nisbatlarida $\Delta n = \Delta p$ ni x ga bog'liqlik tabiati 10.15-rasmda tasvirlangan.



10.15-rasm. Sirtiy rekombinatsiya tezligining ortiqcha zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining taqsimlanishiga ta'siri

Agar (10.47) ga $x=0$ ni qo'yib yarimo'tkazgich yuzasidagi Δp ortiqcha kovaklarning kontsentratsiyasini aniqlash mumkin:

teng:

$$\Delta p_s = \frac{G\tau_p L_p}{L_p + s\tau_p}. \quad (10.48)$$

$\tau_s = \Delta p_s / G$ ni kiritamiz, bu yarimo'tkazgich yuzasida asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning yashash vaqti. (10.48) dan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$\tau_s = \tau_p \frac{L_p}{L_p + s\tau_p}. \quad (10.49)$$

U holda

$$1 - \frac{\tau_s}{\tau_p} = \frac{s\tau_p}{L_p + s\tau_p}. \quad (10.50)$$

Bu holda (10.47) tenglik quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta p(x) = G\tau_p \left[1 - \left(1 - \frac{\tau_s}{\tau_p} \right) e^{-x/L_p} \right] = G\tau_p \left[1 + \left(\frac{\tau_s}{\tau_p} - 1 \right) e^{-x/L_p} \right]. \quad (10.51)$$

Bu yerdan yarimo'tkazgichning sirtga yaqin sohasidagi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning yashash vaqtini olamiz:

$$\tau(x) = \frac{\Delta p(x)}{G} = \tau_p \left[1 + \left(\frac{\tau_s}{\tau_p} - 1 \right) e^{-x/L_p} \right]. \quad (10.52)$$

Nazorat saollari

1. Sirtiy sathlarning tabiati haqida gapirib bering
2. Kronig-Pennining kuchsiz bog'langan elektronlar modelini tushuntirib bering

3. Tamm va Shokli turidagi sathlarni bayon qiling
4. Yarimo'tkazgichlar sirtidagi fazoviy zaryad qatlami deganda nimani tushunasiz?
5. Yarimo'tkazgichlarda maydon effektini tushuntiring
6. Maydon effektini o'lchashlar asosida sirtidagi sathlar parametrlarini aniqlash qanday bo'ladi?
7. Maydon effekti kinetikasi deganda nimani tushunasiz?
8. Sirtiy rekombinatsiya tezligini tushuntirib bering
9. Shokli-Rid nazariyasini bayon qiling
10. Chekli o'lchamli namunalarda zaryad tashuvchilar yashash vaqtiga sirtiy rekombinasiyasining ta'siri qanday bo'ladi?

XI bob.

YARIMO'TKAZGICHLARDA YORUG'LIKNING YUTILISHI

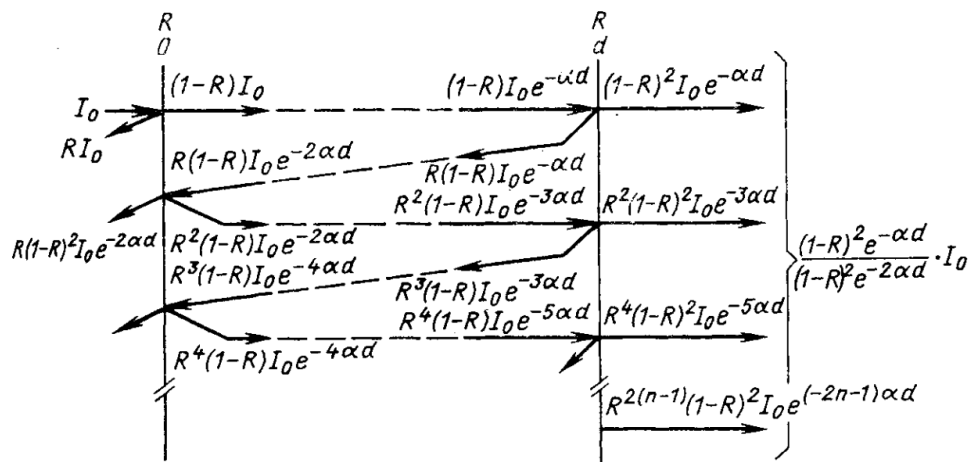
11.1. Qaytarish spektri va yutilish spektri

Faraz qilaylik, intensivligi I_0 bo'lgan monoxromatik nurlanish dastasi yarimo'tkazgich plastinkaga tushsin (11.1-rasm). Qaytarish va yutilish jarayoni tufayli namunadan o'tadigan yorug'lik intensivligi kamayadi. Agar I_R qaytarilgan yorug'likning intensivligi bo'lsa, unda qaytarilgan nurlanishning ulushi quyidagi nisbatga

$$R = I_R / I_0 \quad (11.1)$$

ya'ni, qaytarish koeffitsienti deb ataladigan kattalikka teng bo'ladi.

Moddaning qaytarish koeffitsientining tushayotgan yorug'lik kvantining energiyasiga $R(h\nu)$ yoki to'lqin uzunligiga $R(\lambda)$ bog'liqligi qaytarish spektri deyiladi.



11.1-rasm. Bir nechta ichki qaytarishli tizimda energiya oqimi

Qaytarishni hisobga olgan holda nurlanish $(1-R) I$ namunaning birinchi sirtidan o'tadi. dx qatlamda yorug'likning yutilishi tufayli vaqt birligida I nurlanishning intensivligi dI ga kamayadi. Yutilgan energiya miqdori dI qatlamga tushayotgan energiya miqdori I va yutish qatlamining qalinligi dx ga proporsionaldir:

$$-dI = \alpha I dx. \quad (11.2)$$

Birlik uzunlikdagi qatlamda vaqt birligida birlik nurlanish intensivligi dastasidan modda tomonidan yutilgan energiya miqdorini ifodalovchi proporsionallik koeffitsienti α yutilish koeffitsienti deyiladi.

(11.2) tenglamani integrallash orqali plastinkaning ikkinchi yuzasiga yetib boradigan nurlanish intensivligini $(1-R)I_0 e^{-\alpha d}$ topamiz. Namunadan chiqadigan yorug'likning intensivligi quyidagicha bo'ladi $(1-R) \cdot (1-R)I_0 e^{-\alpha d}$. 11.1-rasmdan

ko'rinadiki, namuna ichidan qaytgan yorug'lik, undan zaiflashgan holda chiqadi. Ushbu effektlarni hisobga olgan holda, o'tkazish koeffitsienti T , d qalinlikdagi namunadan o'tayotgan yorug'lik intensivligi $I = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}} I_0$ ning tushayotgan yorug'lik intensivligi I_0 ga nisbatiga teng bo'ladi.

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}}. \quad (11.3)$$

Agar αd katta bo'lsa, (11.3) ning maxrajidagi ikkinchi hadni tashlab yuborish mumkin. Bunday holda, d qalinlikdagi namuna orqali o'tadigan yorug'lik intensivligi, qaytarishni hisobga olgan holda, quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = (1-R)^2 I_0 e^{-\alpha d}. \quad (11.4)$$

Bu erda α yutuvchi muhitning xarakteristikasi bo'lib, nurlanishning to'lqin uzunligiga bog'liq. Yutish koeffitsientining moddaga tushayotgan $\alpha(h\nu)$ yorug'lik kvantining energiyasiga yoki to'lqin uzunligi $\alpha(\lambda)$ ga bog'liqligi yutilish spektri deyiladi.

N ta yutish markazlari bo'lsin. Vaqt birligida bitta fotonning bitta yutish markazi tomonidan yutilish ehtimolini α bilan belgilaymiz. Boshqacha qilib aytganda, σ - vaqt birligida bitta fotonning samarali yutilish ko'ndalang kesimi. Samarali yutilish ko'ndalang kesimi σ foton energiyasiga va yutish markazlarining tabiatiga bog'liq.

Agar yutuvchi muhitdagi fotonning o'rtacha erkin yugurish yo'lini l_f bilan belgilasak, (5.7) ga ko'ra u quyidagilarga teng bo'ladi:

$$l_f = (\sigma N)^{-1}, \quad (11.5)$$

va yutish koeffitsienti

$$\alpha = 1/l_f = \sigma N \quad (11.6)$$

Bu fotonning uzunlik bilrligidagi yutilish ehtimolini bildiradi.

Faraz qilaylik, yarimo'tkazgichda turli tabiatdagi yutilish markazlari mavjud. Agar yutilish markazlari N_i samarali yutilish kesimi σ_i bilan tavsiflansa, u holda

$$\alpha_i(h\nu) = 1/l_{fi} = \sigma_i N_i. \quad (11.7)$$

Moddaning to'la yutilish koeffitsienti α quyidagicha bo'ladi:

$$\alpha(h\nu) = \sum_i \sigma_i N_i = \sum_i \alpha_i, \quad (11.8)$$

ya'ni, turli markazlarning yutilish koeffitsientlari yig'indisiga teng. Binobarin, moddaning to'liq yutilish spektri turli yutish markazlari yutilish spektrlarining jamlanmasidan iborat.

Yarimo'tkazgichning elektronlari elektromagnit nurlanish bilan o'zaro ta'sirlashganda, ikkita qonun bajarilishi kerak: energiyaning saqlanish qonuni va kvaziimpulsning saqlanish qonuni. Agar elektron energiyasi $h\nu = \hbar\omega$ va impulsi $\hbar\eta$

bo'lgan yorug'lik kvanti bilan o'zaro ta'sir qilishdan oldin uning energiyasi E va kvaziimpulsi p ga teng bo'lsa va o'zaro ta'sirlashgandan mos ravishda E' va p' ga ega bo'lsa, u holda bu qonunlar quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$E' = E + \hbar\omega; \quad (11.9)$$

$$p' = p + \hbar\eta. \quad (11.10)$$

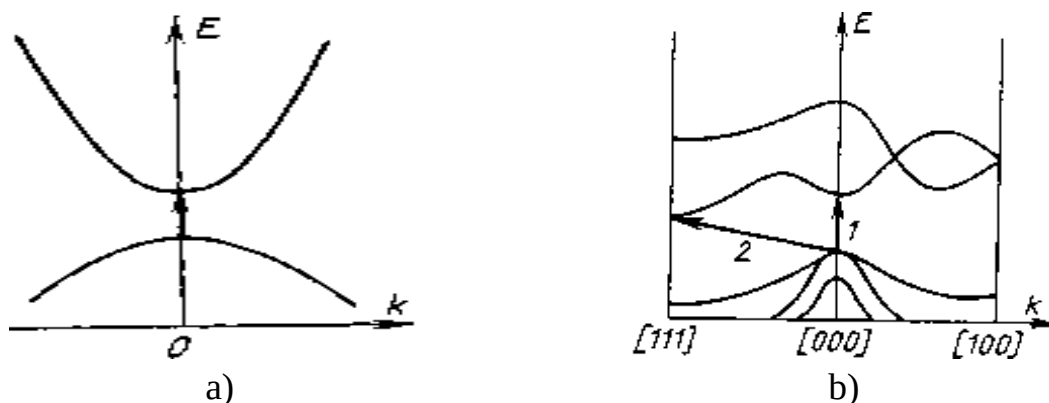
Yarimo'tkazgichlarda nurlanishning yutilishi erkin yoki atom bilan bog'langan elektronlarning energiya holatining o'zgarishi bilan, shuningdek, panjara atomlarining tebranish energiyasining o'zgarishi bilan bog'liq bo'lishi mumkin. Shu munosabat bilan yarimo'tkazgichlarda optik yutilish beshta asosiy turlarga ajratiladi: xususiy, eksitonli, erkin zaryad tashuvchilar tomonidan yutilish, kirishmaviy va panjarali yutilish.

11.2. To'g'ri o'tishlarda xususiy yutilish

Agar yarimo'tkazgich yorug'lik kvantini yutganda, elektronlar valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga qo'zg'atilgan bo'lsa, unda bunday yutilish xususiy yoki fundamental deyiladi. Yarimo'tkazgichning xususiy yutilishini o'rganishda uning energiya zonolari tuzilishini hisobga olish kerak. Hozirgi vaqtda ma'lum bo'lgan yarimo'tkazgichlarni energiya zonolari konfiguratsiyasiga ko'ra ikkita asosiy turga bo'lish mumkin. Ulardan birinchisida $k_{\min}$ to'lqin vektori bilan xarakterlanadigan o'tkazuvchanlik zonasidagi minimal energiya va $k_{\max}$ to'lqin vektori bilan aniqlangan valentlik zonasidagi maksimal energiya Briluyen zonasining aynan bir nuqtasida (odatda $k = 0$ nuqtada) joylashgan. Boshqacha qilib aytganda, bu yarimo'tkazgichlar uchun $k_{\min} = k_{\max}$ (11.2- a rasm). Bunday zona tuzilishiga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarga indiy antimonid misol bo'ladi (2.25-rasmga qarang).

Ikkinchi turdagi moddalar uchun o'tkazuvchanlik va valentlik zonalarining ekstremumlari turli k da bo'ladi, shuning uchun bu holda $k_{\min} \neq k_{\max}$ (11.2- b rasm). Oxirgi turdagi moddalarga germaniy va kremniyni o'z ichiga olgan ko'pchilik yarimo'tkazgichlar kiradi (2.21-rasmga qarang).

Elektronlarning taqiqlangan zona orqali o'tishi, birinchi navbatda, valentlik zonasining maksimal va o'tkazuvchanlik zonasining minimaliga mos keladigan energiya holatlari o'rtasida, ya'ni 11.2-a rasmda ko'rsatilganidek, kvaziimpuls p yoki to'lqin vektor k larning nolga yaqin qiymatlarda sodir bo'ladi.



11.2-rasm. Zonalararo to'g'ri o'tishlarda xususiy yutilish (a) va murakkab energiya zonali yarimo'tkazgichdagi optik o'tishlar (b)

Fotonning impulsini $\hbar\eta = 1/\lambda_f$ elektron kvaziimpulssi bilan solishtirganda juda kichik, chunki yorug'likning to'lqin uzunligi $10^{-1}-10^{-5}$ sm va 300 K dagi elektron energiyasiga to'g'ri keladigan kristalldagi elektronning to'lqin uzunligi taxminan $5 \cdot 10^{-7}$ sm ni tashkil qiladi. Shu munosabat bilan, (11.10) da foton impulssini e'tiborga olmaslik mumkin, shuning uchun

$$p^{\parallel} = p \quad (11.11)$$

yoki

$$k^{\parallel} = k. \quad (11.12)$$

Elektron o'tishlarni tanlash qoidasi deb ataladigan (11.11) yoki (11.12) munosabat shuni ko'rsatadiki, shunday o'tishlar mavjudki unda kristall elektronining nurlanish maydoni bilan o'zaro ta'siri jarayonida elektronning to'lqin vektori saqlanar ekan. Bu o'tishlar vertikal yoki to'g'ri o'tishlar deb ataladi (11.2-a rasm va 11.2-b rasmda 1-o'tish).

O'tkazuvchanlik zonasi va valentlik zonasi sferik simmetriyaga ega bo'lgan yarimo'tkazgich uchun to'g'ridan-to'g'ri zonalararo o'tishlar paytida xususiy yutilishni ko'rib chiqaylik. Faraz qilaylik, valentlik zonasi to'liq elektronlar bilan band, o'tkazuvchanlik zonasi esa butunlay bo'sh. Bu shart $0 K^0$ xaroratga to'g'ri keladigan legirlanmagan yarimo'tkazgichlar uchun o'rinli. 11.3-rasmga ko'ra valentlik zonasidagi har bir boshlang'ich E holat $h\nu$ energiyaga ega yorug'lik kvantini yutishi natijasida o'tkazuvchanlik zonasidagi yakuniy E' holatga o'tadi:

$$E^{\parallel} = h\nu + E. \quad (11.13)$$

(4.4) va (4.10) ga muvofiq sferik simmetriya zonalari holatida:

$$E^{\parallel} = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}; \quad E = E_V - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}, \quad (11.14)$$

shuning uchun

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*}, \quad (11.15)$$

Bu erda $E_g = E_C - E_V$ - taqiqlangan zona kengligi va m_r^* - elektron, kovakning keltirilgan massasi bo'lib quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*}. \quad (11.16)$$

(11.6) ga muvofiq $\alpha(h\nu)$ yutilish koeffitsienti fotonning o'rtacha erkin yugurish yo'li l_f ga teskari proporsional bo'lib, u o'z navbatida fotonning tezligi v_f va uning o'rtacha erkin yo'lga ketgan vaqti τ_f bilan aniqlanadi. Demak,

$$\alpha(h\nu) = 1/l_f = 1/v_f \tau_f = g(h\nu) \pi / c. \quad (11.17)$$

bu yerda $g(h\nu) = 1/\tau_f$ - vaqt birligida fotonning yutilish ehtimoli; $v_f = c/\pi$ - muhitdagi foton tezligi; π - moddaning sindirish ko'rsatkichi (ko'rsatkichning haqiqiy qismi); c -yorug'likning vakuumdagi tezligi.

Vaqt birligida yutilgan energiyasi $h\nu$ dan $h(\nu + d\nu)$ gacha oraliqda bo'lgan yorug'lik kvantlarining soni elektronning o'tish ehtimoli $P(h\nu)$ ga va $|E|$ energiya oralig'idagi valentlik zonasidagi kvant holatlar soniga proporsionaldir:

$$g(h\nu)d(h\nu) = 2P(h\nu)N(E)|dE|. \quad (11.18)$$

Bu erda 2 koeffisienti yorug'lik qutblanishining ikkita mumkin bo'lgan yo'nalishini hisobga oladi. (4.11) ga muvofiq valentlik zonasidagi kvant holatlarining zichligi quyidagiga ega:

$$N(E) = \frac{(2m_p^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^2} (E_V - E). \quad (11.19)$$

(11.14) va (11.19) dan foydalanib, quyidagilarni olamiz:

$$g(h\nu)d(h\nu) = \frac{2}{\pi^2} P(h\nu) k^2 dk. \quad (11.20)$$

Ammo (11.15) ifodadan quyidagi kelib chiqadi:

$$d(h\nu) = \frac{\hbar^2}{m_r^*} k dk, \quad (11.21)$$

bu yerda

$$k = \frac{(2m_r^*)^{1/2}}{\hbar} (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (11.22)$$

shuning uchun

$$g(h\nu) = \frac{(2m_r^*)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} P(h\nu) (h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (11.23)$$

To'g'ridan-to'g'ri ruxsat etilgan o'tishlar uchun kvaziimpulssini (11.11) saqlanishi bilan o'tish ehtimoli $P(h\nu)$ foton energiyasiga bog'liq emas. Buni hisobga olgan holda, (11.17) va (11.23) ga asoslangan to'g'ridan-to'g'ri ruxsat etilgan o'tishlar uchun (11.2-rasmga qarang) xususiy yutilish koeffisienti quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\begin{cases} \alpha = A(h\nu - E_g)^{1/2}, h\nu > E_g; \\ \alpha = 0, h\nu \leq E_g, \end{cases} \quad (11.24)$$

bu yerda

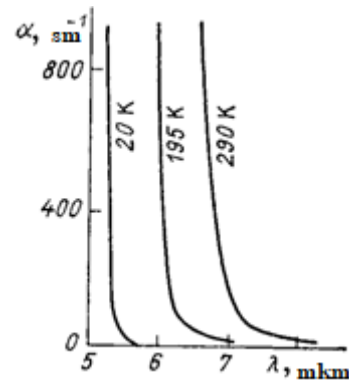
$$A = \frac{\pi^2 [2m_n^* m_p^* / (m_n^* + m_p^*)]^{3/2}}{h^2 c m_n^* \epsilon_r \pi}. \quad (11.25)$$

(11.24) munosabat cheklangan $h\nu - E_g$ o'zgaruvchanlik oraliq'ida amal qiladi.

11.4-rasmdan ko'rinadiki, α^2 ma'lum bir oraliqda $h\nu$ ga chiziqli bog'liq. Ushbu chiziqni absissa o'qi bilan kesishishgancha davom ettirish to'g'ridan-to'g'ri ruxsat etilgan o'tishlar uchun taqiqlangan zonaning kengligi E_g ni aniqlash imkonini beradi.



11.4-rasm. To'g'ridan-to'g'ri ruxsat etilgan o'tishlar uchun yutilish koeffitsienti kvadratining energiyaga bog'liqligi



11.5-rasm. Turli haroratlarda surma antimonidining yutilish spektri

(11.24) dan kelib chiqadiki, to'g'ri o'tishlar uchun taqiqlangan zona kengligidan kam bo'lgan energiyali kvantlarning yutilishi bo'lmasligi kerak. Shu sababli, uzun to'lqinlar (yoki kichik energiyalar) tomonidagi xususiy yutilish chekkasi juda keskin bo'lishi kerak. Darhaqiqat, 11.5-rasmda ko'rsatilganidek, to'g'ri zonalarga ega bo'lgan juda sof antimonid indiy monokristallda yutilishning keskin o'sishi kuzatiladi.

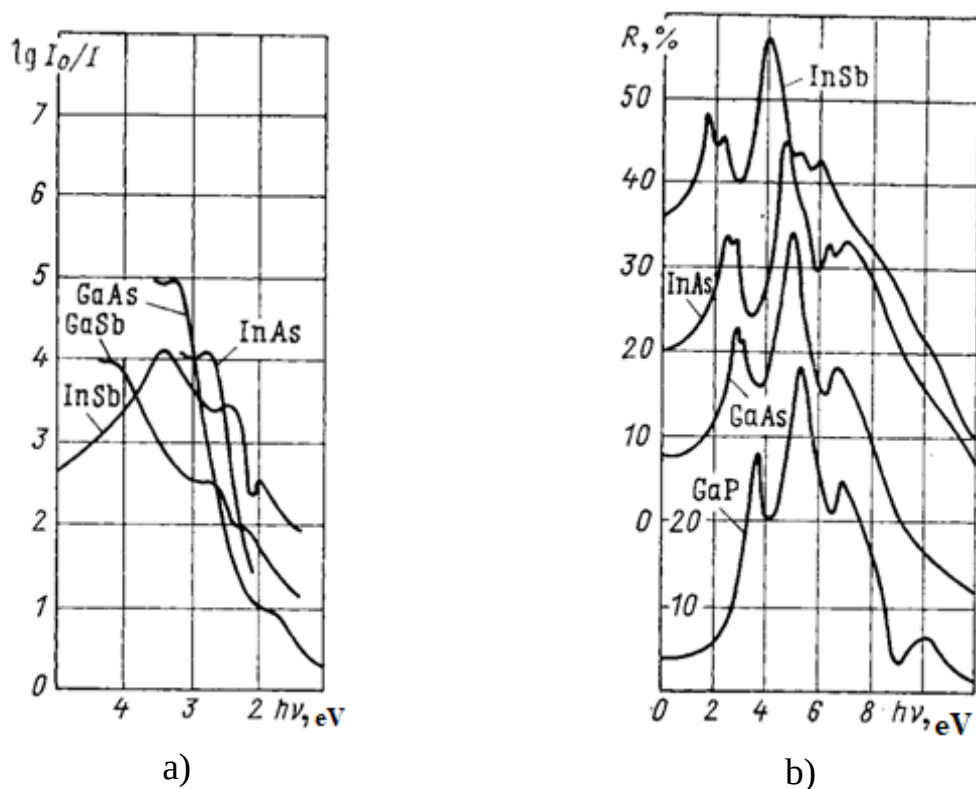
s-holatdagi valentlik zonasidan, atom p -funktsiyasiga asoslangan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishlar to'g'ridan-to'g'ri, ammo "taqiqlangan" bo'ladi (2.11-rasmga qarang). Barcha $k \neq 0$ uchun taqiqlangan o'tishlarda o'tish ehtimoli $P(h\nu) k^2$ ga proporsionaldir.

Buning natijasida taqiqlangan to'g'ri o'tishlar uchun o'tish ehtimoli energiyaga quyidagicha bog'liq:

$$P(h\nu) \approx k^2 = \text{const}(h\nu - E_g). \quad (11.26)$$

Shuning uchun, to'g'ri taqiqlangan zonalararo o'tishlar uchun yutilish koeffitsienti quyidagi munosabat orqali ifodalanadi:

$$\alpha'(h\nu) = A'(h\nu - E_g)^{3/2}. \quad (11.27)$$



11.6-rasm. Ba'zi $A^{III}B^V$ yarimo'tkazgichlarning 80 K dagi (a) yutilish spektrlari va 300 K dagi (b) qaytarish spektrlari

Yarimo'tkazgichlarning o'tkazuvchanlik zonasi odatda bir nechta kichik zonachalarni o'z ichiga oladi (2.21-rasmga qarang). Shuning uchun, energiyasi ta'qiqlangan zonaning kengligidan katta bo'lgan foton yutilganda, valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga to'g'ridan-to'g'ri o'tishlar tanlov qoidasi qanoatlantirilgan kvaziimpuls fazosining barcha nuqtalarida sodir bo'lishi mumkin. Bunday holda, o'tkazuvchanlik zonasining murakkab tuzilishidan qaytuvchi yutilish spektri murakkab bo'ladi. Bunday tadqiqotlar uchun yarimo'tkazgichlarning yupqa plyonkalari qo'llaniladi, chunki $E > E_g$ li foton energiyalarida yutish koeffitsienti α juda katta bo'ladi. Misol tariqasida, 11.6- a rasmda 80 K dagi ba'zi $A^{III}B^V$ tipidagi yarimo'tkazgichlarning yupqa plyonkalarining yutilish spektrlari ko'rsatilgan.

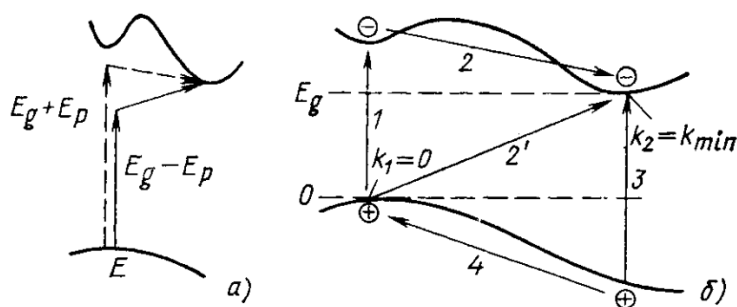
Yuqori energiyalarda to'g'ri o'tishlar qaytarish spektrlarida ham paydo bo'ladi. Ularda, 11.6- b rasmdan ko'rinib turibdiki, o'tkazuvchanlik zonasining murakkab tuzilishini aks ettiruvchi bir qator cho'qqilar kuzatiladi. Bu cho'qqilarning yuqori intensivligi boshlang'ich va oxirgi holatlarning yuqori zichligi bilan bog'liq.

11.3. Noto'g'ri o'tishlarda xususiy yutilish

Ba'zi hollarda tanlov qoidalarini "yumshatish" omillari mavjud bo'lib, buning natijasida to'g'rodan-to'g'ri bo'lmagan zonalar orasidagi vertikal o'tishlar ham qabul qilinadi (11.2- b rasmdagi 2-o'tish). Ammo, bunday o'tishlarning ehtimoli to'g'ri o'tishlar ehtimolidan ancha kichik (11.2- b rasmda 1-o'tish). To'g'ri o'tishlardan farqli o'laroq, noto'g'ri o'tishlarda kvaziimpulsning saqlanish qonuni rasmda ko'rsatilganidek, fonon bilan o'zaro ta'sirlashuvi orqali ta'minlanadi 11.7-a rasm. Shuning uchun, noto'g'ri yoki vertikal bo'lmagan o'tishlar fononlarning emissiyasi yoki yutilishi bilan sodir bo'ladi. Bu o'tishlar to'g'ri o'tishlar natijasida yuzaga keladigan xususiy yutilish chegarasida uzun to'lqinli tomonda joylashgan yutilishni aniqlaydi. To'g'ri va noto'g'ri o'tishlar germaniy va kremniyning yutilish spektrida juda aniq namoyon bo'ladi. 11.8-rasmga ko'ra, xona haroratida germaniydagi noto'g'ri va to'g'ri optik o'tishlarga mos keladigan fonon energiyasining asosiy joy qiymatlari $0,64$ va $0,81$ eV ni tashkil qiladi.

Noto'g'ri o'tishli zonalar bo'lgan yarimo'tkazgichda noto'g'ri o'tish holatlarida valentlik zonasining har qanday band holatidan o'tkazuvchanlik zonasining istalgan erkin holatiga o'tish mumkin. Bitta fononning yutilishi yoki chiqarishi bilan birga sodir bo'luvchi noto'g'ri zonalar orasidagi noto'g'ri o'tishlar uchun yutilish koeffitsientini quyidagicha hisoblash mumkin. Noto'g'ri o'tishni juda qisqa yashash vaqtiga ega bo'lgan bir qator oraliq "virtual" holatlar orqali sodir bo'ladigan o'tish sifatida ko'rib chiqamiz. Bunday holda, energiyaning saqlanish qonuni faqat butun o'tish uchun bajariladi, elektron virtual holatga o'tganda, uning kvaziimpulsi saqlanadi.

Soddalik uchun noto'g'ri zonalar orasidagi noto'g'ri o'tish boshlang'ich holati $k_1=0$ dan yakuniy holatga $k_2=k_{min}$ (11.7- b rasmda 2-o'tish) sodir bo'ladi deb faraz qilamiz. Fononning chiqishi yoki yutilishi bilan sodir bo'ladigan bunday o'tish uchun ikkita imkoniyat mavjud. $k_1=0$ bo'lgan valentlik zonasining yuqori qismiga yaqin joylashgan elektron yorug'lik bilan qo'zg'alib, o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi va u erda bir xil to'lqin vektoriga ega bo'lgan holatni egallaydi (11.7-b rasmda 1-o'tish). Valentlik zonasida bunday o'tish natijasida $k_1=0$ bo'lgan teshik qoladi.



11.7-rasm. Noto'g'ri zonalar mavjud yarimo'tkazgichdagi noto'g'ri o'tishlar

Shu bilan birga elektr o'tkazuvchanligi $k_1=0$ bo'lgan elektron o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismiga mos keladigan energiyaga qaraganda yuqoriroq energiyaga ega, shuning uchun juda qisqa vaqt oralig'ida fononni yutib yoki chiqarib minimal energiya $k_2=k_{min}$ yaqinidagi holatga o'tadi (11.7-b rasmda 2-o'tish).

Bundan tashqari, quyidagicha o'tish ham bo'lishi mumkin. Yorug'lik kvantini yutib, valentlik zonasida chuqur yotuvchi holatdan elektron vertikal ravishda o'tkazuvchanlik zonasidagi $k_2=k_{min}$ (11.7-b rasm 3-o'tish) bo'lgan holatga o'tadi. Natijada, valentlik zonasida chuqur yotuvchi teshik qoladi, u fonon chiqarishi yoki yutishi oqibatida valentlik zonasining yuqori qismiga yaqin holatga o'tadi (11,7 b-rasm 4-o'tish).

Elektron avval vertikal birinchi o'tishni, keyin ikkinchi o'tishni amalga oshirganda o'tishlar uchun yutilish koeffisientini hisoblaymiz. Valentlik zonasidagi elektronning boshlang'ich energiyasi E , o'tkazuvchanlik zonasidagi oxirgi holatdagi elektronlarning energiyasi E' bo'lsin. Optik o'tishlarda ishtirok etuvchi fononning energiyasi E_p bilan belgilanadi. Agar energiyani hisoblash valentlik zonasining pastki qismidan boshlansa, u holda fononni yutish holatida elektronga teskari o'tishni amalga oshirish uchun zarur bo'lgan yorug'lik kvantining energiyasi (11.7 b -rasm) quyidagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$h\nu_\alpha = E' - E - E_p, \quad (11.28)$$

Fononni chiqarish holatida elektronga teskari o'tishni amalga oshirish uchun zarur bo'lgan yorug'lik kvantining energiyasi

$$h\nu_e = E' - E + E_p \quad (11.29)$$

bo'ladi.

Yutish koeffitsienti α boshlang'ich $N(E)$ va yakuniy holatlar $N(E')$ zichliklari ko'paytmasining $h\nu \pm E_p$, energiya bilan ajratilgan barcha mumkin bo'lgan holatlar juftliklari bo'yicha integralga proporsionaldir, demak,

$$\alpha = \int_0^{E_m} N_p N(E) N(E') dE. \quad (11.30)$$

Qabul qilingan energiyani hisobga olgan holda (11.7-rasm), E energiyada (valentlik zonasida) boshlang'ich holatlarning zichligi quyidagiga ega:

$$N(E) = \frac{(2m_p^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} |E|^{1/2}, \quad (11.31)$$

va (11.28) va (11.29) larga asosan E' energiyada (o'tkazuvchanlik zonasida) holatlarning zichligi quyidagiga tengdir:

$$N(E') = \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} (E' - E_g)^{1/2} = \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} (h\nu - E_g \pm E_p + E)^{1/2}. \quad (11.32)$$

Agar nomuvozanatliy fonon taqsimot funksiyasi muvozanatli (n) dan unchalik farq qilmasa, u holda (3.75) ga asosan fononlar soni quyidagi formula bilan aniqlanadi deb taxmin qilish mumkin.

$$N_p = \langle n \rangle = \frac{1}{e^{E_p/kT} - 1}. \quad (11.33)$$

$$E_m = -(h\nu - E_g \pm E_p),$$

$$\alpha(h\nu) = A' N_p \int_0^{-(h\nu - E_g \pm E_p)} |E|^{1/2} (h\nu - E_g \pm E_p + E)^{1/2} dE = A N_p (h\nu - E_g \pm E_p)^2, \quad (11.34)$$

Bu yerda A -qandaydir doimiy kattalik.

Agar (11.33) ni (11.34) ga qo'ysak, fononni yutish bilan sodir bo'luvchi o'tishlar uchun yutilish koeffisienti quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\alpha_\alpha(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^2}{e^{E_p/kT} - 1}, \quad h\nu > E_g - E_p; \quad (11.35)$$

$$\alpha_\alpha = 0, \quad h\nu \leq E_g + E_p.$$

Fonon chiqarish ehtimoli $N_p + 1$ ga proporsionaldir, shuning uchun fonon chiqarishdagi yutilish koeffisienti:

$$\alpha_\alpha(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^2}{1 - e^{-E_p/kT}}, \quad h\nu > E_g + E_p. \quad (11.36)$$

$h\nu > E_g + E_p$ da yorug'likning fononlarning yutilishi bilan ham, chiqarilishi bilan ham yutilishi mumkin bo'lganligi sababli, notog'ri zonalararo o'tishlar uchun yutilish koeffitsienti yig'indisi quyidagiga ega bo'ladi:

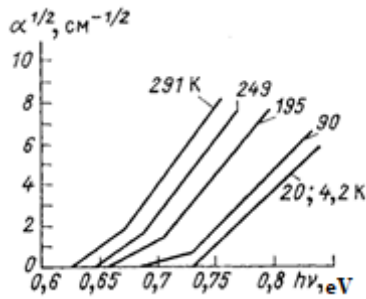
$$\alpha(h\nu) = \alpha_\alpha(h\nu) + \alpha_e(h\nu) = A \left[\frac{(h\nu - E_g + E_p)^2}{e^{-E_p/kT} - 1} + \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - e^{-E_p/kT}} \right], \quad h\nu > E_g + E_p. \quad (11.37)$$

(11.37) munosabatini quyidagicha ifodalash mumkin:

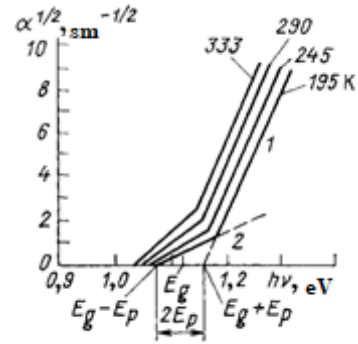
$$E_g - E_p < h\nu \leq E_g + E_p \text{ uchun } \alpha = A \frac{(h\nu - E_g + E_p)^2}{e^{-E_p/kT} - 1}, \quad (11.38)$$

$$h\nu \leq E_g - E_p \text{ uchun } \alpha = 0.$$

Germaniy va kremniy uchun $\alpha^{1/2}$ ning $h\nu$ ga bog'liqligi grafigi quyidagi 11.8-9-rasmlarda keltirilgan bo'lib ikkita to'g'ri chiziqli uchastkaga ega.



11.8-rasm. Germaniy uchun $\alpha^{1/2}$ ning $h\nu$ ga bog'liqligi



11.9-rasm. Kremniy uchun $\alpha^{1/2}$ ning $h\nu$ ga bog'liqligi

1-to'g'ri chiziq $E_g + E_p$ nuqtasida absissa o'qi bilan kesishadigan $\alpha_e^{1/2}$ bog'liqligiga mos keladi. 2-to'g'ri chiziq $\alpha_a^{1/2}$ bog'liqligini tavsiflaydi va $E_g - E_p$ nuqtada absissa o'qi bilan kesishadi. Bir xil haroratga mos keladigan $\alpha_a^{1/2}$ va $\alpha_e^{1/2}$ chiziqlarining $h\nu$ o'qidagi kesishish nuqtalari orasidagi kesma uzunligi $2E_p$ ga teng. Ushbu kesmaning o'rtasida $h\nu = E_g$ nuqtasi joylashgan. Shu bilan birga, 11.9-rasmda ko'rsatilganidek, tadqiqot harorati pasayganda, $\alpha^{1/2}$ - bog'liqlik grafigi $h\nu$ ning kattaroq qiymatlari tomon siljiydi, bu taqiqlangan zona kengligining haroratga bog'liqligini aks ettiradi va $\alpha_a^{1/2}$ to'g'ri chiziqning qiyaligi nolga intiladi. Buning sababi shundaki, past haroratlarda juda kam fononlar qo'zg'aladi va shuning uchun fononni yutish orqali optik o'tish bo'lishi mumkin emas.

Agar $k_1 = 0$ da to'g'ri o'tish taqiqlangan bo'lsa, u holda bu holat uchun noto'g'ri taqiqlangan zonalararo o'tishlar yutilish koeffisienti bilan tavsiflanadi, (11.26) ga muvofiq:

$$E_g - E_p < h\nu \leq E_g + E_p \text{ uchun } \alpha \sim \frac{(h\nu - E_g + E_p)^3}{e^{-E_p/kT} - 1}. \quad (11.39)$$

To'g'ridan-to'g'ri ruxsat etilgan zonalararo o'tishlar uchun yutilish koeffisienti α odatda $10^4 - 10^5 \text{ sm}^{-1}$ ga etadi va noto'g'ri zonalar orasidagi noto'g'ri o'tish uchun $\alpha = 10^{-1} - 10^3 \text{ sm}^{-1}$ ga teng (11.8-rasmga qarang).

Noto'g'ri zonalararo o'tishlarni ko'rib chiqishda fononning faqat bitta turi hisobga olindi. Aslida, kristalda juda ko'p, turli xil fononlar mavjud bo'lishi mumkin. Optik o'tishlarda faqat elektron kvaziimpulsining kerakli o'zgarishini ta'minlaydigan fononlar ishtirok etadi. Bunday fononlar odatda bo'ylama va ko'ndalang akustik fononlardir. 11.1-jadvalda germaniy va kremniy uchun E_p fonon energiyasining qiymatlari, shuningdek $\theta = E_p/k$ ekvivalent harorati keltirilgan.

11.1-jadval. Fonon energiyasi va germaniy va kremniydagi tebranishlarning turli tarmoqlari uchun Debay haroratlari

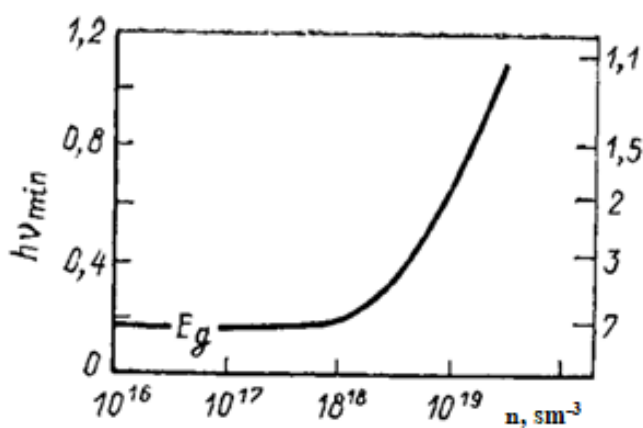
Yarimo'tkazgich	Tebranishlar turi	Fonon energiyasi $E_p = k\theta$, eV	Ekvivalent harorat θ , K
Germaniy	Bo'ylama akustik LA	0.0275	320
	Ko'ndalang akustik TA	0.0077	90
	Ko'ndalang optik TO	0.034	400
Kremniy	Bo'ylama akustik LA	0.016	230
	Ko'ndalang akustik TA	0.055	700
	Ko'ndalang optik TO	0.119	1370
	Bo'ylama optik LO	0.083	1010

11.4. Kuchli legirlangan va amorf yarimo'tkazgichlarda yutilish

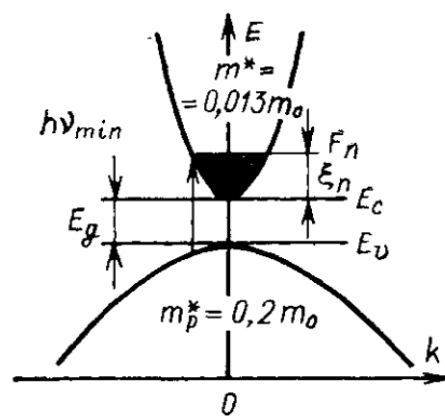
To'g'ri taqiqlangan zonaga ega bo'lgan indiy antimonidida erkin elektronlar konsentratsiyasi ortishi bilan xususiy yutilish zonasining chekkasi qisqaroq to'lqin uzunliklari tomon siljiydi. Misol uchun, elektron konsentratsiyasi $5 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$ bo'lgan n -tipli material uchun yutilish chegarasi $3,5 \text{ mkm}$ bo'lsa, legirlanmagan yarim o'tkazgich uchun xona haroratidagi uzun to'lqinli yutilish chegarasi $7,1 \text{ mkm}$ ga to'g'ri keladi (11.10 a-rasm).

Buning sababi, indiy antimonidida elektronlarning samarali massasi kichikligi ($m_n^* = 0.013m_0$) tufayli o'tkazuvchanlik zonasi katta egrilik $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2}$ bilan tavsiflanadi, shuning uchun undagi holatlarning zichligi kichik bo'ladi (11.10 b-rasm).

Natijada, erkin elektronlar konsentratsiyasining ortishi bilan elektron gazning aynishi tez sodir bo'ladi va Fermi sathi F_n o'tkazuvchanlik zonasining pastki qismidan $\xi_n = F_n - E_C$ ga ko'tariladi. Fermi darajasidan past bo'lgan holatlar allaqachon to'ldirilganligi sababli, bu holatlarga o'tish bilan bog'liq yutilish mumkin emas. Bunday holda, $h\nu_{min}$ (11.10 b-rasmdagi to'g'ri o'tish) taqiqlangan zona kengligidan kattaroq bo'ladi va shuning uchun yutilish chekkasi taxminan ξ_n ga teng miqdorda yuqori energiyalarga siljishi kerak.



a)



b)

11.10-rasm. n-tipli InSb da optik energiya oralig'i $h\nu_{\min}$ ning elektron konsentratsiyasiga (a) va energiyaning kvaziimpulsga (b) bog'liqligi. sm^{-3}

11.5. Yarimo'tkazgichlarning xususiy yutilishiga tashqi omillarning ta'siri

Turli yarimo'tkazgichlarda o'tkazilgan ko'plab tajribalar shuni ko'rsatadiki, harorat, bosim, elektr va magnit maydonlar kabi tashqi ta'sirlar ularning xususiy yutilish spektriga sezilarli ta'sir ko'rsatadi. Ularning yarimo'tkazgichning energiya sathlariga ta'sirini bilish kristalldagi elektronlarning holatini ko'rib chiqish bilan bog'liq nazariy muammolarni hal qilish uchun ham, yarimo'tkazgich qurilmalarini ishlab chiqarish va ishlatish bilan bog'liq amaliy ahamiyatga ega bo'lgan muammolarni hal qilish uchun ham zarur.

11.5.1. Haroratning ta'siri

Yarimo'tkazgichda harorat oshishi bilan atomlarning muvozanat holatiga nisbatan tebranishlari kuchayadi va panjara kengayadi. Ba'zi yarimo'tkazgichlar uchun 2.7-rasmga ko'ra panjara konstantasining ortishi bilan taqiqlangan zona kengligining kichrayishi asosiy yutilish zonasining uzun to'lqinlar tomon siljishi bilan birga kuzatiladi (11.5-rasmga qarang). Debay haroratidan ancha past harorat oralig'idagi ko'plab yarimo'tkazgichlar uchun taqiqlangan zona kengligining haroratga bog'liqligi quyidagi shakldagi empirik munosabat bilan tavsiflanadi:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (11.40)$$

Bu yerda $E_g(0)$ – 0 K da taqiqlangan zonaning kengligi; α va β doimiy qiymatlar bo'lib, ba'zi yarimo'tkazgichlar uchun ularning qiymatlari 11.2-jadvalda keltirilgan.

11.2-jadval. E_g ning qiymati va α va β parametrlari

Yarimo'tkazgich turi	Zonalararo o'tishlar turi	$E_g(0)$, eV	$\alpha \cdot 10^4$	B
Si	E_{gi}	1,1557	7,021	1108
Ge	E_{gi}	0,7412	4,561	210
Ge	E_{gd}	0,8893	6,842	398
6H·SiC	E_{gi}	3,024	-0,3055	-311
GaAs	E_{gd}	1,5216	8,871	572
InP	E_{gd}	1,4206	4,906	327
InAs	E_{gd}	0,426	3,158	93

Bu yerda E_{gi} noto'g'ri o'tishlar; E_{gd} - to'g'ri o'tishlar.

Debay haroratidan ancha yuqori haroratlarda taqiqlangan zona kengligining bog'liqligi chiziqli bo'ladi:

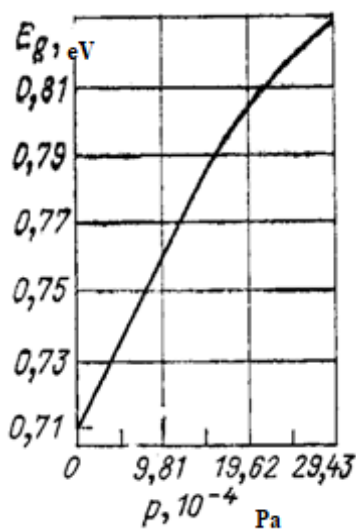
$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T. \quad (11.41)$$

11.5.2. Bosimning ta'siri

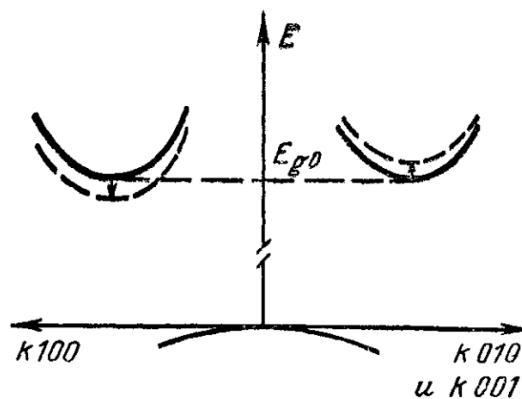
Kristall gidrostatik bosim deb ataladigan barcha yo'nalishlarda siqilganda, uning atomlari orasidagi masofa kamayadi. Ammo 2.7-rasmga muvofiq atomlararo masofaning kamayishi taqiqlangan zona kengligining oshishiga olib kelishi kerak.

Bosimning oshishi bilan E_g ning ortishi to'g'ri taqiqlangan zonalarga ega bo'lgan ko'pchilik yarim o'tkazgichlarda kuzatiladi. Bunday yarimo'tkazgichlarda gidrostatik bosim ortishi bilan xususiy yutilish chegarasi qisqaroq to'liq uzunlikli tomon siljiydi.

Noto'g'ri taqiqlangan zonali yarimo'tkazgichlarda E_g ning bosimga bog'liqligi murakkab bo'lishi mumkin. Misol uchun, germaniyda, 11.15-rasmda ko'rsatilganidek, E_g bosimining oshishi bilan ortadi, kremniy uchun esa, aksincha, kamayadi (11.16-rasm). Galliy arsenidida gidrostatik bosimning oshishi bilan to'g'ri o'tishlar uchun o'tkazuvchanlik zonasining minimumi noto'g'ri o'tishlar uchun minimumdan tezroq yuqoriga qarab harakat qiladi. Shuning uchun, bosim kuchayganda, u noto'g'ri o'tishlarga ega yarimo'tkazgichga aylanishi mumkin.



11.15-rasm. 350 K da germaniyning taqiqlangan zonasi kengligining bosimga bog'liqligi



11.16-rasm. [100] yo'nalishi bo'yicha bir o'qli siqilish ta'sirida kremniy o'tkazuvchanlik zonasining bo'ylama va ko'ndalang siljishi

Kristallning bir tomonlama siqilishi yoki cho'zilishi o'tkazuvchanlik zonasida turli xil energiya minimumlar holatining siljishiga olib keladi. Masalan, kremniy kristallni [100] o'qi bo'ylab siqilishi siqilish yo'nalishi bo'yicha taqiqlangan zona kengligini kamaytiradi, lekin ko'ndalang yo'nalishda bir vaqtning o'zida cho'zilishi tufayli siqilish yo'nalishiga perpendikulyar tekislikda joylashgan o'tkazuvchanlik zonasining minimumlari yuqori energiyalar sohasiga siljiydi (11.16-rasm). n -tipi germaniyda eng katta ta'sir [110] yo'nalishi bo'yicha siqilish ostida kuzatiladi. Kristallning energiya strukturasi o'zgarishi elektronlarning qayta taqsimlanishiga olib keladi, bunda elektronlar siljish deformatsiyasi natijasida kichik energiya holatlariga o'tadi va elastik konstantalar qiymatiga, ya'ni pezoqarshilik koeffitsientiga ta'sir qiladi.

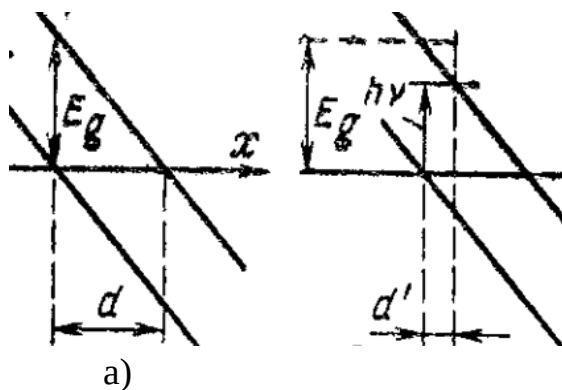
11.5.3. Kuchli elektr maydonining ta'siri

2.10-paragrafda aniqlanganidek, tashqi elektr maydonida yarimo'tkazgichning energetik zonasi egiladi. Bunday holda, valentlik zonasining elektronlari o'tkazuvchanlik zonasiga tunellanishi mumkin.

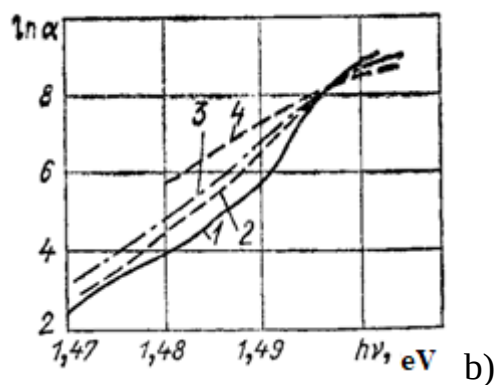
11.17-rasmga ko'ra, (6.127) ga asosan E_g energiya zonalariga egilishidagi uchburchak to'siqning balandligi a ga va qalinligi d ga teng:

$$d = E_g / eE. \quad (11.42)$$

Ifodadan ko'rinib turibdiki, tashqi elektr maydon kuchlanganligi E ortishi bilan to'siq qalinligi kamayadi va natijada elektron tunnellanishi jarayonining ehtimoli ortadi.



11.17-rasm. Elektronlarning tunnelanishi:
a - energiya o'zgarmagan holda; b - fotonning yutilishi bilan



11.18-rasm. Elektr maydon kuchlanganligi- ning turli qiymatlarida GaAs yutilish chegarasi: 1 - nolinchi; 2 - 6 kV/sm; 3-10 kV/sm; 4 - 30 kV/sm

11.17-b rasmdan ko'rinadiki, tashqi elektr maydon mavjud bo'lganda, yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasi kengligidan kamroq $h\nu$ energiyaga ega yorug'lik kvantlarining yutilishi mavjud bo'lib, bu to'siq qalinligining d' qiymatigacha pasayishiga tengdir. Ushbu holatda

$$d' = (E_g - h\nu) / eE \quad (11.43)$$

va tunnel o'tish ehtimoli ortadi.

Fotonlarning yutilishi bilan sodir bo'ladigan tashqi elektr maydon ishtirokidagi elektronlarning tunnellanish jarayoni odatda Frants-Keldish effekti deb ataladi. Tegishli yarimo'tkazgichda u o'zini yutilish chetining quyi energiyalarga siljishi sifatida namoyon qiladi (11.18-rasm).

11.5.4. Magnit maydonning ta'siri

Dastlab kristallning energiya spektriga magnit maydonning ta'sirini ko'rib chiqaylik. Bu masalani Shredinger tenglamasi asosida yechish mumkin, va bu tenglamada Gamiltonian magnit maydondagi elektronning holatini aniqlashi kerak.

Elektromagnit maydonlar nazariyasidan ma'lumki, magnit maydon induksiya vektori $\vec{B}$ vektor potentsiali $A(x, y, z)$ bilan

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} \quad (11.44)$$

munosabat orqali bog'liq.

Bunda zaryadi $-e$ va impulsi p bo'lgan elektron $A(x, y, z)$ vektor potentsiali bilan aniqlangan maydonning ta'sir etish sohasidan o'tayotganda umumlashgan impulsiga ega bo'ladi.

$$\vec{P} = \vec{p} + e\vec{A} \quad (11.45)$$

Bunday holda, kinetik energiya $T = \frac{p^2}{2m_0}$ bo'lganligi sababli, elektron uchun Gamilton funksiyasi quyidagicha yoziladi.

$$H = T + U(x, y, z) = \frac{1}{2m_0}(\vec{p} + e\vec{A})^2 + U(x, y, z), \quad (11.46)$$

Bu erda $U(x, y, z)$ - potentsial energiya.

Aniqlik uchun bir jinsli magnit maydon z o'qi bo'ylab yo'naltirilgan deb faraz qilaylik, ya'ni:

$$B_x = B_y = 0; B_z = B. \quad (11.47)$$

Bunda

$$\text{rot}\vec{A} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} = i\left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}\right) + j\left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}\right) + k\left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right)$$

bo'lsa (11.47) ga asosan:

$$\left. \begin{aligned} B_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} = 0; \\ B_y &= \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} = 0; \\ B_z &= \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} = B. \end{aligned} \right\} B_z = B. \quad (11.48)$$

(11.48) tenglamalar

$$A_x = A_z = 0; A_y = Bx. \quad (11.49)$$

ni qanoatlantiradi.

(11.49) ni hisobga olgan holda Gamilton funksiyasi (11.46) munosabat bilan aniqlanadi:

$$H = \frac{1}{2m_0} [p_x^2 + (p_y^2 + eA_y)^2 + p_z^2] + U(x, y, z). \quad (11.50)$$

Samarali massaning yaqinlashuvidan foydalanib (2.14-bandga qarang) Shredinger tenglamasini $\hat{H}\Psi = E\Psi$ yozamiz. Gamilton funksiyasidan Gamilton operatoriga (11.50) dan quyidagi $p_x - \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$ ga, $p_y - \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}$ ga va $p_z - \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z}$ ga almashtirishlar orqali o'tamiz. Natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y} + \frac{ieBx}{\hbar} \right)^2 \Psi + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right] = E\Psi. \quad (11.51)$$

Nazorat savollari

1. Qaytarish spektrini tariflang
2. Yutilish spektrini tushuntiring
3. To'g'ri o'tishlarda xususiy yutilish deganda nimani tushunasiz?
4. Noto'g'ri o'tishlarda xususiy yutilishni tushuntiring
5. Kuchli legirlangan va amorf yarimo'tkazgichlarda yutilish qanday sodir bo'ladi?
6. Yarimo'tkazgichlarning xususiy yutilishiga haroratning ta'siri qanday bo'ladi?
7. Yarimo'tkazgichlarning xususiy yutilishiga bosimning ta'sirini tushuntirib bering
8. Yarimo'tkazgichlarning xususiy yutilishiga kuchli elektr maydonning ta'sirini tariflang
9. Yarimo'tkazgichlarning xususiy yutilishiga magnit maydonning ta'siri qanday bo'ladi?

XII bob.

YARIMO'TKAZGICHLARDA LYUMINESSENSIYA

12.1. Lyuminessensiya turlari

Yarimo'tkazgichlarda, qo'zg'olgan holatda, yutilishga qarama-qarshi bo'lgan jarayon, elektromagnit nurlanishning chiqishi-lyuminessensiya kuzatilishi mumkin. Moddaning bu holatini turli yo'llar bilan olish mumkin. Foto lyuminessensiyada nurlanish yutilgan yorug'lik energiyasi tufayli paydo bo'ladi. Namuna elektronlar bilan hujum qilinganda paydo bo'ladigan chaqnash katodolyuminessensiya deb ataladi. Lyuminessensiya moddaga elektr maydonning ta'sirida (elektrolyuminessensiya) yoki mexanik ta'sir ko'rsatish natijasida (tribolyuminessensiya), rentgen nurlanishi ta'sir etganda (rentgenolyuminessensiya), shuningdek kimyoviy va biologik jarayonlar (kimyo-va biolyuminessensiya) ta'sirida kuzatilishi mumkin.

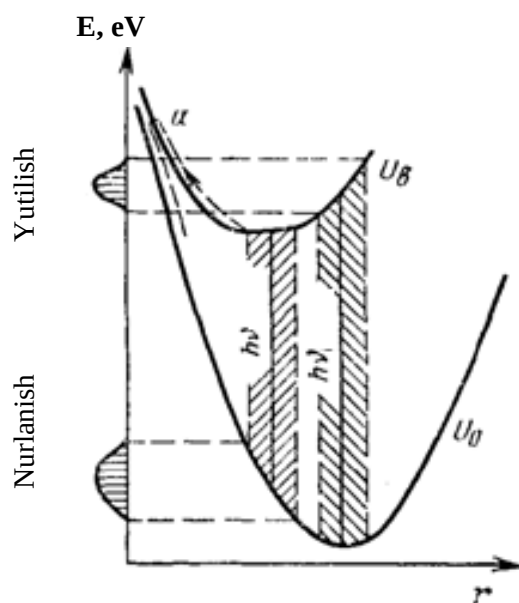
Qattiq jismlarda lyuminessensiyaning asosan ikki turi mavjud: monomolekulyar va rekombinatsiya.

12.2. Qattiq jismlarning monomolekulyar nurlanishi

Qattiq jismlarning monomolekulyar nurlanishi kirishma markazida yorug'lik yutilganda va chiqarilganda sodir bo'ladi. Qattiq jismlarning lyuminessensiya spektrlari, ya'ni yorug'lik intensivligining chiqarilgan foton yoki to'lqin uzunligining energiyasiga bog'liqligi, yakkaolan kirishma atomlarining tegishli spektrlaridan ikkita asosiy jihatdan farq qiladi. Birinchidan, qattiq jismlarning nurlanishi odatda keng chiziqlar shaklida kuzatiladi, ikkinchidan, ularning lyuminessensiya spektri odatda yutilish spektriga nisbatan uzun to'lqinlar tomonga siljiydi, ya'ni chiqarilgan energiya yutilgan energiyadan kamroq bo'ladi. Bu ikki energiya o'rtasidagi farq "Frank-Kondom siljishi" deb ataladi. Qattiq jismlarning optik xususiyatlarining bu o'ziga xosligi ularning paydo bo'lishidagi nurlanish markazining kristall panjara maydoni bilan o'zaro ta'siriga bog'liq. Markaz o'zining yaqin atrofi bilan o'zaro ta'sirlashganda potensial energiyasi Kulon tortishishi, almashinuv o'zaro ta'siri va van der Vaals tortishishidan iborat bo'ladi. Ushbu o'zaro ta'sir kuchlari natijasida 12.1-rasmda ko'rsatilganidek, kristall panjaradagi asosiy U_0 va qo'zg'atilgan U_q holatlardagi kirishma atomlar sathlari kvazmolekulyar bo'ladi.

Bunday vaziyatda yorug'lik kirishma markaz tomonidan yutilishi mumkin, buning natijasida elektron U_0 asosiy sathdan U_q qo'zg'atilgan sathga o'tadi. Elektronning markazning qo'zg'algan sathdan asosiy sathga o'z-o'zidan teskari o'tishi nurlanish bilan birga bo'ladi. Agar asosiy va qo'zg'atilgan holatlardagi elektronlar tebranish sathlarining bandligini hisobga oladigan bo'lsak, unda mos

keladigan fotonlar to'plami yutilish va chiqarish chiziqlarini hosil qiladi, ular 12.1-rasmdagi ordinatalar o'qida energiya shkalasida tasvirlangan. Qattiq jismning bunday lyuminessensiyasining davomiyligi markazning qo'zg'aluvchan holatidagi elektronning yashash vaqti bilan belgilanadi. U o'zgarmas, tashqi omillarga bog'liq emas va, xususan, atomlarning dipol nurlanishi uchun u taxminan 10^{-8} s ni tashkil qiladi.



12.1-rasm. Qattiq jismdagi kirishma markazining energiya sathlari diagrammasi

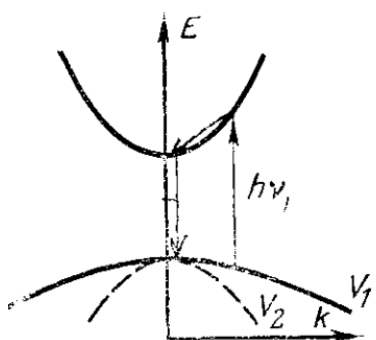
12.3. Fundamental o'tishlarda yarimo'tkazgichlarning rekombinatsiyaviy nurlanishi

Yarimo'tkazgich qo'zg'atilib elektron-kovak juftlari hosil qilinganda, rekombinatsiyaviy nurlanish erkin elektronlar va erkin kovaklarning bevosita rekombinatsiyasidan, eksitonlarning annigilyatsiyasidan, shuningdek, yorug'lik markazlari sifatida ishlaydigan rekombinatsiya tuzoqlari orqali erkin elektronlar va erkin kovaklarning rekombinatsiyasidan kelib chiqishi mumkin. Avvalo, energiya o'zgarishi taqiqlangan zona kengligiga teng yoki unga yaqin bo'lgan fundamental o'tishlarni ko'rib chiqamiz.

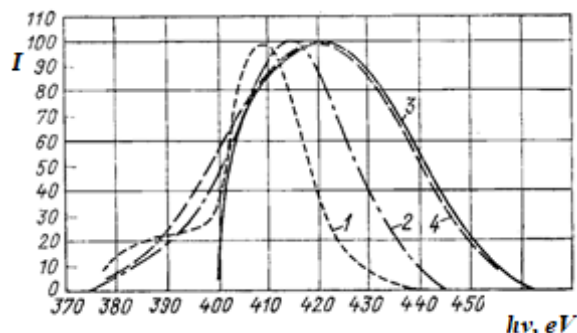
12.3.1. To'g'ri o'tishlar "o'tkazuvchanlik zonasi - valentlik zonasi"

To'g'ri taqiqlangan zonali yarimo'tkazgichda yorug'likning yutilishi to'lqin vektorlari bir xil bo'lgan ($k = k'$) erkin elektron va erkin kovak hosil bo'lishi bilan birga sodir bo'ladi. Yorug'likni yutish jarayonidan so'ng hosil bo'lgan erkin zaryad tashuvchilar sochilishga uchraydi, buning natijasida relaksatsiya vaqtida elektron o'tkazuvchanlik zonasining tubiga tushadi va kovak valentlik zonasining shiftiga ko'tariladi. Erkin zaryad tashuvchilar va kristall panjara o'rtasidagi bu holat

taxminan 10^{-10} - 10^{-12} s vaqt ichida o'rnatiladi. Agar relaksatsiya jarayonidan keyin elektron va kovakning to'liq vektorlari bir xil bo'lsa erkin elektron va erkin kovakning foton nurlanishi bilan kechadigan to'g'ri rekombinatsiyasi katta ehtimollik bilan sodir bo'ladi (12.2-rasm).



12.2-rasm. To'g'ri nurlanishli o'tishlar



12.3-rasm. 77 K da n-tipli indiy antimonidning nurlanishi $1-2.3 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$; $2-9 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$; $3 - 1,8 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ (nazariya); $4-1.8 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$

Bunda, mos keladigan yutilish jarayonlarida bo'lgani kabi nurlanish spektri quyidagi ifoda bilan tavsiflanadi:

$$I(h\nu) = B(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (12.1)$$

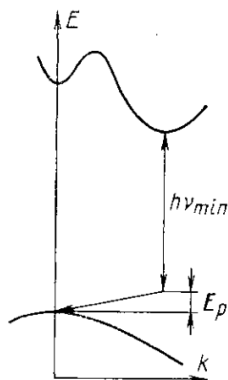
Bu yerda B -o'zgarmas kattalik.

Bu formuladan ko'rinadiki, erkin zaryad tashuvchilarning rekombinatsiyasi vaqtida nurlanish $h\nu = E_g$ da kichik energiyali tomonda bo'sag'aga ega bo'lishi kerak (12.3-rasm, 3-egri chiziq). Haroratning oshishi bilan, shuningdek, qo'zg'alish energiyasining oshishi bilan o'tkazuvchanlik zonasidagi yuqori holatlar to'ldiriladi. Bu luminessensiya spektrida yuqori energiyali "dum" paydo qiluvchi yuqori foton energiyalarida nurlanishga olib keladi.

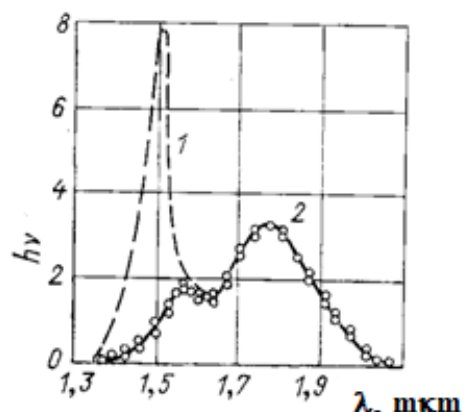
To'g'ri nurlanishli zonalararo rekombinatsiyaga misol sifatida 12.3-rasmda turli xil darajada legirlangan n -tipli $InAs$ ning fotoluminessensiya spektri ko'rsatilgan. Legirlash darajasi ortishi bilan nurlanish maksimumi va uning yuqori energiyali chetining yuqori foton energiyali tomonga siljishi Fermi sathining o'tkazuvchanlik zonasiga siljishi bilan bog'liq.

12.3.2. Noto'g'ri o'tishlar "o'tkazuvchanlik zonasi - valentlik zonasi"

Noto'g'ri taqiqlangan zonali yarimo'tkazgichda yorug'likning yutilishi fononning yutilishi yoki chiqarilishi bilan sodir bo'ladi. Bunday yarimo'tkazgichda erkin elektron va erkin kovakning rekombinatsiyasida kvaziimpulsning saqlanishini ta'minlaydigan fononlar ham ishtirok etishi kerak (12.4-rasm).



12.4-rasm. Noto'g'ri nurlanishli o'tishlar



12.5-rasm. Germaniyning nurlanish spektri (namuna qalinligi $1.3 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^{-3}$): 2 - egri chiziq eksperimental; 1-egri chiziq reabsorbsiyani hisobga olgan holda olingan

Ehtimolligi yuqori bo'lgan jarayon fonon emissiyasidir. Fononni yutish jarayoni fonon chiqarish jarayoniga nisbatan ahamiyatsiz bo'ladi, chunki uning ehtimoli fonon chiqarish ehtimolidan $N_p(N_p+1)$ marta kam. Fononning chiqarish bilan birga sodir bo'ladigan optik o'tish taqiqlangan zona kengligidan kamroq, $h\nu_{min}=E_g-E_p$ ga teng energiyaga ega. Bunday holda, yutilish koeffitsientiga o'hsahab, nurlanish spektri quyidagi ifoda bilan tavsiflanadi:

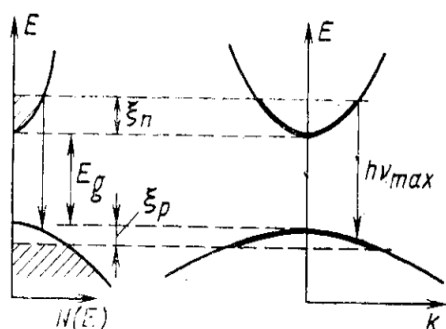
$$I(h\nu) = B(h\nu - E_g + E_p)^2 \quad (12.2)$$

bu erda E_p - rekombinatsiyada ishtirok etuvchi fononning energiyasi.

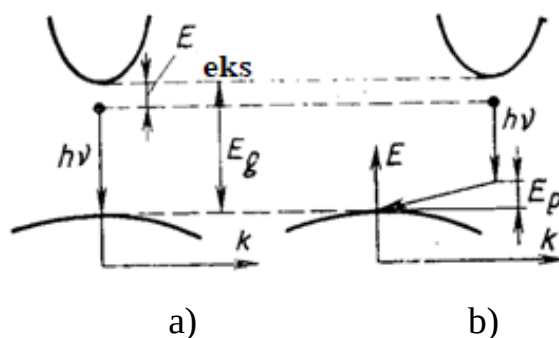
Agar yarimo'tkazgichda to'g'ri va teskari o'tishlar kuzatiladigan bo'lsa, uning nurlanish spektrida, masalan, germaniyda bo'lgani kabi, ikkita luminessensiya chiqarlari kuzatiladi (12.5-rasm). Uzun to'lqinli nurlanish chiziqlari noto'g'ri nurlanishli rekombinatsiya bilan aniqlanadi. Qisqa to'lqinli luminessensiya chiqarlari eng quyi zonaning tubidan 0,15 eV balandlikda joylashgan to'g'ri zonadan nurlanishli elektron o'tishlar bilan bog'liq. Bu rasmdagi 2-egri chiziq eksperimentall bo'lib, 2-egri chiziqdan namunadagi yutilish uchun tuzatish kiritish orqali 1-egri chiziq olinadi.

12.3.3. Kuchli legirlangan yarimo'tkazgich

Kuchli legirlangan yarimo'tkazgichda Fermi sathi ruxsat etilgan zona ichida (n -tip uchun o'tkazuvchanlik zonasida va p -tip uchun valentlik zonasida) yotadi. 12.6-rasmda yarimo'tkazgichning energiya diagrammasi keltirilgan bo'lib, qo'zg'alish tufayli o'tkazuvchanlik zonasida elektronlar konsentratsiyasi hosil bo'lishi ko'rsatilgan.



12.6-rasm. Aynigan holatda to'g'ri o'tishlar



12.7-rasm. Eksitonli rekombinatsiya
a – to'g'ri; b – noto'g'ri o'tishlar

To'g'ri taqiqlangan zonaga ega yarimo'tkazgichlarda to'g'ri o'tishlar uchun chastota ortib borganda nurlanish intensivligi quyidagicha ortishi kerak:

$$I(h\nu) = B(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (12.3)$$

Noto'g'ri o'tishlarda, elektron-elektron sochilish yoki “elektron-kirishma” sochilish jarayonlari tufayli kvaziimpulsning saqlanish qonuni amalga oshiriladi, o'tkazuvchanlik zonasidagi barcha egallangan holatlar valentlik zonasining barcha bo'sh holatlariga nurlanishli o'tishlarni keltirib chiqarishi mumkin. Bunday holda, bir xil $h\nu$ energiya turli yuqori va pastki holatlar o'rtasidagi o'tishlarga mos kelishi mumkin, shuning uchun nurlanish spektri quyidagi ifoda bilan tavsiflanadi:

$$I(h\nu) = B(h\nu - E_g)^2. \quad (12.4)$$

12.3.4. Eksitonli rekombinatsiya

Yetarlicha toza yarimo'tkazgichda, energiyasi taqiqlangan zona kengligiga yaqin bo'lgan yorug'lik bilan qo'zg'atilganda, eksiton-Kulon tortishish kuchi bilan bog'langan erkin elektron va erkin kovak paydo bo'lishi mumkin. Bunday zaryad tashuvchilar rekombinatsiyalanganda, ya'ni eksiton anniglyasiyalanganda, tor spektral chiziq nurlanadi. To'g'ri taqiqlangan zonali ruxsat etilgan o'tishlarga ega yarimo'tkazgichda (12.7-rasm, a) eksiton nurlanishining energiyasi quyidagiga teng:

$$h\nu = E_g - E_{eks}, \quad (12.5)$$

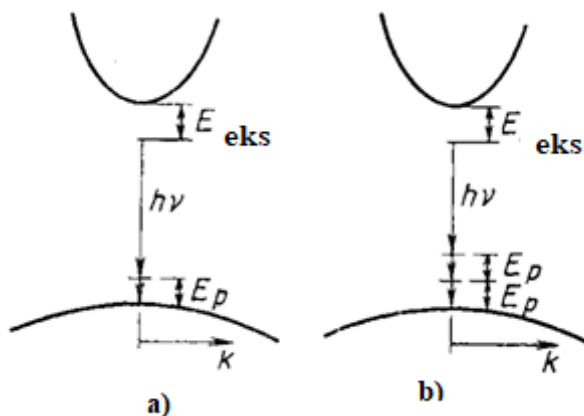
Bu yerda E_{eks} -eksiton energiyasi.

Eksiton (11.71) ga ko'ra, ionlanish energiyasi $n = 1$ ga mos keladigan asosiy holatning ionlanish energiyasidan n^2 marta kam bo'lgan qo'zg'aluvchan holatlarga ega bo'lishi mumkin. Shuning uchun erkin qo'zg'alishning nurlanishi bir qator tor chiziqlardan iborat bo'lishi mumkin.

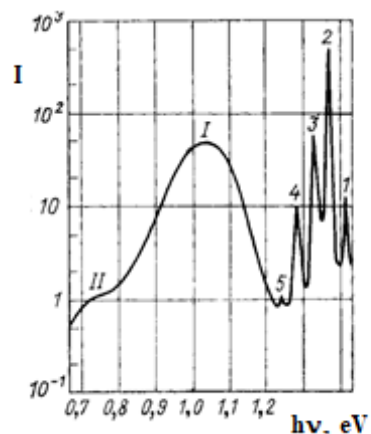
Noto'g'ri taqiqlangan zonaga ega bo'lgan yarimo'tkazgichda (12.7-b rasm), ya'ni kvaziimpulsning saqlanish qonuni E_p energiyaga ega bo'lgan optik fononning chiqarilishi hisobiga amalga oshiriladigan, nurlangan fotonning energiyasi:

$$h\nu = E_g - E_{eks} - E_p. \quad (12.6)$$

To'g'ri ruxsat etilgan o'tishlarga ega yarimo'tkazgichlarda erkin eksitonning nurlanishi bir yoki bir nechta fononlarning chiqishi bilan ham sodir bo'lishi mumkin (12.8-rasm), lekin bunday o'tish ehtimoli kamayadi va mos keladigan nurlanish chizig'i zaiflashib boradi.



12.8-rasm. To'g'ri eksitonli rekombinatsiyasi: a - bitta optik fononning chiqishi bilan; b - ikkita optik fononning chiqishi bilan



12.9-rasm. InP ning 6 K da fotoluminessensiya spektri

Kirishmalar mavjud bo'lganda, bog'langan eksitonlar hosil bo'lishi mumkin. Ularning nurlanish spektri erkin eksitonning rekombinatsiyasi energiyasidan kichikroq bo'lgan tor chiziqlardan iborat. 12.9-rasmda misol tariqasida ancha toza indiy fosfidining fotoluminessensiya spektri ko'rsatilgan. 1 raqami bilan belgilangan nurlanish cho'qqisi erkin eksitonning rekombinatsiyasi bilan bog'liq, 2, 3, 4 va 5 chiziqlar energiyasi 43 meV bo'lgan 0, 1, 2 va 3 bo'ylama optik fononlarning chiqishiga mos keluvchi bog'langan eksitonning rekombinatsiyasi bilan bog'liq. I va II nurlanish chiziqlari eksitonsiz jarayonlar natijasida yuzaga keladi.

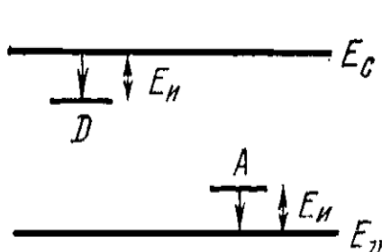
12.4. Zonalar va kirishma sathlari orasidagi o'tishlarda rekombinatsiyaviy nurlanish

Yarimo'tkazgichlarda kirishma sifatida nafaqat donorlar va aktseptorlar, balki har xil turdagi nuqsonlar, yarimo'tkazgich yuzasidagi kristall davriyligining buzilishlari va murakkab yarimo'tkazgich materialida tarkibiy qismlardan biri ortiqcha bo'lishi mumkin. Yarimo'tkazgich taqiqlangan zonasidagi energetik sathlar, markazlar luminessensiya jarayonida muhim rol o'ynaydi. Bunday hollarda luminessensiya asosan rekombinatsiya markazlari orqali sodir bo'ladi.

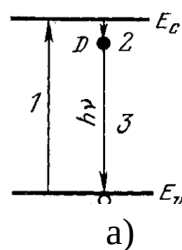
Elektron-kovakli rekombinatsiya markazlari elektronlar σ_n va kovaklarni σ_p tutib olish samarali kesimlari bilan tavsiflanadi. Tuzoqlar va donor kirishmalar elektronlarni o'tkazuvchanlik zonasidan tortib olishda yuqori ehtimolga ega, ammo bu markazlardan elektronlarning valentlik zonasiga o'tishi deyarli mumkin emas, chunki $\sigma_n \gg \sigma_p$. Agar markazda elektron bo'lmasa, u elektron uchun tuzoq, agar markaz elektronga ega bo'lsa, markaz donor hisoblanadi.

Ionlangan donorlar va aktseptorlarni neytrallanish paytidagi o'tishlar (12.10-rasm) prinsip jihatdan nurlanishli bo'lishi va spektrning uzoq infraqizil sohasida nurlanishni keltirib chiqarishi mumkin. Biroq, hisob-kitoblar shuni ko'rsatadiki, fononlarning chiqarish bilan o'tish ehtimoli nurlanishli o'tish ehtimolidan sezilarli darajada kattaroqdir. Masalan, n-tipli germaniy uchun 4 K da fonon chiqarish bilan o'tishlar uchun tutib olish kesimi taxminan 10^{-12} sm^2 ni tashkil qiladi va foton chiqarish bilan o'tish uchun tutib olish kesimi $4 \cdot 10^{-19} \text{ sm}^2$ ni tashkil qiladi.

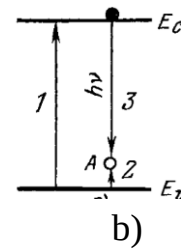
Nurlanishsiz rekombinatsiya jarayoni quyidagicha sodir bo'ladi. Avvalo o'tkazuvchanlik zonasidan elektron donorning qo'zg'algan sathi tomonidan ushlanadi. Keyin u har bir o'tishda fonon chiqarib quyidagi energiya sathlarga kaskadli o'tishlarni amalga oshiradi.



12.10-rasm. Kichik o'tishlar



12.11-rasm. Zona va kirishma holatlari orasidagi nurlanishli o'tishlar



12.4.1. "Zona - kirishma sath" o'tishlar

n - va p tipidagi yarimo'tkazgichlarda, 12.11-rasmda ko'rsatilgandek, donor sathidan valentlik zonasiga yoki o'tkazuvchanlik zonasidan akseptor sathiga nurlanishli o'tishlar bo'lishi mumkin. Bunday markazlar tuzoqlardan faqat sathlarning biroz kattaroq chuqurligi va o'tkazuvchanlik zonasidan elektronni tutib olishdan ehtimoli kamroq bo'lsa ham ($\sigma_n \gg \sigma_p$) valentlik zonasidan kovakni tutib olishi sezilarli qiymatga ega bo'lishi bilan farq qiladi. 12.11-rasmga ko'ra va yutilish jarayonidan so'ng (1-o'tish), avval elektron markaz tomonidan o'tkazuvchanlik zonasida tutib olinadi (2-o'tish), so'ngra lokallashgan elektron va valentlik zonasidagi kovakning nurlanishli rekombinatsiyasi sodir bo'ladi (3-o'tish).

Luminessensiyaning boshqa modelida (12.11- b rasm) lokallashgan sath valentlik zonasidan bir oz yuqorida joylashgan va kovakni tutib olish ehtimoli yuqori ($\sigma_p \gg \sigma_n$), lekin bir vaqtning o'zida elektronlarni o'tkazuvchanlik zonasidan tutib olishning ham sezilarli ehtimoli mavjud. Luminessensiyaviy nurlanish o'tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektron ushbu sath tomonidan tutib olingan kovak bilan rekombinatsiyalanganda sodir bo'ladi (3-o'tish).

To'g'ri o'tishlarda quyidagi energiyaga ega foton chiqariladi:

$$h\nu = E_g - E_i \quad (12.7)$$

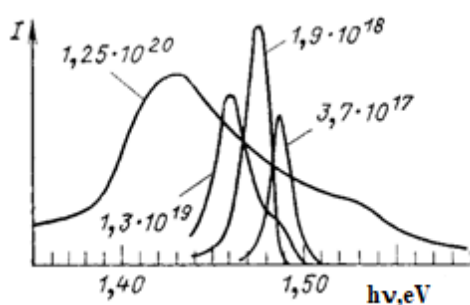
Noto'g'ri o'tishlarda quyidagi energiyaga ega foton chiqariladi:

$$h\nu = E_g - E_i - E_p. \quad (12.8)$$

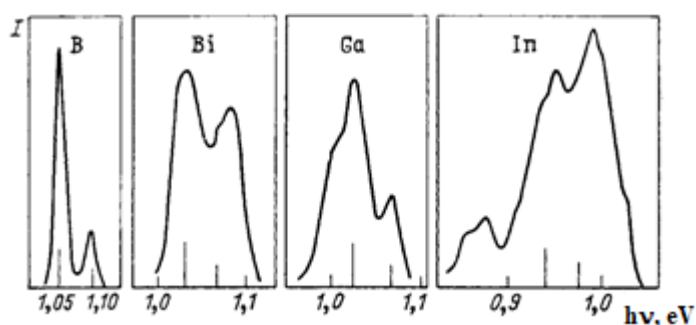
Bu erda E_i - kirishma atomining ionlanish energiyasi; E_p - rekombinatsiyada ishtirok etuvchi fononning energiyasi.

Ushbu turdagi nurlanishli rekombinatsiya faqatgina kichik konsentratsiyali yarimo'tkazgichlar uchun bo'lishi mumkin. Donorlar (yoki akseptorlar) konsentratsiyasining ortishi kirishmaning energiya sathining ziaflashishiga va asosiy zona chetlari bilan birlashadigan kirishma zonasiga aylanishiga olib keladi.

Misol tariqasida, 12.12-rasmda rux bilan legirlangan galliy arsenidining katodoluminessensiya spektri ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, akseptor konsentratsiyasining ortishi bilan (egri chiziqlardagi raqamlar bilan ko'rsatilgan) nurlanish chiziqlarining kengayishi kuzatiladi, bu legirlashning yuqori darajasi tufayli taqiqlangan zonaning torayishi natijasida yuzaga keladi.



12.12-rasm. Rux kiritilgan galliy arsenidining 4,2 K dagi katodoluminessensiya spektri (sm⁻³)



12.13-rasm. 20 K da kremniyda kirishmaviy nurlanishli rekombinatsiyasining spektral taqsimoti

Not'g'ri taqiqlangan zonaga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarda, donorlarning kichik konsentratsiyasida "donor-valentlik zonasi" o'tishlarida, shuningdek, "o'tkazuvchanlik zonasi-akseptor" o'tishlarida fonon ishtirok etishi kerak. 12.13-

rasmda turli xil kirishmalar bilan legirlangan kremniy namunalari uchun nurlanish spektrlari ko'rsatilgan.

0,016 eV energiyaga ega bo'lgan ko'ndalang akustik fonon TA va energiyasi 0,055 eV bo'lgan ko'ndalang optik fonon TO zaryad tashuvchilar kvaziimpulsining saqlanishini ta'minlaydigan rekombinatsiya o'tishlarida ishtirok etadi. Rasmda uzun vertikal chiziq $h\nu = E_g - E_i - E_p$ (TO) energiyasiga, qisqasi $h\nu = E_g - E_i - E_p$ (TA) energiyasiga to'g'ri keladi. Kirishmalar uchun ionlanish energiya qiymatlari (elektron voltlarda): 0,046 (B); 0,069 (Bi); 0,071 (Ga) va 0,16 (In). Indiy kiritilgan namunada spektrning past energiyali qismida fononsiz o'tishlar kuzatiladi.

12.4.2. Donor-akseptor juftlari

Agar yarimo'tkazgichda mos ravishda E_d va E_a ionlanish energiyasiga ega bo'lgan donor va akseptor kirishmalar bo'lsa, ular kristallda harakatsiz molekular rolini o'ynaydigan juftlarni hosil qilishi mumkin. Nisbiy dielektrik singdiruvchanligi ϵ_r bo'lgan muhitda joylashgan donor va akseptor o'rtasidagi Kulon o'zaro ta'siri ularning bog'lanish energiyasini quyidagi miqdorga kamaytiradi:

$$\Delta E = e^2 / \epsilon_r r, \quad (12.9)$$

bu yerda r -juftlikni tashkil etuvchi donor va akseptor orasidagi masofa.

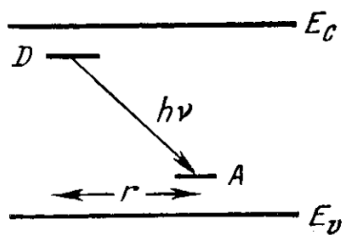
Shuning uchun donor va akseptor sathlari orasidagi energiya oralig'i (12.14-rasm) quyidagiga teng bo'ladi:

$$h\nu = E_g - E_d - E_a + \frac{e^2}{\epsilon_r r}. \quad (12.10)$$

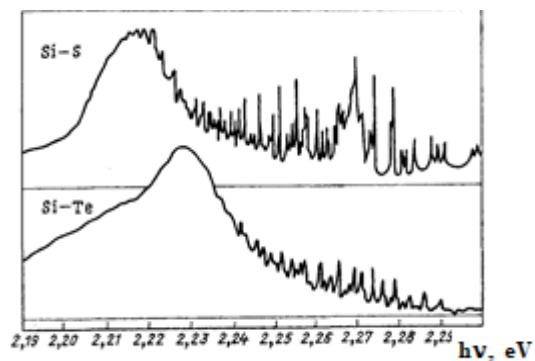
Kirishmalar kristall panjarasida diskret holatlarni egallashi mumkinligi sababli (masalan, o'rinbosar kirishma tugunni egallaydi), donor-akseptor juftligidagi masofa cheklangan qismlarga o'zgaradi. Bu spektrda yupqa strukturaning hosil bo'lishiga olib kelishi kerak. Donor va akseptor orasidagi katta masofada ($r > 4,0 \text{ nm}$) nurlanish chiziqlari bir-biriga yopishib, keng spektrni hosil qiladi. Keng chiziqli va tor chiziq strukturaning spektral holati kirishmalar turiga bog'liq bo'lishi kerak. Bunday holda, kirishmalar egallagan joylarga qarab, har xil turdagi juftliklar hosil bo'lishi mumkin. Agar donor va akseptor panjarada bir xil o'rinlarni egallasa, u holda I tipdagi juftliklar hosil bo'ladi. Agar donor va akseptor turli joylarni egallasa, u holda II tipdagi juftliklar paydo bo'ladi.

Bir qancha yarimo'tkazgichlarda donor-akseptor juftligi nurlanishi aniqlangan.

Xususan, 12.15-rasmda akseptorli Si da donor-akseptor juftliklari Si-S va Si-Te bo'lgan galliy fosfidining 1,6 K spektri ko'rsatilgan. Donorlar ham, akseptorlar ham tugunda fosfor o'rnini egallaydi



12.14-rasm. Donor-akseptor o'tishlari



12.15-rasm. Si-S va Si-Te juftliklarida donor-akseptor rekombinatsiyasiga mos keladigan 1,6 K da GaP kristallarining fotolyuminessensiya spektrlari

12.5. Yarimo'tkazgichlar lyuminessensiyasining relaksatsiyasi

Qo'zg'atuvchi manba o'chirilganda yarimo'tkazgich nurlanishi bir zumda yo'qolmaydi. Lyuminessensiya intensivligi soniyadagi rekombinatsiya aktlari soniga mutanosib bo'lgani uchun

$$I_l \sim -\left(\frac{dn}{dt}\right)_r, \quad (12.11)$$

Qo'zg'alishni olib tashlaganidan keyin uning yorqinligini o'zgarishi lyuminessensiya turiga qarab farq qiladi.

Monomolekulyar nurlanish holatida, yutilish va nurlanish jarayoni bir xil markazda sodir bo'lganda, vaqt o'tishi bilan qo'zg'algan elektronlar kontsentratsiyasining kamayishi quyidagi nisbat bilan belgilanadi:

$$n = n_0 e^{-t/\tau}, \quad (12.12)$$

n_0 bu erda $t=0$ momentdagi qo'zg'algan elektronlarning kontsentratsiyasi; τ -elektronning qo'zg'algan markaz sathidagi yashah vaqti.

Shuning uchun qo'zg'alishni to'xtatgandan keyin monomolekulyar lyuminessensiya intensivligi

$$I_l \sim e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (12.13)$$

ya'ni, τ o'zgaras vaqt bilan eksponensial qonunga muvofiq kamayadi.

Rekombinatsiyaviy lyuminessensiya uchun so'nish qonuni uning qo'zg'alish darajasi bilan belgilanadi. Ikkita holatni ko'rib chiqamiz. Zaif qo'zg'alishda, ortiqcha zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasi Δn muvozanatdagidan sezilarli

darajada kam bo'lganda $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$, (7.18) ga muvofiq rekombinatsiya intensivligi konsentratsiyaning birinchi darajasiga proportsional bo'ladi, ya'ni

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}. \quad (12.14)$$

Bu holatda shuning uchun

$$I_l = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (12.15)$$

bu erda Δn_0 - ortiqcha zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi, I_0 esa $t=0$ vaqtdagi, ya'ni qo'zg'atuvchi yorug'lik o'chirilgan paytdagi lyuminessensiya intensivligi.

Intensivligi (12.15) bilan ifodalanadigan yarimo'tkazgichning nurlanish turi, monomolekulyar rekombinatsiyaviy nurlanish deb ataladi. Uning relaksatsiyasining eksponensial egri chizig'idan nomuvozanatdagi zaryad tashuvchilarning yahsash vaqti τ ni aniqlash mumkin.

Kuchli qo'zg'alish holatida, ya'ni $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$, rekombinatsiya intensivligi ortiqcha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining kvadratiga proportsional bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma_r \Delta n^2. \quad (12.16)$$

Chunki ortiqcha zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi vaqt o'tishi bilan kamayadi:

$$\Delta n = \frac{\gamma_r \Delta n_0}{1 + \gamma_r \Delta n_0 t}, \quad (12.17)$$

Lyuminessensiya intensivligi quyidagicha ifodalanadi

$$I_l = \frac{\gamma_r^2 \Delta n_0^2}{(1 + \gamma_r \Delta n_0 t)^2}, \quad (12.18)$$

va bimolekulyar rekombinatsiyaviy lyuminessensiya deyiladi.

12.6. Yarimo'tkazgichlar lyuminessensiyasiga haroratning ta'siri

Yarimo'tkazgichlarda nurlanish intensivligi harorat ortishi bilan kamayadi, ya'ni lyuminessensiyaning harorat ortishishi bilan kamayishi (so'nishi) kuzatiladi. Agar P_r - haroratga bog'liq bo'lmagan deb qabul qilingan nurlanishli o'tishlar ehtimoli va P_{nr} - nurlanishsiz o'tishlar ehtimoli bo'lsa, u holda lyuminessensiyaning kvant chiqishi η ifoda bilan tavsiflanadi.

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_{rn}}. \quad (12.19)$$

P_{nr} ehtimoli haroratga bog'liq

$$P_{rn} = P_{rn0} e^{-E^*/kT}. \quad (12.20)$$

Bu ifodada E^* aktivlanish energiyasi; P_{rn0} - haroratga bog'liq bo'lmagan koeffitsient. Shuning uchun nurlanish kvant chiqishning haroratga bog'liqligi quyidagi shaklga ega:

$$\eta = \frac{1}{1 + Ce^{-E^*/kT}}, \quad (12.21)$$

bu yerda $C = P_{rn0}/P_r$ -konstanta.

Qattiq jismlarning monomolekulyar lyuminessensiyasining so'nishini, yorug'likning yutilishi va nurlanishi bir markazda sodir bo'lganda, quyidagicha tushuntirish mumkin. Yorug'lik kvantini yutishda markazning elektroni qo'zg'aluvchan sathga o'tayotganda, yuqori haroratda U_o va U_b potensial egri chiziqlarining eng yaqin joylashuviga mos keladigan tebranishlar energiya sathiga erishishi mumkin (12.1-rasmdagi a nuqta). Keyin u nurlanishsiz rekombinatsiya natijasida asosiy holatga o'tadi. 12.1-rasmdagi bu o'tish nuqtali strelka bilan ko'rsatilgan. Lyuminessensiyani harorat orqali so'nish mexanizmi uchun lyuminessensiya chiqishi (12.21) formula bilan tavsiflanadi. Bunday holda, E^* -qo'zg'aluvchan holatdan elektronni U_o va U_b potensial egri chiziqlarining eng yaqin joylashgan nuqtasiga o'tkazish uchun zarur bo'lgan faollashuv energiyasidir.

Erkin zaryad tashuvchilarning lokallashgan markaz orqali rekombinatsiyasi natijasida yuzaga keladigan yarimo'tkazgich lyuminessensiyasining harorat orqali so'nishini ham (12.21) munosabat bilan tavsiflanadi. Misol uchun, nurlanish markazi valentlik zonasining shiftiga yaqin masofada joylashgan (12.11-rasm, b). Bunday markaz yorug'likning kvantini yutib, qo'zg'alishi mumkin (11.31-rasm, a ga qarang). Keyin ionlashtirilgan markaz valentlik zonasidan elektronni tutib oladi. Markazdan qo'zg'atuvchi yorug'lik ta'sirida yulib olingan elektron nurlanishli ravishda markazga qaytib kela olmaydi, lekin u valentlik zonasidagi kovak bilan nurlanishsiz qayta rekombinatsiyalanmaguncha o'tkazuvchanlik zonasida ma'lum vaqt diffuziyalanishga majbur bo'ladi. Misol uchun, germaniy tarkibidagi misni o'z ichiga olgan nurlanishsiz o'tishlar $E^* = 0,14 \text{ eV}$ termik faollashuv energiyasiga ega.

Erkin elektronlar va erkin kovaklarning nurlanishli rekombinatsiyasida lyuminessensiyaning harorat ta'sirida so'nishini

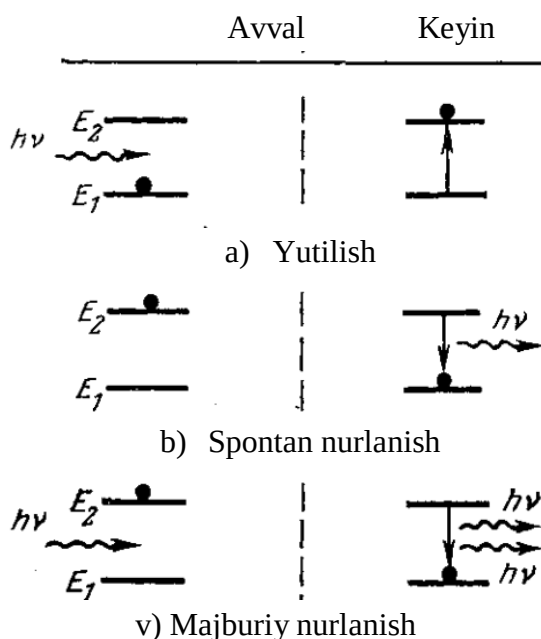
$$\eta = \frac{1}{1 + CT^g} \quad (12.22)$$

Formula bilan tavsiflash mumkin. Bu erda C va g doimiylardir.

Bu munosabatni olishda o'tkazuvchanlik zonasidagi elektron va valentlik zonasidagi kovakning to'g'ri nurlanishsiz rekombinatsiyasi nazariyasidan foydalanildi.

12.7. Atomning spontan (o'z-o'zidan) va majburiy nurlanishi

Yarimo'tkazgichlarda lazer nurlanishining paydo bo'lish shartlari tavsifiga o'tishdan oldin, atomda yorug'likning yutilishi va chiqarilishi jarayonini ko'rib chiqaylik. Atomning kvant holatlarining barcha to'plamidan sodda, faqat E_1 va E_2 energiyaga ega bo'lgan ikkita holatini ko'rib chiqamiz (12.16-rasm).



12.16-rasm. E_1 va E_2 energiya sathlari o'rtasidagi o'tishlarning uchta asosiy turlari: qora nuqtalar atomning holatini ko'rsatadi. Dastlabki holat chapdagi rasmga mos keladi; tegishli jarayon sodir bo'lgandan keyingi yakuniy holat chap tomonda ko'rsatiladi

Bunday atomga spektral energiya zichligi u_ν bo'lgan nurlanish tushsin. $h\nu$ nurlanish energiyasini yutgan qo'zg'alimgan atom qo'zg'aluvchan holatga o'tadi (12.16-rasm, a). Bundan tashqari, u_ν ning kattaligi qanchalik katta bo'lsa, yutilish bilan o'tishlar shunchalik tez-tez sodir bo'ladi. Agar N_1 - qo'zg'alimgan holatdagi atomlar soni va $u_\nu B_{12}$ - yutilish bilan o'tish ehtimoli bo'lsa, u holda birlik hajmda vaqt birligida yutilish bilan o'tishlar soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN_{12} = B_{12} u_\nu N_1 \quad (12.23)$$

Yorug'lik kvantining yutilishi natijasida qo'zg'aluvchan holatda bo'lgan atom ma'lum vaqtdan keyin qo'zg'atilgan holatdan normal holatga qaytadi va $E_2 - E_1$ ortiqcha energiyani $h\nu$ nurlanish shaklida chiqaradi. Nurlanishli o'tish tashqi maydonning ta'siriga bog'liq bo'lmasdan, o'z-o'zidan sodir bo'lishi mumkin (12.16-rasm, b). Bu o'tish spontan deb ataladi va nurlanish spontan (o'z-o'zidan) nurlanish deb ataladi.

Spontan o'tishlar tasodifiy bo'lib, ularning ehtimolligi A_{21} bilan belgilanadi. Agar N_2 -qo'zg'atilgan holatdagi atomlar soni bo'lsa, u holda hajm birligi uchun vaqt birligidagi spontan o'tishlar soni:

$$dN_{21}' = A_{21}N_2. \quad (12.24)$$

Shuning uchun dt vaqt ichida o'z-o'zidan o'tishlar natijasida qo'zg'aluvchi atomlar sonining kamayishi quyidagicha bo'ladi:

$$-dN_2 = A_{21}N_2 dt. \quad (12.25)$$

Ushbu tenglamani integrallab, o'z-o'zidan o'tish paytida qo'zg'atilgan atomlar sonining vaqt o'tishi bilan kamayish qonunini olamiz:

$$N_2 = N_{20}e^{-A_{21}t}, \quad (12.26)$$

Bu erda $N_{20} - t=0$ vaqtdagi qo'zg'aluvchan holatda bo'lgan atomlar soni.

Har bir spontan o'tishda $E_2 - E_1 = h\nu$ energiya chiqarilganligi sababli, dN_{21}' o'tishlar natijasida vaqt birligida quyidagi miqdorda energiya ajraladi:

$$h\nu dN_{21}' = h\nu A_{21}N_2. \quad (12.27)$$

Spontan nurlanish intensivligi (vaqt birligida chiqariladigan energiya) quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = h\nu A_{21}N_{20}e^{-A_{21}t} = I_0e^{-A_{21}t}, \quad (12.28)$$

bu yerda

$$I_0 = h\nu A_{21}N_{20}. \quad (12.29)$$

$A_{21}N_2 dt$ -bu dt vaqt ichida 2-1 ga o'tishni yakunlagan atomlar soni bo'lgani uchun t vaqt davomida qo'zg'algan holatda "yashagan" atomlar sonini aniqlaydi. Shunday qilib, 0 dan ∞ gacha bo'lgan vaqt davomida o'z-o'zidan o'tishni boshdan kechirgan barcha atomlarning qo'zg'aluvchan holatida qolish davomiyligi quyidagicha bo'ladi:

$$T = \int_0^{\infty} t A_{21} N_2 dt = \int_0^{\infty} N_{20} A_{21} t e^{-A_{21}t} dt = \frac{N_{20}}{A_{21}}. \quad (12.30)$$

Bundan kelib chiqadiki, qo'zg'olgan holatda atomning o'rtacha yashash vaqti

$$\tau = \frac{T}{N_{20}} = \frac{1}{A_{21}} \quad (12.31)$$

bo'ladi.

Bunga muvofiq (12.28) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}. \quad (12.32)$$

Shunday qilib, qo'zg'alish to'xtatilgandan so'ng, spontan nurlanish intensivligi vaqt o'tishi bilan doimiy τ vaqt bilan eksponentsial qonun asosida kamayadi.

Spontan o'tishlar tasodifiy bo'lganligi sababli, spontan nurlanish statistik xususiyatga ega, u kogerent emasdir, ya'ni chastotasi qat'iy bo'lsada, ixtiyoriy yo'nalishlarda tarqaladigan va ixtiyoriy fazalarga ega bo'lgan fotonlar hosil bo'ladi.

Buning sababi shundaki, spontan nurlansih aktlari tasodifiy tabiatiga ko'ra, vaqtning turli momentlarida bir-biridan mustaqil ravishda sodir bo'ladi.

Biroq, qo'zg'algan holatdagi (E_2 sathdagi) atom nurlanish maydoni ta'sirida normal holatiga (E_1 sathga) qaytishi mumkin. Bunday o'tish majburiy deb ataladi va nurlanish majburiy, induktsiyalangan yoki stimulyatsiya qilingan deb ataladi (12.16-v rasm). Induktsiyalangan o'tishlar qo'zg'atuvchi yorug'lik energiya zichligi u_ν qanchalik katta bo'lsa shunchalik tez sodir bo'ladi. Shuning uchun, vaqt birligi uchun bu o'tishlarning ehtimoli $u_\nu B_{21}$ bo'ladi. Agar N_2 qo'zg'atilgan holatdagi atomlar soni bo'lsa, unda birlik hajmdagi vaqt birligi uchun induktsiyalangan o'tishlar soni:

$$dN_{21}'' = u_\nu B_{21} N_2. \quad (12.33)$$

Binobarin, ν chastotali tashqi nurlanish nafaqat yorug'likning yutilishini, balki qo'shimcha, induktsiyalangan nurlanishni ham keltirib chiqaradi.

Shunday qilib, birlik hajmdagi vaqt birligidagi nurlanish bilan o'tishlarning o'rtacha soni spontan va majburiy o'tishlar bilan belgilanadi va quyidagiga teng:

$$dN_{21} = dN_{21}' + dN_{21}'' = (A_{21} + u_\nu B_{21}) N_2. \quad (12.34)$$

Statsionar holatda, batafsil muvozanat tamoyiliga asoslangan holda, vaqt birligidagi to'g'ri va teskari jarayonlar soni bir xil bo'ladi. Demak,

$$dN_{12} = dN_{21} \quad (12.35)$$

yoki

$$(A_{21} + u_\nu B_{21}) N_2 = u_\nu B_{12} N_1. \quad (12.36)$$

Bundan quyidagini topamiz:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{u_\nu B_{12}}{A_{21} + u_\nu B_{21}}. \quad (12.37)$$

Muvozanat statistik xususiyatga ega bo'lgani uchun N_2/N_1 nisbatini Boltsman taqsimoti yordamida ifodalash mumkin, unga ko'ra energiyasi $E_1, E_2, \dots, E_m, \dots$ bo'lgan holatlarga ega bo'lgan tizim uchun uning E_m energiya holatida bo'lish ehtimoli quyidagiga teng:

$$W_m = C g_m e^{-E_m/kT}, \quad (12.38)$$

Bu yerda g - aynigan m holatni hisobga oladigan statistik vazn. Shunday qilib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 e^{-E_2/kT}}{g_1 e^{-E_1/kT}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2-E_1)/kT}. \quad (12.39)$$

(12.37) ni (12.39) bilan taqqoslashdan shunday xulosa kelib chiqadi:

$$\frac{u_\nu B_{12}}{A_{21} + u_\nu B_{21}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2-E_1)/kT}, \quad (12.40)$$

bu erdan $E_2 - E_1 = h\nu$ ni hisobga olgan holda quyidagini olamiz:

$$u_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12} e^{h\nu/kT} - g_2 B_{21}}. \quad (12.41)$$

A va B koeffitsientlarini aniqlash uchun quyidagi chegaraviy shartlaridan foydalanamiz. $T \rightarrow \infty$ bo'lganda energiya zichligi u_ν cheksizlikka intilishi kerak, ya'ni (12.41) ifodadagi maxraj nolga intiladi. Bundan quyidagi kelib chiqadi:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}. \quad (12.42)$$

Buni hisobga olgan holda (12.41) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$u_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (12.43)$$

$h\nu/kT \ll 1$ da, birinchi yaqinlashishda quyidagiga ega bo'lamiz $-e^{h\nu/kT} = 1 + h\nu/kT$. Bundan

$$u_\nu = \frac{g_2 A_{21} kT}{g_1 B_{12} h\nu}. \quad (12.44)$$

$h\nu/kT \ll 1$ shartda Reley-Jeans formulasi amal qiladi:

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT. \quad (12.45)$$

(12.44) va (12.45) larni taqqoslab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}. \quad (12.46)$$

Bundan (12.42) ga ko'ra:

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{g_1}{g_2} B_{12} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{21}. \quad (12.47)$$

Shunday qilib, majburiy o'tishda rekombinatsiyani induktsiyalovchi yo'nalishi va fazasi foton bilan bir xil zarrachani, foton generatsiyalanadi.

Endi qanday sharoitlarda induktsiyalangan nurlanish kuzatilishi mumkinligini ko'rib chiqaylik. Intensivligi I bo'lgan monoxromatik yorug'likning parallel nuri mavjud bo'lsin. Δx qalinlikdagi moddaning qatlamidan o'tganda yorug'lik intensivligi $-\Delta I = \alpha I \Delta x$ miqdoriga kamayadi. Yorug'lik intensivligining bu kamayishi atomlarda $u_\nu B_{12} h\nu N_1 \Delta x$ miqdorda energiya yutilishi bilan o'tishlar va $u_\nu B_{21} h\nu N_2 \Delta x$ ga teng energiya nurlanishi bilan induktsiyali o'tishlar sodir bo'lishi bilan belgilanadi. Natijada quyidagini yozishimiz mumkin:

$$-\Delta I = \alpha I \Delta x = (B_{12} N_1 - B_{21} N_2) u_\nu h\nu \Delta x. \quad (12.48)$$

(12.48) dan ko'rinadiki, yutilish va induktsiyalangan nurlanish formulaga teng, lekin turli ishoralar bilan kiradi. Agar birinchi had normal yutilishni bildirsa, "musbat" yutilish deb hisoblanadi, u holda induktsiyalangan nurlanish "manfiy" yutilish deb hisoblanishi mumkin.

Agar 1 sm² ko'ndalang kesimli parallel yorug'lik nuri c tezlikda tarqalayotganini hisobga olsak, nurlanish zichligi u_ν quyidagiga teng ekan:

$$u_\nu = \frac{1}{c}, \quad (12.49)$$

u holda (12.42), (12.48) va (12.49) tengliklarga muvofiq yutish koeffitsienti α quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\alpha = \frac{h\nu}{c} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = \frac{h\nu}{c} \left(1 - \frac{g_1}{g_2} \frac{N_2}{N_1}\right) B_{12}N_1. \quad (12.50)$$

(12.39) ni hisobga olsak:

$$\alpha = B_{12}N_1(1 - e^{-(E_2 - E_1)/kT}) \frac{h\nu}{c}. \quad (12.51)$$

$E_2 > E_1$ bo'lgani uchun (12.51) dagi eksponensial atama har doim birdan kichik va qavs ichidagi kattalik musbatdir. Bu shuni anglatadiki, har qanday yakuniy haroratda termodinamik muvozanat holatida yig'ndi yutilish koeffitsienti doimo musbat bo'ladi, ya'ni $\alpha > 0$. Bu holda yorug'likning odatiy musbat yutilishi sodir bo'ladi va induktsiyali o'tishlar uni faqat kamaytiradi. Buning sababi shundaki, muvozanat holatda qo'zg'atilmagan atomlar soni har doim qo'zg'atilgan atomlar sonidan ko'p bo'ladi, ya'ni $N_1 > N_2$.

Boltsman taqsimotidan (12.39) ko'rinadiki:

$$T = \frac{E_2 - E_1}{k \ln \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1}}. \quad (12.52)$$

Misol uchun $E_2 > E_1$, muvozanatda esa $g_1 N_2 < g_2 N_1$ bo'lsa, u holda $T > 0$. Biroq quyidagi

$$g_1 N_2 > g_2 N_1 \text{ yoki } \frac{N_2}{N_1} > \frac{g_2}{g_1}, \quad (12.53)$$

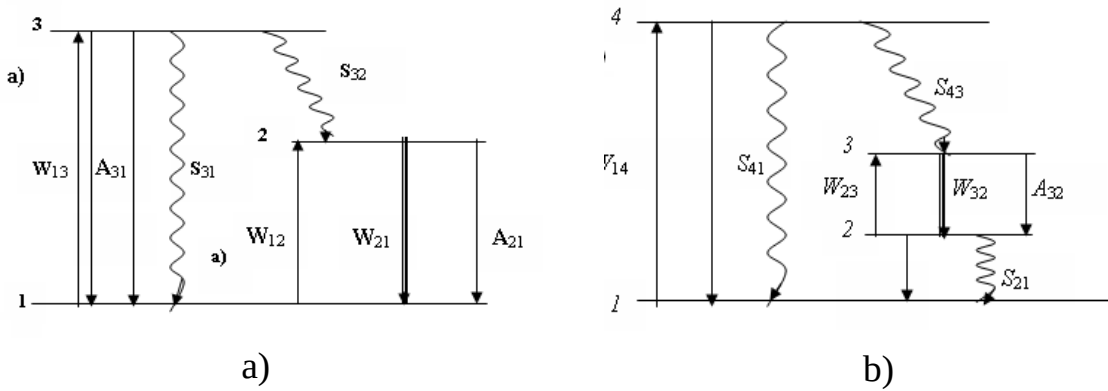
Tengsizlik bajarilsa, (12.50) ga asosan $\alpha < 0$ bo'ladi. Shunday qilib, manfiy yutilishga ega bo'lgan muhitni yaratish uchun qo'zg'atilgan atomlar sonini normal, qo'zg'atilmagan holatdagi atomlar sonidan ko'proq bo'ladigan muvozanatsiz holatga erishish kerak. (12.53) tengsizlikni qanoatlantiradigan atomlarning energiya sathlarining bandligi invers bandlik deyiladi.

12.8. Qattiq jismlarning majburiy nurlanishi

Endi invers bandlik hosil qilishning aniq usullarini ko'rib chiqaylik. Shuni qayd qilish kerakki, ikki sathli tizimda, turg'un invers bandlik hosil qilish mumkin emas. Haqiqatdan ham yuqori sathga rezonans nurlanish yordamida zarralar chiqarilayotgan bo'lsa $N_2 g_1 = N_1 g_2$ bo'ladi va nurlanish jarayonlarining ehtimolliklari

o'zaro tenglashadi hamda invers bandlik olish mumkin bo'lmay qoladi. Shunday hol yuqori energetik sathga zarralarni o'zaro to'qnashuv jarayonida chiqarilishida ro'y berishi mumkin (misol uchun elektronlar yoki atomlar bilan). Bu holda yuqori sathda zarralar soni ortgan sari, zarralarning boshqa zarralar bilan to'qnashuv natijasida pastki sathga tushib ketish ehtimolligi ham ortadi va Bolstman tenglamasi asosida belgilangan ($N_2 = N_0 \exp(-\varepsilon_2/kT)$) miqdordan ortmaydi. Bu zarralarning harorati har doim musbat bo'lgani uchun $N_2 < N_1$ shart bajariladi va invers bandlik hosil bo'lmaydi. Invers bandlik ushbu holda hosil bo'lishi uchun yuqori sathga zarralarning chiqarilishi va tushib ketishi jarayonlari turlicha bo'lishi kerak.

Invers bandlik uchun ushbu tizimda kamida uchta energetik sath bo'lishi kerak. Bulardan biri asosiy sath bo'lishi kerak. Invers bandlikni hosil qilishning eng sodda usuli, ya'ni uch sathli tizim usuli 17-a rasmda keltirilgan. Invers bandlik metastabil 2 sath va asosiy sathlar orasida hosil qilinadi. Metastabil 2 sathni zarralar bilan to'ldirilishi 3 sathdan zarralarning nurlanishsiz relaksatsiya orqali 2 sathga S_{32} ehtimollik bilan o'tish natijasida hosil qilinadi. Ko'rilayotgan jarayonni soddalashtirish uchun boshqa nurlanishsiz o'tishlarni ehtiborga olmaylik. Bu hol olinayotgan natijalarga tahsir etmaydi. Agarda 1 va 3 hamda 1 va 2 sathlar orasidagi to'g'ri va teskari o'tishlar va ehtimolliklarni mos ravishda W_{13}, S_{31}, W_{12} va W_{21} deb belgilasak, muvozanat holatida ushbu sathlardagi zarralarning balansini quyidagi



12.17-rasm. Uch (a) va to'rt (b) sathli kvant sistemada invers bandlik hosil qilish chizmasi.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= W_{13}N_1 - (W_{31} + A_{31} + S_{32})N_3 = 0 \\ \frac{dN_2}{dt} &= W_{12}N_1 - (A_{21} + W_{21})N_2 + S_{32}N_3 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (12.54)$$

va

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 \quad (12.55)$$

Ko'rinishlarda yozish mumkin. Bu yerda N_0 —faol zarralarning to'la konsentratsiyasi. N_1, N_2, N_3 lar – mos sathlardagi zarralarning konsentratsiyalari,

A_{31} va A_{21} —spontan o'tishlarning ehtimolliklari. Yuqoridagi (12.54) va (12.55) tenglamalardan ko'rinib turibdiki, 1 va 2-sathlarning nisbiy to'ldirilganligi quyidagi

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13}(S_{32}/(W_{31} + A_{31} + S_{32})) + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (12.56)$$

Ifoda orqali aniqlanishi mumkin. Yuqori 2-sathning effektiv to'ldirilishi quyidagi

$$A_{31} \ll S_{32}, \quad W_{31} \ll S_{32} \quad (12.57)$$

shartlar bajarilgandagina ro'y berishi mumkin.

Bu holda (12.56) ifoda quyidagi

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{W_{13} + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (12.58)$$

Ko'rinishni oladi. Agar ushbu tenglikning har ikkala tomonidan 1-ni ayirsak, u holda

$$\frac{N_2 - N_1}{N_1} \approx \frac{W_{13} - A_{21}}{A_{21} + W_{21}} \quad (12.59)$$

Yuqoridagi aytilgan shartlar bajarilganda $N_3 \rightarrow 0$ va $N_1 + N_2 \approx N_0$ bo'ladi. 1 va 2 sathlar aynimagan bo'lsa ($W_{12} = W_{21}$), 1 sathning to'ldirilganligi

$$N_1 = \frac{N_0(A_{21} + W_{21})}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (12.60)$$

Kattalikga teng bo'ladi, N_1 ni (12.59) ifodaga qo'yib, o'zgartirishlarni amalga oshirsak

$$N_2 - N_1 = N_0 = \frac{W_{13} - A_{21}}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (12.61)$$

Ifodani olamiz.

Bu formuladan ko'rinib turibdiki (12.59) shartlar bajarilsa, ya'ni 3 sathning to'ldirilish ehtimolligi 2 sathdan zarralarning spontan nurlanishli o'tish ehtimolligidan katta bo'lgandagina inversiya quyidagi

$$W_{13} > A_{21} \quad (12.62)$$

holda hosil bo'lar ekan. Ko'rib chiqilgan uch sathli tizimda lazerdagi faol zarra sifatida yoqut (rubin) kristalldagi xrom ionini keltirish mumkin.

Uch sathli tizimda invers bandlik hosil qilishning asosiy kamchiligi, bu juda ko'p zarralarning g'alayonlantirilishining shartligidir. Haqiqatdan ham $N = N_1 + N_2$ bo'lib, invers bandligi $N_2 > N_1$ sharti bajarilishini quyidagi $N_0 - N_1 > N_1$ ko'rinishda yozsak, u holda

$$N_2 > \frac{N_0}{2} \quad (12.63)$$

Kelib chiqadi.

Shunday qilib, uch sathli tizimda invers bandlik olish uchun yuqori sathda barcha zarralarning yarmidan ko'prog'i joylashgan bo'lishi shart ekan. Ushbu shart g'alayonlantirish tezligiga, shu bilan birga damlash quvvatiga ham katta talablar qo'yadi.

Bu kamchiliklardan xoli va ko'p tarqalgan usullardan biri bu to'rt sathli sistema bo'lib, uning diagrammasi 17-b rasmda keltirilgan. Bunday energetik tizimda nurlanishning kuchayishi faol zarralarning 3 sathdan 2 sathga majburiy nurlanish berib o'tishida ro'y beradi. 3-sathni zarralar bilan to'ldirilishi 17-b rasmda ko'rsatilgandek, zarralarning 4-sathdan 3-sathga nurlanishsiz o'tishlari natijasida ro'y beradi. 2-sathning zarralardan tezkorlik bilan bo'shatilishi esa undagi zarralarning nurlanishsiz 1-sathga o'tish orqali ro'y beradi. Bunday tizimda turg'un invers bandlik holatini hosil qilish sharti quyidagilardan iborat:

$$W_{23} > A_{32}, W_{32} < S_{43}, S_{21} > W_{32} \quad (12.64)$$

Shunday qilib, pastki ishchi sath (ya'ni 2-sath) asosiy bo'lmagani uchun, invers bandlik 2 va 3-sathlarning zarralar bilan nisbiy to'ldirilganligiga bog'liq bo'lmaydi, hamda uch sathli tizimga o'xshab, yuqori ishchi sath katta absolyut qiymatda to'ldirilgan bo'lishi shart emas. Ushbu shart muhitda invers bandlikni kichikroq damlash quvvatlarida ham olish imkonini beradi. Ushbu uslubga misol qilib gazli lazerlardagi CO₂, CO molekulalarida, qattiq jism lazerlarida neodim ionida invers bandlik olishni va boshqalarni keltirish mumkin.

Invers bandlik hosil qilish uslublari nafaqat konkret energetik sathlar tizimiga, zarralar xususiyatlariga, faol muhitni tashkil etgan boshqa komponentlarga ham bog'liq ekan. Lazerlarning faol muhitlari sifatida gazlar aralashmalari, turli kondensirlangan moddalar, kristallar, shishalar, yarimo'tkazgichlar va suyuqliklar bo'lishi mumkin. Lazerli tizimlarda optik, gazryadli, gazodinamik va kimyoviy damlash usullari qo'llaniladi.

Nazorat savollari

1. Lyuminessensiya turlarini sanab bering va tushuntiring
2. Qattiq jismlarning monomolekulyar nurlanishini bayon qilib bering
3. Fundamental o'tishlarda yarimo'tkazgichlarning rekombinatsiyaviy nurlanishi qanday sodir bo'ladi?
4. Kuchli legirlangan yarimo'tkazgichni tariflab bering
5. Eksitonli rekombinatsiyani tushuntiring
6. Zonalar va kirishma sathlari orasidagi o'tishlarda rekombinatsiyaviy nurlanish qanday sodir bo'ladi?
7. Donor-akseptor juftlari qanday hosil bo'ladi?
8. Yarimo'tkazgichlar lyuminessensiyasining relaksatsiyasi qanday bo'ladi?
9. Yarimo'tkazgichlar lyuminessensiyasiga harorat qanday ta'sir etadi?

10. Atomning spontan (o'z-o'zidan) va majburiy nurlanishi farqlarini asoslab bering
11. Qattiq jismlarning majburiy nurlanishini tushuntiring

XIII Bob.

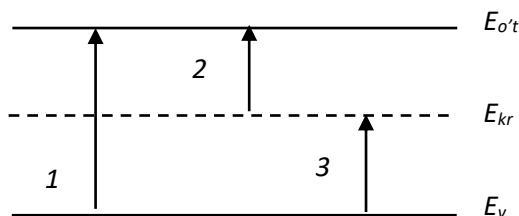
YARIMO'TKAZGICHLARDA FOTOELEKTRIK HODISALAR

13.1. Ichki fotoeffekt va fotoo'tkazuvchanlik

Yarimo'tkazgichlarda ichki fotoeffekt hodisasini quyidagicha tushuntirish mumkin. Yarimo'tkazgich materialga yorug'lik nuri tushganda uning elektr qarshiligi o'zgarsa, bunday hodisaga fotorezistiv effekt deyiladi. Optik generatsiya tufayli hosil bo'lgan zaryad tashuvchilar hissasiga yuzaga kelgan elektr qo'shimcha o'tkazuvchanlik fotoo'tkazuvchanlik deyiladi.

Ichki fotoeffekt hodisasi kuzatilishi uchun birinchi navbatda nur kristallda yutilishi zarur bo'ladi. Nur yutilishi tabiatiga qarab, hususiy yoki kirishmali fotoo'tkazuvchanlikni farqlash mumkin. Hususiy fotoo'tkazuvchanlikda nurning zonalararo yutilishi kuzatiladi. Bunday holda to'g'ri o'tishli yarimo'tkazgich uchun yutilgan foton energiyasi $h\nu$ taqiqlangan zona kengligi E_g dan kam bo'lmasligi kerak (13.1-rasmda 1-optik o'tish):

$$h\nu \geq E_g \quad (13.1)$$



13.1-rasm. Fotoo'tkazuvchanlik hosil qiladigan optik o'tishlar sxemasi.

To'g'ri bo'lmagan o'tishli yarimo'tkazgichda kvaziimpulsning saqlanish qonuni amal qilganda fotoo'tkazuvchanlikning uzunto'lqinli (qizil) chegarasi energiyasi E_p namayon bo'ladi:

$$h\nu = E_g + E_p \quad (13.2)$$

Agar taqiqlangan zonada kirishmali lokal energetik sathlar bo'lsa, optik o'tishlar asosiy zonalar va kirishmali sathlar orasida bo'lishi mumkin (13.1-rasmdagi 2- va 3- optik o'tishlar. Bunday holatdagi fotoo'tkazuvchanlik kirishmali fotoo'tkazuvchanlik deyiladi.

Shuningdek yarimo'tkazgich materiallarda fotonning eksitonli yutilish hodisasi ham kuzatiladi. Bunday yutilishda generatsiyalangan elektron va kovak bir-biri bilan bog'langan holatda, yani neytral holatda bo'ladi va dastlab fototok hosil

qimaydi. Biroq eksitonlar kristallda harakatlanish davrida turli kirishma markazlari, nuqsonlar va fononlar bilan ta'sirlashish oqibatida fototok hosil etishi mumkin.

Foton energiyasini shuningdek erkin zarad tashuvchilar ham yutishlari mumkin, biroq buning natijasida zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi oshmaydi. Agar zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi kuchli oshib borsa, nurning ko'p yutilishi jarayonida zaryad tashuvchilar kinetik energiyasining ortishi va bunday energiya hisobiga yangi zaryad tashuvchilar uyg'onishi mumkin.

Fotoo'tkazuvchanlik tushunish uchun quyidagicha yondashsamiz. Optik generatsiya tufayli paydo bo'lgan (ortiqcha) nomuvozanatli elektronlar Δn va kovaklar Δp muvozanatli zaryad tashuvchilar energiyasidan ko'proq energiyaga ega bo'lgan holatlarda bunday zaryad tashuvchilar ham asosiy zaryad tashuvchilar kabi energiya va kvaziimpuls taqsimotiga ega bo'ladi. Natijada yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi asosiy zaryad tashuvchilar n_0 va p_0 hamda fotogeneratsiyalangan zaryad tashuvchilar Δn va Δp hissalari bilan aniqlanadi:

$$\sigma = q (n_0 + \Delta n) \mu_n + (p_0 + \Delta p) \mu_p \quad (13.3)$$

Nur tushmagandagi o'tkazuvchanlik uchun quyidagi:

$$\sigma = q (n_0 \mu_n + p_0 \mu_p) \quad (13.4)$$

va nur tushgandagi o'tkazuvchanlik uchun quyidagi o'rinli bo'ladi:

$$\sigma_F = \sigma - \sigma_0 = q (\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p) \quad (13.5)$$

Fotogeneratsiyalangan zaryad tashuvchilar kontsentratsiyari Δn va Δp tushayotgan nur intensivligi va to'liq uzunligiga bog'liq. Bunday holatda vaqt birligida va hajm birligida yutilgan nur energiyasi uchun quyidagini yozish mumkin:

$$dI/dx = \alpha I \quad (13.6)$$

Vaqt birligi ichida va hajm birligida fotogeneratsiyalangan zarrachalar miqdori uchun quyidagini yozishimiz mumkin:

$$G = \beta \alpha I / h\nu \quad (13.7)$$

bu erda β – fotoionizatsiya kvant chiqish ko'rsatkichi.

Yarimo'tkazgichga bir xil intensivlikdagi nur tushib turganda rekombinatsiya tezligi ham ortib borib, generatsiya tezligiga tenglashadi. Bunday holda turgun fotoo'tkazuvchanlik hosil bo'ladi va uning uchun quyidagi formula o'rinli bo'ladi:

$$\sigma_{F,t} = \beta \alpha q (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) / h\nu \quad (13.8)$$

Yarimo'tkazgichning solishtirma fotosezgirliigi uchun quyidagi ifoda o'rinli bo'ladi:

$$S_F = \sigma_F / I . \quad (13.9)$$

Agar (13.5) formuladagi 1- yoki 2- handing qiymati ikkinchisiga nisbatan juda katta bo'lsa, ya'ni biror tipdagi zaryad tashuvchilar hissasi katta bo'lsa, bu holdagi fotoo'tkazuvchanlik monopolyar fotoo'tkazuvchanlik deb ataladi. Bunday holat uchun fotoo'tkazuvchanlik formulasi quyidagicha bo'ladi:

$$\sigma_{F,t} = \beta \alpha q \tau \mu / h\nu \quad (13.10)$$

Statsionar fototok zichligi uchun quyidagi formula o'rinli bo'ladi:

$$J_F = \sigma_{F,t} \mathcal{E} = [\beta \alpha q (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)] \mathcal{E} / h\nu \quad (13.11)$$

Agar $\mu_n \mathcal{E} = v_n$ va $\mu_p \mathcal{E} = v_p$ ekanligini etiborga olib, hamda maydon yo'nalishida yarimo'tkazgich o'lchami l deb hisoblab, shuningdek, $t_n = l / v_n$ va $t_p = l / v_p$ ni etiborga olib (13.11) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$J_F = \beta \alpha q (\tau_n / v_n + \tau_p / v_p) Il / h\nu \quad (13.12)$$

Turg'un fotoo'tkazuvchanlikning nur intensivligiga etibor berilsa, odatda 2 xil holatni ko'rish mumkin. Past nurlanish intensivligida to'g'ri chiziqli va katta nurlanishda subchiziqli bog'lanish kuzatiladi.

13.2. Zaryad tashuvchilar sirt rekombinatsiyasi va diffuziyasi mavjud hollardagi fotoo'tkazuvchanlik

Avvalgi paragrafda fotoo'tkazuvchanlikni talqin etishda yarimo'tkazgich hajmi bo'ylab birjinsli fotogeneratsiya holati ko'rilgan va sirt rekombinatsiyasi etiborga olinmagan edi.

Endi yarimo'tkazgich sirtiga tushayogan nur qalinlik bo'yicha notekis yutilayotgan va zaryad tashuvchilar diffuziyasi mavjud bo'lgan holatni ko'raylik.

Zaryad tashuvchilarni tutib qoluvchi (yopishish) markazlari mavjud bo'lmagan holatda nomuvozanatli zaryad tashuvchilar turg'un konsentratsiyasini hisoblash uchun masalan kovaklar uchun quyidagi uzluksizlik tenglamasini yechish zarur:

$$- \Delta p / \tau_p + D d^2 \Delta p / dx^2 + G e^{-\alpha x} = 0 \quad (13.13)$$

Bu tenglamada 1- had rekombinatsiyani 2-had diffuziyani, 3-had esa generatsiyani ifodalaydi:

$$G e^{-\alpha x} = [\beta (1 - R_s)^2 I_o / h\nu] e^{-\alpha x} \quad (13.14)$$

bu yerda β – kvant chiqishi, R_s - yarimo'tkazgich sirtining qaytarish koeffitsiyenti.

Agar yarimo'tkazgich sirtiga I_0 intansivlikdagi nur tushmoqda deb olinsa, $x=0$ sirt uchun chegaraviy shartni quyidagicha yozish mumkin:

$$(Dd\Delta p/dx)_{(x=0)} = s\Delta p_{(x=0)} \quad (13.15)$$

bu yerda s – yoritilgan sirtidagi rekombinatsiya tezligi. d qalinlikdagi yarimo'tkazgichning orqa sirti uchun shart qo'yilmaydi, chunki $d \gg L$ va $d \gg 1/\alpha$.

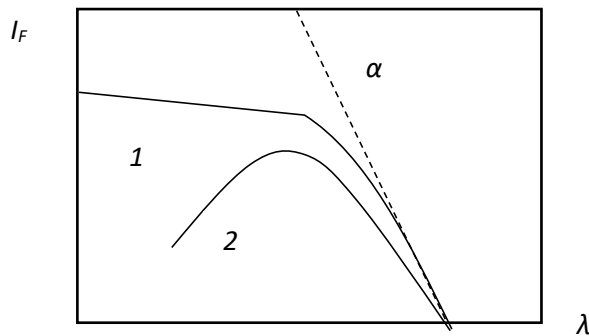
(13.13) tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta p(x) = Ae^{-x/L} - (\tau Ge^{-\alpha x} / L^2 \alpha^2 - 1) \quad (13.16)$$

Agar chegaraviy shartlarni etiborga olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\Delta p(x) = (G\tau / \alpha^2 L^2) [(\alpha L^2 + s\tau) / (L + s\tau)] e^{-x/L} - e^{-\alpha x} = 0 \quad (13.17)$$

So'ngi tenglamani 0 dan d gacha integrallasak, to'la generatsiyalangan kovaklar miqdorini aniqlashimiz mumkin.

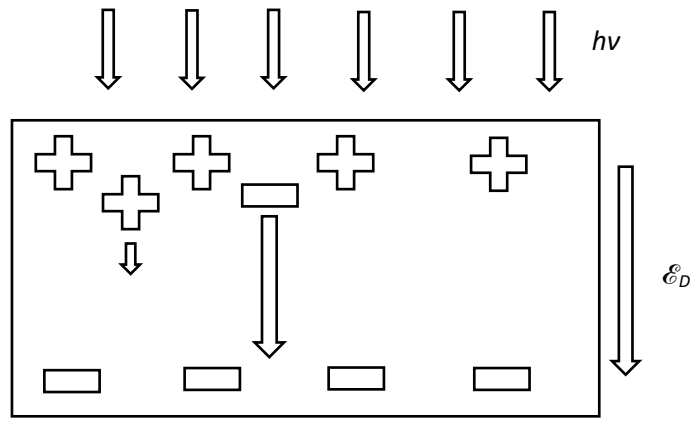


13.2-rasm. Sirt rekombinatsiyasi mavjud va mavjud bo'lmagan holatlar uchun fototokning nur to'lqin uzunligiga bog'liqligi

13.2-rasmda keltirilgan spektral xarakteristikaga qarab shuni tushunish mumkinki, rekombinatsiya mavjud bo'lmasa, to'lqin uzunligining ortishi bilan fotok qiymati kamayib boradi va to'yinishga chiqadi ($s=0$; 1-egri chiziq). Rekombinatsiya jarayoni mavjud bo'lganda spektral chiziq maksimal qiymat nuqtasiga ega (2-egri chiziq) bo'ladi.

13.3. Dember effekti. Fotoelektromagnetik effekt

Yarimo'tkazgich sirtiga xususiy yutish diapazoniga mos nur tushganda sirt yaqinida nurning yutilishi va elektron-kovak juftliklarning paydo bo'lishi kuzatiladi. Bunday fotogeneratsiyalangan zarrachalar chuqurlikka qarab diffuziyalanadi. Elektronlarning xarakatchanligi kovaklarga nisbatan yuqori bo'lgani uchun ular uzoqroqqa (chuqurroqqa) diffuziyalanadi (13.3-rasm).



13.3-rasm. Yarimo'tkazgichda Dember elektr yurituvchi kuchning paydo bo'lishi

Natijada sirtida hajmga nisbatan musbat zaryadlangan holat namoyon bo'ladi. Hosil bo'lgan zaryad taqsimoti sirtiy zaryad zichligi σ ataladi.

Yarimo'tkazgichda sirtiy va hajmiy rekombinatsiya markazlari yo'q deb hisoblab, Dember EYKni aniqlaymiz. Bunday holatda elektron va kovaklar uchun quyidagi tenglamalarni yechish zarur:

$$J_n = q (n_o + \Delta n) \mu_n \mathcal{E}_D + q D_n d\Delta n/dx \quad (13.18)$$

$$J_p = q (p_o + \Delta p) \mu_p \mathcal{E}_D + q D_p d\Delta p/dx \quad (13.19)$$

Turg'un holat uchun no'la tok 0 ga teng bo'ladi:

$$J = J_n + J_p = q [(n_o + \Delta n) \mu_n + (p_o + \Delta p) \mu_p] \mathcal{E}_D + q (D_n dn/dx - D_p dp/dx) = 0 \quad (13.20)$$

Shuningdek, Dember EYK uchun quyidagini olamiz:

$$\mathcal{E}_D = (-kT/q) [(\mu_n - \mu_p) d\Delta n/dx] / (n\mu_n - p\mu_p) \quad (13.21)$$

bu yerda $n = n_o + \Delta n$ va $p = p_o + \Delta p$. Agar $b = \mu_o / \mu_p$ ni etiborga olsak, quyidagini olamiz:

$$\mathcal{E}_D = (-kT/q) [(b-1)/(b+1)] \ln(1/\sigma) (d\Delta\sigma/dx) \quad (13.22)$$

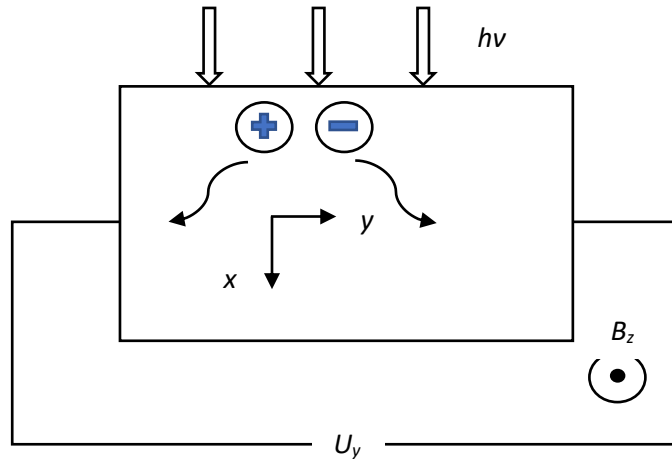
$$U_D = (-kT/q) [(b-1)/(b+1)] \ln[1+(b+1)\Delta n/(bn_o+p_o)] \quad (13.23)$$

Dember EYKning qiymati elektronlar va kovaklar xarakatchanliklarining farqiga bog'liq ekan. Agar ular o'zaro teng bo'lsa, Dember kuchlanishi 0 ga teng bo'ladi.

Fotoelektromagnetik effekt to'g'risida quyidagilarni bilishimiz kerak. Agar yarimo'tkazgichni kuchli nur bilan yoritilsa, va uni zaryad tashuvchilar diffuziyasiga ko'ndalang joylashtirilsa, EYK paydo bo'ladi va bu hodisa fotoelektromagnetik effekt (FEM) deb ataladi.

Nur yordamida generatsiyalangan zaryad tashuvchilarga magnit maydonining Lorents kucha ta'sir etadi. Bu kuch zaryad tashuvchilarning harakat yo'nalishi va magnit maydoni yo'nalishidan og'diradi. Elektron va kovaklar turli tomonga og'adi

va natijada qarama-qarshi tomonlarda musbat va manfiy zaryadlar to'planadi, ya'ni elektr maydoni yoki U_y kuchlanish paydo bo'ladi.



13.4-rasm. Fotoelektromagnetik effektda EYKning hosil bo'lishi

U_y kuchlanishni aniqlash uchun sirt rekombinatsiyasi juda kam bo'lgan yarimo'tkazgichga nur tushib uning sirt yaqinida elektron-kovak juftliklar paydo bo'lsin. Kuchsiz magnit maydoni uchun ($\mu B \ll 1$) hosil bo'lgan maydon potentsiali uchun potentsialni quyidagicha ifodalanadi:

$$\varphi_n = \mu_n^{\{H\}} B \quad (13.24)$$

$$\varphi_p = \mu_p^{\{H\}} B \quad (13.25)$$

bu yerda $\mu_n^{\{H\}}$ va $\mu_p^{\{H\}}$ elektron va kovaklar uchun mos ravishda xarakatchanlik.

To'la diffusion tok uchun quyidagi umumiy ifodalarni yozish mumkin:

$$J_y = -q r D B (\mu_n + \mu_p) d\Delta n/dx \quad (13.26)$$

bu yerda r - Xoll faktori, $\mu_n = r \mu_n^{\{H\}}$ va $\mu_p = r \mu_p^{\{H\}}$

Agar z o'qi bo'yicha yarimo'tkazgichning o'lchamini b deb olsak, qisqa tutashuv toki uchun quyidagi formulani olish mumkin:

$$J_{qt} = -q r D B (\mu_n + \mu_p) b [\Delta n(0) - \Delta n(t)] \quad (13.27)$$

Demak zx sirt bo'ylab oqayotgan tok zichligi 0 ga teng va y yonalishda oqayotgan qisqa tutashuv toki FEM – effekti kuchlanishi bilan aniqlanadi.

$$U_{FEM} = q r a B (\mu_n + \mu_p) \beta L I / hv \sigma_o \quad (13.28)$$

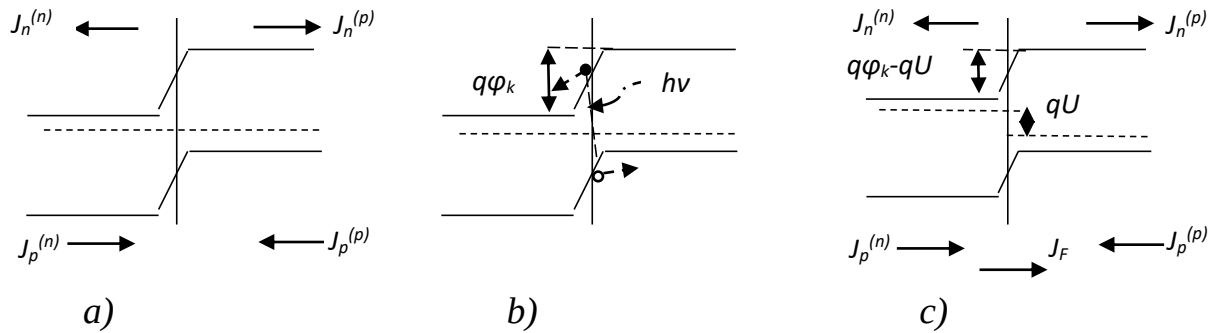
Bu yerda l – namunaning uzunligi va u zaryad tashuvchilar erkin yugurish yo'ldan juda katta; a – y o'qi bo'ylab yarimo'tkazgich o'lchami.

FEM effekti kuchlanishining qiymati magnit maydoni induktivligiga proporsional va qarama-qarshi tomondagi zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasiga bog'liq bo'ladi.

FEM effekti kuchlanishi past darajadagi yoritish sharoitida yoritish intensivligiga bog'liq ekan. Yoritilganlikning ortib borishi bilan esa u to'yinishga intiladi.

13.4. p-n o'tishdagi fotoeffekt. Shottki baryeridagi fotoeffekt

Ma'lumki, p-n-o'tishda asosiy zaryad tashuvchilar diffuziyasi tufayli elektr maydoni hisobiga potentsial baryer mavjud bo'ladi. Termodinamik muvozanat (a) va yoritilgan holatlar (b va c) uchun p-n-o'tishning energetik sxemasi 13.5-rasmda keltirilgan.



13.5-rasm. Termodinamik muvozanat (a) va yoritilgan holatlar (b va c) uchun p-n-o'tishning energetik sxemasi

Sxemadagi toklar muvozanat holati uchun quyidagini yozish mumkin:

$$-J_n^{(n)} + J_n^{(p)} - J_p^{(p)} + J_p^{(n)} = 0 \quad (13.29)$$

To'la to'yinish toki uchun yozamiz:

$$J_s = J_{ns} + J_{ps} = (qD_n n_p / L_n) + (qD_p p_n / L_p) \quad (13.30)$$

Yarimo'tkazgichga taqiqlangan zona kengligidan katta energiyaga ega bo'lgan foton tushganda (13.5 b-rasm) elektron-kovak juftligi generatsiyalanadi. O'tkazuvchanlik zonasida elektron va valent zonada kovak paydo bo'ladi. Nur tushmaganda paydo bo'lgan potentsial baryerning pasayishi hisobiga elektronlar p-zonadan n-zonaga va kovaklar n-zonadan p-zonaga diffuziyalanadi. Natijada ventillik U_{ven} va J_F fototok paydo bo'ladi:

$$J = J_F - J_n^{(n)} + J_n^{(p)} - J_p^{(p)} + J_p^{(n)} = 0 \quad (13.31)$$

Yoritilgandagi noasosiy zaryad tashuvchilar tokining zichligi ularning muvozanatli holatdagi qiymatlariga teng bo'ladi:

$$J_n^{(p)} = J_{sn}^{(p)} ; \quad J_p^{(n)} = J_{sp}^{(n)} \quad (13.32)$$

Potentsial baryerning yoritilgan sharoitdagi qU ga pasayishi hisobiga asosiy zaryad tashuvchilar oqimining qiymati quyidagicha ortadi:

$$J_n^{(n)} = J_{sn} e^{(qU/kT)} \quad (13.33)$$

$$J_p^{(p)} = J_{sp} e^{(qU/kT)} \quad (13.34)$$

Yuqoridagi tenglamalardan quyidagini olishimiz mumkin:

$$U = (kT/q) \ln[1 + (J_F - J) / J_s] \quad (13.35)$$

So'ngi olingan tenglama har qanday sharoit uchun fotodiod tenglamasi deyiladi. Ventil EYKni yoki salt ishlash kuchlanishini topish uchun $J = 0$ holatni olamiz:

$$U_{ven} = (kT/q) \ln[1 + (J_F / J_s)] \quad (13.35)$$

Shottki baryeridagi fotoeffekt p-n o'tishdagidan farqlanadi. Ma'lumki, metall va yarimo'tkazgich kontaktida uning sirtida zaryad tashuvchilar qayta taqsimlanishi tufayli Shottki baryeri paydo bo'ladi. Agar metall dan elektronlar chiqish ishi n-turli yarimo'tkazgich chiqish ishidan katta bo'lsa ($\Phi_m > \Phi_y$), elektronlar uchun Shottki baryeri paydo bo'ladi. Agar ($\Phi_m < \Phi_y$) shart bajarilsa, kovaklar uchun Shottki baryeri paydo bo'ladi. Baryer balandligi uchun quyidagi formula o'rinli bo'ladi:

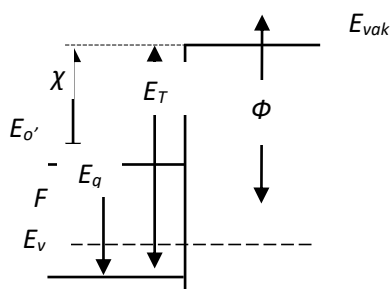
$$q \phi_k = (\Phi_m - \Phi_y) \quad (13.36)$$

Shottki baryerida kuzatiladigan fotoeffektning o'ziga hosligi shundan iboratki, agar foton energiyasi $h\nu > q\phi_k$ bo'lsa, u holda metall dagi elektron qo'shimcha energiya olib baryerni yengib yarimo'tkazgichga o'tadi, uni manfiy zaryadlaydi foto-E.YU.K paydo bo'ladi. Yarimo'tkazgichning valent zonasidan Fermi sathidan yuqoriroqqacha qo'zg'atilgan elektronlar metallga tunellanadi, lekin odatda ularning hisssasi juda kichik bo'ladi. Agar $h\nu > E_g$ shart bajarilsa, Shottki baryeri atrofida generatsiyalangan elektron-kovaklar kontakt maydonida ajratiladi va foto- E.YU.K hosil qiladi.

Shottki baryeri asosida odatda katta maydonli fotoelementlar tayyorlanadi. Ular alfa zarrachalar hosil qiladigan fototoklarni, gamma nurlar, rentgen nurlari va neytronlar oqimlari orqali qo'zg'atilgan elektronlarni qayd qilish uchun qo'llanilad.

13.5. Tashqi fotoeffekt

Odatda tashqi fotoeffekt deganda metallar sirtlaridagi fotoelektron emissiya hodisasi nazarda tutiladi. Biroq yarimo'tkazgich materiallarning mikro va nano-elektronokada qo'llanilishi kengayib borgan sari ularda tashqi fotoeffektga ham e'tibor kuchayib bormoqda. Yarimo'tkazgichlarda tashqi fotoeffekt tushunish uchun 13.7-rasmga murojaat qilamiz.



13.7-rasm. Yarimo'tkazgichlarda tashqi fotoeffektga doir soddalashgan chizma

13.7-rasmdan foydalangan holda ta'rif berish mumkinki, yarimo'tkazgichdan vakuumga elektronning ajralib chiqishi tashqi fotoeffekt deyiladi. E_{vak} - bu energiya yarimo'tkazgichdan ajralib chiqqan va vakuumda kinetik energiyasi 0 ga teng bo'lgan elektron energiyasi. χ – bu o'tkazuvchanlik chegarasidan vakuum chegarasi orasidagi farq bo'lib, elektron yaqinlashuv energiyasi deyiladi. Φ – chiqish energiyasi va u Fermi sathi F va vakuum sathi farqiga teng energiya miqdori. E_T – tashqi fotoeffekt chegarasi, ya'ni tashqi fotoeffekt yuz berishi mumkin bo'lgan eng kam energiyali foton energiyasi.

Fermi sathi taqiqlangan zona ichida yotgan holat uchun, ya'ni hususiy yarimo'tkazgichda tashqi fotoeffekt sharti:

$$E_T = \chi + E_g \quad (13.37)$$

Noto'g'ri o'tishli yarimo'tkazgichda fonon ham emissiyalanadi:

$$E_T = \chi + E_g + E_p \quad (13.38)$$

Bu yerda E_p – fonon energiyasi.

Kuchli legirlangan n - va p -tur yarimo'tkazgichlarda Fermi sathi $\mathcal{E}_n$ va $\mathcal{E}_p$ kvazi Fermi sathlariga ajraladi. Bunday holatlar uchun (13.38) tenglama quyidagi ko'rinishlarda bo'ladi:

$$E_T = \chi - \mathcal{E}_n \quad (13.39)$$

$$E_T = \chi + E_g + \mathcal{E}_p \quad (13.40)$$

Turli yarimo'tkazgich materiallar uchun yuqorida aytib o'tilgan asosiy kattaliklar Φ – chiqish energiyasi, F - Fermi sathi, E_T – tashqi fotoeffekt chegarasi kabi parametrlarning qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan.

Jadval 13.1

Ayrim yarimo'tkazgich materiallar uchun chiqish ishi
va tashqi fotoeffekt chegarasi

Yarimo'-tkazgich	E_g , eV	Φ , eV	E_T , eV	E_{Td} , eV	$\chi = E_T - E_g$, eV
AlSb (110)	1,5	4,86	5,15	5,75	3,65
GaAs (110)	1,40	4,71	5,47	5,75	4,07
GaSb (110)	0,70	4,76	4,76	5,24	4,06
InAs (110)	0,41	4,90	5,31	5,58	4,90
InSb (110)	0,18	4,75	4,77	5,26	4,59
InP (110)	1,3	4,45	5,68	5,94	4,38
Si (110)	1,09	4,83	5,10	5,45	4,01
Ge (111)	0,67	4,80	4,80	5,22	4,13

Nazorat savollari

1. Ichki fotoeffekt nima?
2. Fotoo'tkazuvchanlik nima?
3. Fotoo'tkazuvchanlikning zaryad tashuvchilar rekombinatsiyasiga bog'liqligi qanday? va diffuziyasi mavjud hollardagi fotoo'tkazuvchanlik.
4. Fotoo'tkazuvchanlikning zaryad tashuvchilar diffuziyasiga bog'liqligi qanday?
5. Dember effekti qanday tushuntiriladi?
6. Fotoelektromagnetik effekt nimadan iborat?
7. p-n o'tishdagi fotoeffekt qanday tushuntiriladi?
8. Shottki baryeridagi fotoeffekt qanday tushuntiriladi?
9. Tashqi fotoeffekt nima?

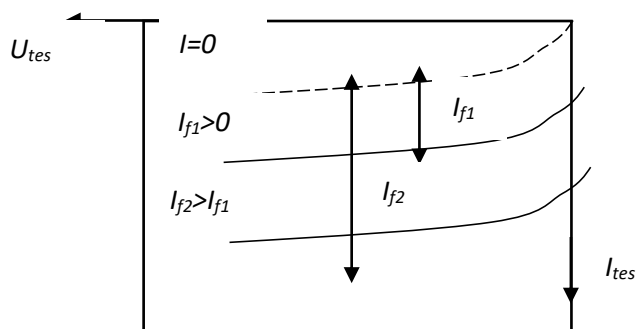
XIV bob.

OPTIK VA FOTOELEKTRIK ASBOBLAR

14.1. p-n o'tishli tuzilmalarda fotoelektrik hodisalar.

Fotodiodlar

Teskari toki yoritilishga bog'liq bo'lgan diodni fotodiod deyiladi. Odatda fotodiodlar sifatida teskari yo'nalishli kuchlanish qo'yilgan p-n o'tishli diodlar qo'llanadi. p-n o'tishda va unga yondashgan yarim o'tkazgich sohalarida yorug'lik kvantlari (fotonlar) yutilganida yangi zaryad tashuvchilar (elektron-kovak juftlar) hosil bo'ladi. p-n o'tishga yondashgan va kengligi L diffuzion uzunlikdan kichik bo'lgan sohalarda vujudga kelgan noasosiy zaryad tashuvchilar p-n o'tishga tomon diffuziyalanadi va undagi elektrik maydon ta'sirida o'zlari asosiy bo'lgan sohaga o'tib ketadi (13.5-rasm). Shu sababdan fotodiod orqali teskari tok ortadi (14.1-rasm). Bu tok ortirmasini fototok deyiladi.



14.1-rasm. Fotodiod BAX ning turli yorug'lik oqimida teskari tarmog'i

Teskari kuchlanishlarning ishlovchi oralig'ida teskari toklar (fototoklar) amalda kuchlanishga bo'liq bo'lmaydi. Fotodiodlarning asosiy xarakteristikalar quyidagilardan iborat. Fotodiodning lyuks-amper xarakteristikasi fototokning yoritilishga bog'lanish bo'lib, fototok odatdagi hollarda yoritilishga proporsional (mutanosib), ya'ni $J_f \sim I$. Bundan fotodiodning integral sezgirligining berilgan teskari kuchlanishga bog'liq bo'lmasligi kelib chiqadi:

$$K = J_f / I$$

Fotodiodlar fotorezistorlarga nisbatan kichik inersionlikka ega, yani tezkorroq. Ayrim fotodiodlarda bazaning kengligi 20-30 mkm va baza orqali zaryad tashuvchining o'tish vaqti $\tau_b \approx 50 \text{ ns}$.

Ammo, p-n o'tish orqali o'tish vaqti

$$\tau_{p-n} \approx \delta / v_{max} ,$$

bu era δ - p-n-o'tish kengligi, v_{max} - zaryad tashuvchilarning eng katta dreyf tezligi, odatda $\tau_{p-n} \approx 0.1 \text{ ns}$ qiymatga ega.

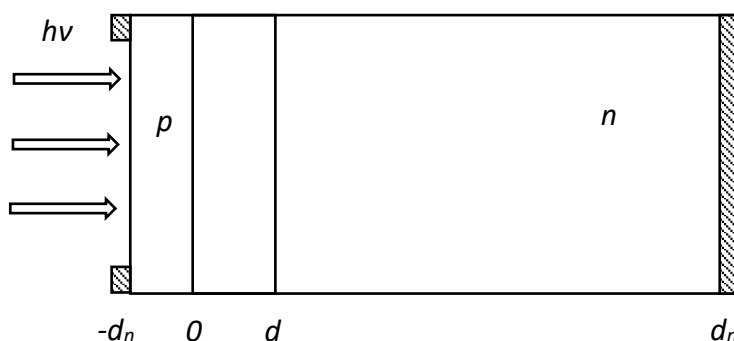
Fotodiodning vaqtiy doimiysi $\tau_{p-n} = r C_{p-n}$ sig'im orqali kuchlanishga va fotodiod bazasi qarshiligi r ga bog'liq bo'lib, u ns tartibida qiymatlarga ega. Fotodiodlar spektral xarakteristikasini katta to'lqin uzunliklar tomonidan – yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasi kengligi, kichik to'lqin uzunliklar tomonidan katta yutilish koeffisienti va sirtiy rekombinatsiyaning ortib ketishini aniqlaydi. Spektral xarakteristikada maksimum vaziyatda mazkur yarimo'tkazgichda yutish koeffisientining o'sish darajasiga kuchli bog'liq. Masalan, germaniy fotodiodida taqiqlangan zona kengligi ($\lambda_{max} = 1.55$ mkm) maksimum vaziyatini aniqlaydi va baza qalinligiga bog'liqmas. Ammo, kremniy fotodiodlarida baza qalinligi va sirtiy rekombinatsiya tezligini o'zgartirib, spektral xarakteristika maksimumini 0.6 dan 1 mkm gacha oraliqda siljitish mumkin.

14.1.1. Fotodiod fototokini hisoblash

Fotodiod fototokini hisoblash uchun 14.2-rasmda tasvirlangan fotodiodni qaraylik. 14.2-rasmda ko'rinishicha, yorug'lik oqimi p-soha tomonidan p-n o'tish bo'ylab yo'nalgan. p-n o'tishga teskari kuchlanish berilgan bo'lsin. Mana shu hol uchun fototokni hisob qilaylik. Fotodiod orqali o'tayotgan tokning zichligi

$$j = j_n + j_r + j_p = j_k + j_f \quad (14.1)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Bu yerda j_n – elektronlarning p-sohadagi toki; j_g p-n o'tish sohasida termik va fotogeneratsiya hosil qilgan tok; j_p - kovaklarning n-sohadagi toki. Ikkinchi tomondan, teskari tokining to'la zichligini birlik toki zichligi j_k va fototok zichligi j_f yig'indisi sifatida tasavvur qilish mumkin.



14.2-rasm. Fotodiod tuzilishi

p va n sohalarining solishtirma qarshiligi kichik, unda elektrik maydon kuchlanganligi nolga yaqin, binobarin dreyf tokini nazarga olmasa ham bo'ladi. Agar n -tur yarimo'tkazgich ichiga $x=0$ tekislikda kirayotgan yorug'lik oqimini $I(0)$ desak, Buger-Lambert qonuniga asosan, x masofa ichkaridagi yorug'lik oqimi

$$I(x) = I(0) \exp(-ax) \quad (14.2)$$

bo'ladi. α - yorug'lik yutilish koefitsienti. Birlik hajmda yutilgan yorug'lik

$$dI(x)/dx = \alpha I(x)$$

bo'lib, shu hajmda yutilgan fotonlar soni orqali ifodalansa,

$$\alpha I(x) = \hbar\omega \cdot q_1 \quad (14.3)$$

(14.3) ifodani (1.81) ga qo'yilsa, quyidagin olinadi:

$$\begin{aligned} G_n &= \eta_n q_1 = \eta_n \alpha I(x) / \hbar\omega = \eta_n [\alpha I(x) / \hbar\omega] \exp(-ax) = G_{n0} \exp(-ax) \\ G_p &= \eta_p q_1 = \eta_p \alpha I(x) / \hbar\omega = \eta_p [\alpha I(x) / \hbar\omega] \exp(-ax) = G_{p0} \exp(-ax) \\ G_{n0} &= \eta_n \alpha I(0) / \hbar\omega, \quad G_{p0} = \eta_p \alpha I(0) / \hbar\omega \end{aligned} \quad (14.4)$$

p-sohaga $x = d_p$ tekislikda kirayotgan yorug'lik oqimiga nisbatan

$$G_n = G_{n0} \exp[-a(x + d_p)]$$

deb yozilishi kerak.

1. p-sohada elektronlar uchun uzliksizlik tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} + \frac{G_{n0}}{D_n} \exp[-a(x + d_p)] = 0 \quad (14.5)$$

Bu tenglamasini yechish uchun quyidagi chegaraviy shartlarni e'tiborga olamiz:

$$\left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-d_p} = (s_p / D_n) \Delta n \bigg|_{x=-d_p} \quad (14.6)$$

$$\Delta n(0) = n_p \quad (14.7)$$

s_p – sirtiy rekombinatsiya koefitsienti.

$$j_n = \frac{e G_{n0} L_n}{a^2 L_n^2 - 1} \left\{ \frac{[D_n \operatorname{sh}(d_p / L_n) + s_p L_n \operatorname{ch}(d_p / L_n)] \exp(-ad_p) - (a D_n + s_p) L_n}{D_n \operatorname{ch}(d_p / L_n + s_p L_n \operatorname{sh}(d_p / L_n))} + ad_n \exp(-ad_p) \right\} - j_{sn}$$

Bunda j_{sn} - p-tur yupqa bazali diodning to'yinish toki. Qolgan jihatlar fototokning elektron tashkillovchisi j_{nf} ni ifodalaydi.

Agar $d_p / L_n \ll 1$ va $ad \ll 1$ bo'lsa, u holda

$$J_{nf} = - \frac{e G_{n0} d_p}{1 + s_p d_p / D_n} \left[1 - \frac{a^2 L_n^2 s_p d_p / D_n}{1 - a^2 L_n^2} \right]. \quad (14.8)$$

Sirtiy rekombinatsiya tezligi kichik bo'lsa ($s_p d_p / \ll 1$),

$$J_{nf} = -q_e C_{no} d_p, \quad (14.9)$$

yani p-sohada yorug'lik paydo qilgan barcha elektronlar p-n o'tishga yetib borib, fototokka hissa qo'shadi. Ravshanki s_p sirtiy rekombinatsiya koefitsienti qancha kichik bo'lsa, fotodiodning ishi effektivligi shuncha yuqori bo'ladi.

p-soha qalinligining katta bo'lishi ($d_p / L_n \gg 1$) ma'qul emas, chunki n-soha chegarasiga kam yorug'lik yetib boradi va p-sohadagi rekombinatsiya yorug'lik paydo qilgan zaryad tashuvchilarni kamaytirib yuboradi, fotodiodning effektivligi past bo'ladi.

2. Fototokning p-n o'tishdagi generatsion tashkillovchisi soda hisoblanadi;

$$J_{nf} = -eG_{p0} \int_0^d \exp[-a(x + d_p)] dx = eG_{p0} a^{-1}. \quad (14.10)$$

$$\exp(-ad_p)[1 - \exp(-ad)] \quad (14.11)$$

Bu ifodadan d_p qancha kichik bo'lsa, d (p-n o'tish qalinligi) qancha kata bo'lsa, J_{nf} tok shuncha katta bolishligi aniq ko'rinib turibdi.

3. Fotodiod orqali j_{pf} kovaklar toki uchun ushbu

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} + (G_{p0} / D_p) \exp[-a(x + d_p)] = 0 \quad (14.12)$$

uzliksiz tenglamasini quyidagi chegaraviy shartlardan

$$\Delta p(d) = p, \quad \Delta p|_{x \rightarrow 0} = 0 \quad (14.13)$$

foydalanib, yechsak:

$$j_p = [eG_{p0} L_p / (1 + aL)] \exp[-a(d + d_p)] - eD_p \overline{p_n} / L_p, \quad (14.14)$$

Bunda birinchi had fototokning kovaklar tashkillovchisi

$$j_{p\phi} = [eG_{p0} L_p / (1 + L_p)] \exp[-a(d + d_p)], \quad (14.15)$$

Ikkinchi had fotodiod orqali qorong'ulik teskari tokning kovaklar tashkillovchisi:

$$j_{ps} = [eD_p P_n / L_p]. \quad (14.16)$$

Odatda fotodiodlar tayyorlanganda p sohaning d_p kengligi juda kichik qilinadi, unda deyarli yorug'lik yutilmaydi. Zaryad tashuvchilar generatsiyalanmaydi. Shuning uchun $j_{n\phi}$ tashkillovchi kichik va

$$j_\phi = j_{p\phi} + j_{ps} \approx eG_{p0} a^{-1} [1 - \exp(-ad)/(1 + aL_p)] \quad (14.17)$$

Fotodiodga to'g'ri kuchlanish berilganda qorong'ulik toki j_{ns} va j_{ps} larni $\exp(eV/kT)$ ga ko'paytirish kerak, j_ϕ fototok bu holda p-n o'tish sohasi torayishi va $\exp(-ad)$ ning ortishi oqibatida kamayib boradi. Demak, katta to'g'ri kuchlanish berilganda fotodiodning to'la toki qorong'ulikdagi to'g'ri tokka amalda teng bo'lib qoladi, binobarin, bu holda diod fotosezgir asbob bo'lmaydi.

14.1.2. Fotodiodning kvantik effektivligi va tezkorligi

Yorug'lik paydo qilgan elektron – kovak juftlar sonining (j_ϕ/e ning) birlik yuzaga tushayotgan ($I_0/\hbar\omega$) fotonlar soniga nisbatini fotodiodning kvantlik effektivligi (samaradorligi) deyiladi:

$$\eta_g = (j_\phi/e) / (I_0/\hbar\omega) = (I.R) \eta_f [1 - \exp(-ad) / (1 + aL_p)] \quad (14.18)$$

Bu asosiy parametrlardan biri bo'lib, fotodiodning sifatini aniqlaydi. Ko'pincha fotodiodning sezgirliги degan parametrdan foydalaniladi, u fototokning yorug'lik intensivligiga (oqimiga) nisbatidir:

$$\beta_g = j_f/I_0 = e\eta_g / \hbar\omega = \lambda\eta_g / 1.24. \quad (14.19)$$

Bunda λ mkm larda ifodalangan, β_g esa A/W larda. Sezilarli fototok olish mumkin bo'lgan eng kichik takroroylik yoki eng katta to'lqin uzunlik energiya kvantning yarimo'tkazgich taqiqlangan zonasi kengligiga tengligidan aniqlanadi.

$\hbar\omega_{min} = E_g$ dan $\omega_{min} = E_g / \hbar$ yoki $\nu_{min} = E_g/h$, yoki

$$\lambda_{makc} = hc/E_g \quad (14.20)$$

$\lambda > \lambda_{max}$ holida a va G_0 juda kichik, sezilarli fototok yo'q, demak, yorug'lik elektron-kovak juftlari hosil qilmay fotodioddan o'tib ketadi.

Aksincha, qisqa to'lqinlar ($\lambda < \lambda_{max}$) sohasida nurlanish yarimo'tkazgichning sezgir qatlamida to'ladi yutiladi. Ammo,

$$ad_p \gg 1, \quad \exp(-ad_p) \ll 1$$

bo'lib, qolganligidan fototokning asosiy tashkillovchilari j_{gf} va j_{pf} juda kichik bo'ladi. Oraliq sohada maksimum (eng katta qiymati) kuzatilishi kerak.

Darhaqiqat, kremniy fotodiodi uchun η_g ning maksimal qiymati $\lambda \approx 0,8-0,9$ mkm ga, germaniy fotodiodi uchun $\lambda \approx 1-1,6$ mkm ga to'g'ri keladi.

Fotodiodning tezkorligi zaryad tashuvchilarning hajmiy zaryad sohasidan o'tish vaqti $t_{uch} = d/v_{dt}$ (bunda v_{dt} – teskari kuchlanishli p-n o'tish kuchli elektrik maydonida zaryad tashuvchilarning maksimal dreyf tezligi) va p-n o'tish sig'imining qayta zaryadlanishi vaqti $t_c = C_{p-n} \cdot r_{yu}$ orqali aniqlanadi (r_{yu} – yuklama qarshiligi). Ge, Si, GaAs uchun $V_{dm} (300K) \sim 10^7$ sm/s. Demak, p-n o'tish kengligi va yuzini kamaytirib, fotodiod tezkorligi yana p-n o'tish kengligi va yuzini kamaytirib, fotodiod tezkorligini oshirish mumkin. Fotodiod tezkorligi yana p-n o'tish hajmiy zaryad sohasi orqali zaryad tashuvchilar diffuziyasi vaqtiga ($\tau_g = d_p^2/D_n$) bog'liq bo'ladi, bu holda p-soha kengligi d_p ni kamaytirib, tezkorlikni ko'tarish mumkin. Fotodiodlarning foto javobi vaqti $10^{-8}-10^{11}$ s oraliq'ida yotadi ($T=300K$). Fotodiodlar shu oraliqqacha davrli o'zgaruvchang yorug'lik oqimlarini, (optik signallarni) kuchaytirishi va keyin ularni o'zgartirishi mumkin.

Fotodiodlarning bir necha xili mavjud: p-n va p-i-n- fotodiodlar,

- shotki to'siqli fotodiodlar,
- geteroo'tishli fotodiodlar,
- ko'chkili fotodiodlar,
- injeksion fotodiodlar.

14.2. Fototranzistorlar. Fototristorlar

Yorug'lik oqimidan qo'zg'aladigan va bir vaqtda fototokni kuchaytiradigan tranzistorni fototranzistor deyiladi.

Qo'sh qutbli fototranzistorni qaraylik. Fototranzistorlarning tuzilish sxemalari har xil bo'ladi. Fototranzistor turli yoqlardan yoritilishi mumkin, uni turli sxemalar bo'yicha ulash mumkin. Shulardan birini ko'ramiz. Agar baza va kollektor orasida

kuchlanish berilsa, kollektor o'tish teskari yo'nalishda ulansa, emitter chiqish sxemaga ulanmasa, u holda qo'sh qutbiy tranzistorning sxemasi fotodiodnikiga o'xshash bo'ladi.

Baza va kollektor sohalarida fotonlar yutilgan holda zaryad tashuvchilarning nomuvozanatliy juftlari hosil bo'ladi.

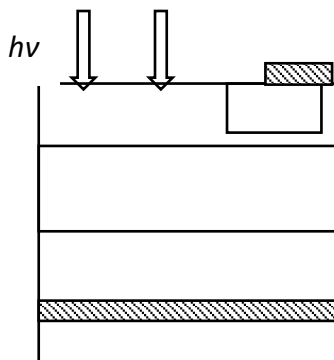
Noasosiy zaryad tashuvchilar (n-bazada kovaklar, p-kollektorda elektronlar) kollektor tomon diffuziyalanadi, elektrik maydon ularni kollektor o'tishi ichiga tortadi va undan o'tib I_f fototok paydo qiladi. Biroq, qo'sh qutbli fototranzistorni odatda umumiy emitterli sxemada qo'llaniladi. Shuning uchun shu sxemada ulangan qo'sh qutbli fototranzistor ishlashini qaraylik.

Dastlab baza elektrodi sxemaga ulanmagan ($I_b = 0$) deb faraz qilamiz. Bu holda noasosiy zaryad tashuvchilar kollektor p-n o'tishidan o'tib, I_f fototok hosil qiladi. n-bazada yorug'lik paydo qilgan va kollektordan kelgan elektronlar potentsial chuqurda joylashadi, ularning jamg'arilib borishi oqibatida emitter va kollektor toki ham ortadi. Shunday qilib, qo'sh qutbli fototranzistor bazasida jamg'arilgan nomuvozanatliy asosiy zaryad tashuvchilar fototokni kuchaytiradi, ya'ni yoritilganda kollektor toki $I_f = h_{21} I_f$ bo'lib qoladi, bundagi koeffisient $h_{21} > 1$.

Baza elektrodi tashqi zanjirga ulansa yoritish ta'sirida baza toki o'zgarishi mumkin. Bu o'zgarish darajasi baza zanjiri qarshiligiga bog'liq, u nomuvizanatliy elektronlarning tashqi baza zanjiriga chiqishi oqibatida yuz beradi, Bu esa bazada jamg'arilgan ekektronlarni kamaytiradi, fototok kuchayishi ham kamayadi.

Demak, qo'sh qutbiy fototranzistor umumiy emitterli sxemada, baza uzuq bo'lganda, sohasining yoritilganligiga eng sezgir bo'ladi. Bazaning ulanishi esa fototranzistorni optik jihatdangina emas, balki elektrik jihatdan ham boshqarish, chet tashqi ta'sirlarini muvozanatlash imkonini beradi. Yoritilganlik ortishi bilan ulanish kuchlanishi kamayadigon tiristorni fototiristor deyiladi.

Fototiristorning baza sohalaridan biri yoritiladi (13.10-rasm).



14.3-rasm. Fototiristorning tuzilishi

Fototiristorning yopiq holatidan ochiq holatga qayta ulanishi, oddiy tristordagidek, tristor tuzilmasining tok bo'yicha uzatish yig'indiy koeffitsientning 1 gacha kattalashganida sodir bo'ladi. Bu parametrning fototranzistorda kattayishi uning baza sohalarida yorug'likning yutilishi va zaryad tashuvchilarning vujudga kelishi oqibatida yuz berishi mumkin. Shunday qilib, fototristor boshqaruvchi tristor analogi bo'lib, uning yopiq holatdan ochiq holatga o'tishi yorug'lik impulsi orqali boshqariladi.

14.3. Fotovarikanlar va koordinata sezgir fotoasboblari

14.3.1. Fotovarikanlar

Sig'im sifatida ishlatishga mo'ljallab yasalgan maxsus diod (p-n o'tishli yoki MDYA tuzilishli) lar varikanlar deyiladi. p-n o'tishli varikan sig'imini quyidagicha ifodalash mumkin:

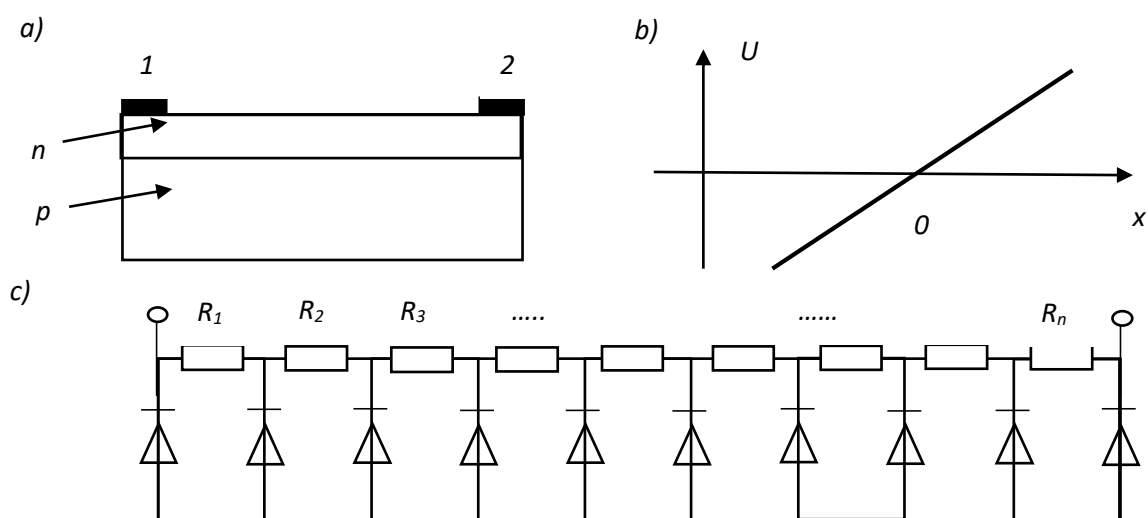
U_k tashqi v kuchlanish qo'yilmaganda kontakt potentsiallar farqi: A doimiy keskin p-n o'tish uchun daraja ko'rsatkichi $k=1/2$. Fotovarikanlar shunday asboblarki, ularda yorug'lik energiyasini elektrik signalga aylantiriladi va uni parametrik kuchaytiriladi. Uning ishlash prinsipi to'siq sig'imining yorug'likka bog'liqligiga asoslangan. Foto E.YU.K sig'imiga xuddi tashqi qo'yilgan kuchlanishdek ta'sir qiladi. Tashqi kuchlanish qo'yilmaganda birlik yuzaga to'g'ri keladigan sig'im miqdori Si uchun $0,03 \mu\text{F}/\text{sm}^2$, GaAs uchun esa $0,40 \mu\text{F}/\text{sm}^2$ ni tashkil etadi. Fotovarikannig fotosezgirlik koeffitsienti sirtga tushayotgan birlik yorug'lik oqimi hisobiga sig'imining nisbiy o'zgarishini ifodalaydi. Uning miqdori Si tuzilmalar uchun $5,7 \text{ mW}^{-1}$, GaAs uchun esa 240 mW^{-1} ni tashkil qiladi. Fotovoltaik ish rejimida fotosezgirlik fotodiodli rejimga nisbatan yuqori bo'ladi. Sig'imning temperaturaviy koeffitsienti Si uchun $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, GaAs uchun esa $0,8 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ni tashkil qiladi. Shotki diodlari yoki MDYA tuzilmalar asosiga qurilgan fotovarikanlar istiqbolli hisoblanadilar, chunki ularning sig'imi kuchlanishga keskin bog'langan.

14.3.2. Koordinata – sezgir fotoasboblari

Chiqish signali yoritilgan qismning qayerda joylashganiga bog'liq fo'to'qabullagichlar koordinata – sezgir fotoasboblari deyiladi. Ular fazoda nurlanuvchi obyektlar joylashgan koordinatalarni aniqlovchi yoki deformatsiyanni o'lchovi asboblari sifatida ishlatiladi.

Bo'ylama fotoeffektga asoslangan koordinata-sezgir fotoqabullagich 14.4 – rasmda ifodalangan va u kam qarshilikli p-qatlam, hamda katta qarshilikli n-qatlamlardan tashkil topgan p-n o'tishga ega. Fotokuchlanish n- qatlamdagi 1 va 2

elektrodlardan olinadi. Bunday fotoqabullagichning ish prinsipini 14.4-rasmda ko'rsatilgan ekvivalent zanjir orqali tushintirish mumkin. p – va –n qatlamlarning qarshiliklari P_n , P_p va qalinliklari w_n , w_p quyidagicha munosabatda: $P_n \gg P_p$, $w_n \ll w_p$. Bunday holatda p-qatlamni n-qatlamga nisbatan ekvipotensial sirt deb qarash mumkin. p-n o'tish va n-bazani uzunlik bo'yicha taqsimlangan diodlar va rezistorlar deb qarash mumkin. Fotodiodning yoritilgan qismida ventilli foto *E.Yu.K.* hosil bo'ladi, *E.Yu.K.* ta'siri ostida diod va rezistordan iborat har bir elementlar konturida tok oqadi va har bir rezistorda kuchlanish tushuvchi yuz beradi. 1 – va 2 – elektrodlardagi U_{12} kuchlanish alohida rezistorlardagi kuchlanishlar yig'indisidan iborat. 14.4-rasmda ko'rinadiki. $U_{12} = i_2 R_2 + i_3(R_2 + R_3) + \dots + i_m(R_2 \dots R_m) - i_1 R_1$. Nur R_2 va R_3 rezisto'rlar orasiga ko'chkanda $i_2 R_2$ xad manfiy bo'ladi va U_{12} kuchlanish kamayadi. Nur namunaning o'rtasiga kelganda ($x=0$) musbat va manfiy xadlar miqdori tenglashib $U_{12}=0$ bo'ladi. Nurni yanada uzoqroqqa (2-elektrod tomonga) ko'chirganda U_{12} ning ishorasi qarama-qarshiga o'zgaradi. (14.4 rasm). Bunday asboblarning sezgirligi 1-1,5 mW/mW·mm darajada bo'ladi.



14.4-rasm. Fotoqabullagichning ish prinsipini

14.4. Quyosh elementlari va batareyalari

Qariyb besh milliard yillardan buyon quyosh ichida termoyadro reaksiyalari vodorod yadrosining geliy yadrosiga aylanishi tufayli katta miqdordagi energiya ajralib kelmoqda. Quyosh ichidagi temperatura 15-20 million daraja deb baholanadi. Har sekundda 600 mln tonna vodorod geliyga aylansada, $2 \cdot 10^{27}$ tonnalik quyosh massasi milliardlab yillar davomida atiga bir foizning ulushlari miqdirida kamaygan. Quyosh massasi Yerga nisbatan 330 ming marta katta, uning diometri esa $1.39 \cdot 10^9$ metrdan iborat. Quyoshdan Yer sirtining har kvadrat metrga taxminan 1000 W quvvatli yorug'lik nuri doimiy tushib turadi. Quyosh nuri spektrida energiya juda

notekis taqsimlangan bo'lib, atmosfera tashqarisidagi va Yer sirtidagi spektrlar bir-biridan farq qiladi.

Hozirgi vaqtda inson ehtiyoji uchun quyosh energiyasidan foydalanishning turli usullari ishlab chiqilgan. Quyosh nuri yordamida uy- binolarni va suvni isitish, meva va boshqa mahsulotlarni quritish maqsadida foydalanish bilan bir qatorda yarimo'tkazgichli fotoelementlar ham yaratilgan. Ular yordamida quyosh energiyasi ichki fotoeffekt hisobiga yarimo'tkazgich kristallarida bevosita elektrik energiya olish mumkin. Ushbu paragrfdagi yarimo'tkazgichli fotoelementlar va ular yordamida yorug'lik energiyasini elektrik energiyaga aylantirishi jarayonini ko'rib chiqamiz. Quyosh energiyasini elektrik energiyaga aylantiradigan yarimo'tkazgichli diodni quyosh elementi yoki fotoelement deyiladi. U tashqi kuchlanishsiz ishlaydi. p-n o'tishli fotoelementda yorug'lik ta'sirida vujudga keladigan qo'shimcha zaryad tashuvchilarni p-n o'tishing elektrik maydoni ajratib yuboradi va zanjir uzoq holda p-sohada kovaklar n-sohada elektronlar yig'iladi. Agar tashqi zanjir ulansa, yuklama qarshilik orqali p-sohadan n-sohaga yo'nalgan tok o'ta boshlaydi. Binobarin, p-n o'tish orqali to'la tok R_{jo} yuklamada vujudga kelgan V to'g'ri kuchlanish bilan bog'liq to'g'ri tok va teskari yo'nalishdagi J_ϕ fototok ayrimasidan iborat bo'ladi:

$$J = J_s [\exp(aV/kT) - 1] - J_\phi, \quad (14.21)$$

Bundan:

$$V = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{J_\phi + J}{J_s}\right). \quad (14.22)$$

Zanjir uzoq bo'lgan holda ($I=0$, $R_{jo}=\infty$) V kuchlanish p-n o'tishdagi foto $E.Yu.K.$ ga teng:

$$V = \frac{kT}{e} V_R = (kT/e) \ln\left(1 + \frac{J_\phi + J_R}{J_s}\right). \quad (14.23)$$

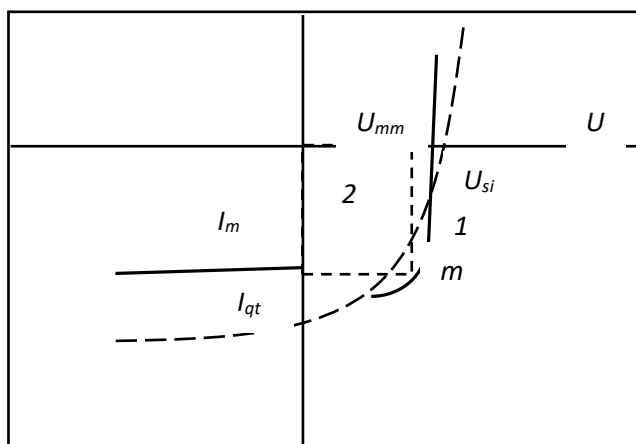
Qisqa tutashuv holda ($R_{jo}=0$, $V=0$ va $-I=I_{k,T}=I_\phi$) p-n o'tishning bu rejimini ventil fotoelement rejimi deyiladi.

Ideal fotoelementga tushgan nurlanishning hammasi to'la yutiladi va rekombinatsiya yo'q deb hisoblanadi. U holda

$$J_\phi = eS \int_{h\nu=E_g}^{\infty} \frac{dn_\phi}{d(h\nu)} d(h\nu) \quad (14.24)$$

Bunda $dn_\phi / d(h\nu)$ 1 sm^2 ga 1 s da tushayotgan va birlik energetik oraliqqa to'g'ri kelgan fotonlar soni. Quyoshdan kelayotgan fotonlar oqimining spektral taqsimoti ma'lum va (14.24) integralni hisoblanish mumkin.

14.5-rasmdan ideal va haqiqiy fotoelementlarning VAX lari tasvirlangan.



14.5-rasm. Ideal (1) va haqiqiy (2) fotoelementlar VAX i

Fotoelementning asosiy parametri uning foydali ish koeffisienti (F.I.K.) bo'lib, u yuklamada ajralgan maksimal quvvatning tushayotgan nurlanish quvvatiga nisbatini ifodalaydi:

$$F.I.K. = P_{max} / I_o \cdot S \quad (14.25)$$

(14.25) ifodaga asosan yuklamada ajraladigan quvvat

$$P = J \cdot V = J_s V [\exp (qV/kT) - 1] - J_\phi V \quad (14.26)$$

$V = V_m$ bo'lganda quvvat maksimal qiymatga ega bo'ladi: $P_{max} = I_m V_m$. Quvvatning maksimal qiymatga ega bo'lishligi shartidan, ya'ni $(dP/dV)_{V=V_m} = 0$ dan:

$$|J_M| = J_s (qV_m/kT) \exp(qV_m/kT) \quad (14.27)$$

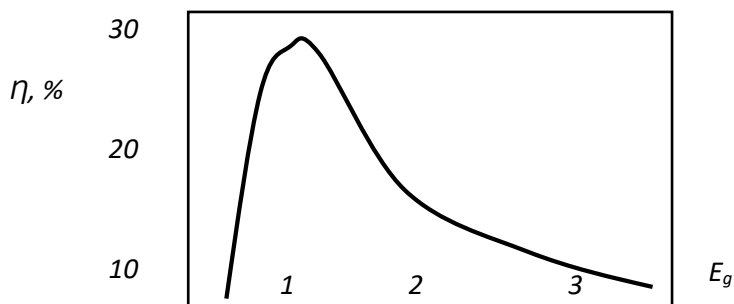
O'sha shart bilan bazi amallarni bajarsak,

$$V_m = V_{si} - (kT/q) \ln(1 + qV_m/kT) \quad (14.28)$$

Yuqoridagi (14.26) va (14.27) ifodalar asosida

$$P_{Makc} = J_\phi [V_{c\phi} - (kT/q) \ln(1 + qV_m/kT) - (kT/q)] \quad (14.29)$$

Yarimo'tkazgichning taqiqlangan zonasi kengligi E_g ortgani sayin J_s kamayadi, V_{si} ortadi, ammo J_f kamayadi. Demak, P_{max} qiymat E_g ga bog'liq (13.13).



14.6-rasm F.I.K. ning E_g ga bog'lanishi.

14.6-rasmdan ko'rinishicha, $E_g = 1-2$ eV bo'lgan yarim o'tkazgichlardan samarali fotoelement tayyorlash mumkin.

14.4.1. Haqiqiy fotoelementning volt-amper xarakteristikasi

Biz yuqorida ideal fotoelement to'g'risida ma'lumot berdik. Haqiqiy fotoelementlarda p va n-sohalar va kontaktlarda kuchlanish tushishini (JR_s ni) hisobga olinsa, (14.29) ifodani quyidagicha o'zgartirib yoziladi:

$$J = J_s \{ \exp[q(V - JR_s)/kT] - 1 \} - J_f. \quad (14.30)$$

Quvvat ifodasi uchun:

$$P = \frac{kT}{e} \left(\frac{J + J_\phi}{J_s} + 1 \right) + JR_s \} J \quad (14.31)$$

Ko'rinish hosil bo'ladi. Bu ifodalar asosida quyidagi mulohazalarni aytish mumkin:

1) Ideal fotoelementga nisbatan haqiqiy fotoelementda V ortganda J tok sekinroq ortadi.

2) $V=0$ bo'lganda $J_f \neq J_{qt}$;

3) Haqiqiy fotoelementda maksimal quvvat P_{max} (uni 14.6-rasmda chiziqqlangan to'rtburchak tasvirlaydi, ideal FE uchun u $V_m I_m$ to'rtburchak yuziga teng) ancha kam bo'ladi;

4) Agar p-n o'tishdagi rekombinatsiya hisobga olinsa, VAXning (14.28) ifodasiga eksponentga ko'rsatgichi ikki marta kam bo'ladi, bu ham tokning o'sish tezligini pasaytiradi; ya'ni bunda I_s ni $I_i = en_i d / 2T$ ga almashtirish kerak; $J_i \gg j_s$ bo'lganligi sababli bu almashtirish ham V_{si} va P_{max} larni kamaytiradi.

Fotoelementga 0.2 dan 0.3 mkm gacha to'lqin uzunlik oralig'idagi elektromagnitik nurlanish (quyosh energiyasi asosan shu oraliqda yig'ilgan) ta'sir qiladi.

$$[J_f(\lambda)/qN_f(\lambda)[1 - R_k(\lambda)]] = \eta_i(\lambda)d\lambda \quad (14.32)$$

bo'ladi, bunda λ_{max} -yutilishining qizil chegarasi, $N_f = I_0/h\nu$ - birlik spektral oraliqdagi fotonlar oqimi zichligi, $R_q(\lambda)$ - qaytarish koeffitsienti.

(14.32) ifodadan ko'rinishicha, maksimal fototok olish uchun $R_q(\lambda)$ ni kamaytirish, $\eta_i(\lambda)$ ni butun oraliqda ko'paytirish zarur.

Ideal fotoelementning F.I.K temperatura oshgan sari kamayadi, buning sababi temperatura oshganida J_s yoki j_0 ning keskin ortib ketishidir, bu esa J_f ni kamaytiradi, qorong'ilikda tok ham q/kT yoki $q/2kT$ eksponentsial ko'rsatkichlar tufayli o'z o'sish sur'atini kamaytiradi.

Fotoelementning yoritiladigan yuzi va p-n o'tish yuzi qancha kata bo'lsa, yoqlamada ajraladigan quvvat shuncha katta bo'ladi. Fotodiodlardan farqli ravishda, fotoelementlarga tezkorlik talabi qo'yilmaydi.

14.4.2. Fotoelementlarning turlari

Monokristal kremniy asosidagi fotoelementlar eng ko'p qo'llaniladi va quyosh energiyasini bevosita elektrik energiyaga aylantirib beradi. Fotoelementlar

qimmatbaxo bo'lgani uchun Yer sharoitida ulardan foydalanish iqtisodiy jihatdan hozircha juda ham foydali emas, balki arzon polikristal kremniy, amorf kremniy asosidagi fotoelementlar keng qo'llanishga ega bo'lar, kremniy fotoelementlari F.I.K. 12 % dan oshmas edi. Shotki to'siqli fotoelementlar ham ishlab chiqilgan. Hisoblar ko'rsatishicha, to'siqning balandligi $\varphi = E_g$ bo'lgan chegaraviy holda F.I.K. 25% chamasida bo'ladi.

CdS, CdTe, Si GaAs polikristallari asosida fotoelementlar tayyorlash qiziqarli. Ularning asosiy fazilati nisbatan arzonligidir. Ammo, ularning F.I.K. past va xarakteristikalar astay-asta yomonlashib boradi.

Vodorod bilan to'yintirilgan arzon amorf kremniy qatlamlari 1-3 mkm qalinlikda shisha tagliklarda o'stiriladi. *a-Si* ning xarakteristikalar $E_g = 1.6$ eV bo'lgan to'g'ri zo'nali yarimo'tkazgichlikka o'xshaydi. Ammo, *a-Si* asosida tayyorlangan asboblarning F.I.K 12 % dan oshmaydi.

Geteroo'tish asosida tayyorlanadigan fotoelementlarda keng zonali yarimo'tkazgich qisqa to'lqinli nurlanish uchun optik deraza vazifasini o'taydi. Shu oraliqlarda bu fotoelementlarning α spektral sezgirlik gomoo'tishli fotoelementlaridan katta bo'ladi. Yana boshqa choralar geteroo'tishli fotoelementlar imkoniyati, samaradorligini oshirish mumkin. Katta miqdordagi fotoelektrik energiya olish uchun odatda oddiy fotoelementlardan quyosh batareyalari yig'iladi. Quyosh batareyalarida fotoelementlarni ketme-ket ulash orqali zaruriy katta kuchlanish olish mumkin.

Qimmatbaho yarimo'tkazgichni kamroq ishlatib ko'proq fotoenergiya olish yo'llaridan biri "quyosh modullari" tayyorlashdir. Quyosh modullari katta maydondagi yorug'lik nurini kichik o'lchamdagi (yarimo'tkazgichli) fotoelementga jamlab beradigan konsentratorli qurilmadir. Bunday qurilmada fotoelementga katta miqdordagi yorug'lik nuri tushishi hisobiga ko'proq fotoelektrik energiya olinadi. Hozirgi vaqtda turli shakl va o'lchamlarga, hamda turli yarimo'tkazgich materiallaridan yasalgan fotoelementlarga ega bo'lgan quyosh modullari yaratilgan.

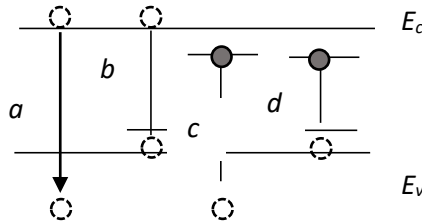
14.5. Yorug'lik nurlantiruvchi diodlar va lazerlar

14.5.1. Yorug'lik nurlantiruvchi diodlar

Elektrik energiya yorug'lik energiyasiga aylantiruvchi p-n o'tishli diodni yorug'lik nurlantiruvchi diod deyiladi. Bunday diodni elektr energiyani yorug'lik energiyasiga aylantirish muayyan sharoitda p-n o'tishda va unga yondoshgan sohalarida vujudga keladigan qo'shimcha (ortiqcha) zaryad tashuvchilarning nurlanishli rekombinatsiyasi evaziga amalga oshiriladi.

Qo'shimcha zaryad tashuvchilar hosil qilishning qulay usullaridan biri p-n o'tish orqali to'g'ri tok o'tkazishdir. Bu holda p-n sohalarga, p-n o'tish sohasiga nomuvozanatli zaryad tashuvchilar kiritiladi (injeksiyalanadi).

p-n o'tish orqali to'g'ri tok o'tganda paydo qilingan nurlanishli rekombinatsiyani injersion elektrolyuminestentsiya leyiladi. Nurlanishli o'tishlarning mumkin ko'rinishlari 14.7-rasmda tasvirlangan.



14.7-rasm. Nurlanishli rekombinatsiya: *a* - zo'nalararo elektron va kovak rekombinatsiyasi; *b* - erkin elektronning akseptor bilan rekombinatsiyasi; *c* - erkin kovakning donor bilan rekombinatsiyasi; *d* - bog'liq donor-akseptor juftlari orqali rekombinatsiya

Zonalararo rekombinatsiya (5.19, a-rasm) tezligi

$$R_H = r_H np. \quad (14.32)$$

Muvozanatda:

$$R_H = r_H n_o p_o = y_n n_i^2. \quad (14.33)$$

14.32 va 14.33 lardan quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$R_H = R_o np / n_i. \quad (14.34)$$

Akseptor va donor markazlarda nurlanishli rekombinatsiya tezliklari, mos ravishda, (14.7- b rasm):

$$R_a = Y_a n N_a, R_d = Y_d P N_d. \quad (14.35)$$

Past T larda nurlanishga akseptor-donor bog'liq juftlari muhim xissa qo'shadi. Bu xolda dastlab donor ushlab olgan elektron bilan dastlab akseptor ushlab olgan kovak rekombinatsiyalanadi.

Termodinamik muvozanat sharoitida elektron-kovak juftlar generatsiyasi tezligi ularning nurlanishli rekombinatsiyasi tezligiga teng. Uncha murakkab bo'lmagan hisob quyidagicha olib boriladi:

$$R_0 = \int_0^\infty r_0(v) dv = (8\pi / c^2) \int_0^\infty \frac{\bar{n}^2 a(v) v^2 dv}{\exp(hv/kT) - 1}, \quad (14.36)$$

bundagi n – yorug'likning sinish ko'rsatgichi, s - tezligi.

Yorug'lik diodlarining asosiy parametrlaridan biri F.I.K bo'lib, u lyuminetsensiya chiqish quvvatining yorug'lik diodiga berilgan quvvatga nisbati bilan o'lchanadi:

$$\eta = N_f hv / JV \quad , \quad (14.37)$$

N_f – birlik vaqtda chiqariladigan fotonlar soni.

Ammo, $J = qN_e$ va N_e – birlik vaqtda p-n o'tishdan o'tgan elektronlar yoki kovaklar soni. Endi

$$\eta = N_f hv / qN_e V \quad (14.38)$$

Yana yorug'likni chiqarish koeffisienti (yoki optik samaradorlik) tushunchasini kiritish mumkin:

$$\eta_{er} = N_f / N_{fi} \quad (14.39)$$

N_{fi} yorug'lik diodi ichida hosil bo'ladigan fotonlar soni.

Ushbu kattalik

$$\eta_i = N_{fi} / N_e \quad (14.40)$$

Ichki kvant samaradorlikni ifodalaydi. Yorug'lik diodning tashqi kvantik samaradorligi:

$$\eta_t = N_f / N_e = \eta_i \eta_{er} = (F.I.K.) qV / hv \quad (14.41)$$

η_t ning qiymatlari % ning ulushlaridan bir necha % gacha.

Yorug'lik diodlari tayyorlash uchun ishlatiladigan yarimo'tkazgichlarning taqiqlangan zo'nasi kengligi $E_g \geq 1.8 \text{ eV}$ (bu ko'rinadigan yorug'likning qizil chegarasi) bo'lishi kerak. Shunday yarimo'tkazgichlardan biri galliy fosfiddir (GaP). U noto'g'ri zonali yarimo'tkazgich, unda samarali nurlanishli rekombinatsiya bo'lishi uchun oraliq kirishmaviy markaz bo'lishi kerak. GaP da bu vazifani azot atomi bajarishi mumkin, u dastlab injeksiyalangan elektronni ushlab qoladi, so'ng kovakni ushlab oladi, bog'liq eksiton hosil qiladi. Azot kiritilgan GaP asosidagi yorug'lik diodlari yashil nurlanish chiqaradi.

Agar GaP da bir vaqtda Zn va O bo'lsa, ular neytral kompleks hosil qiladi, bu holda qizil ($h\nu = 1.78 \text{ eV}$) nurlanish kuzatiladi. GaP ga Zn-O va N markazlar kiritilsa, bir vaqtda ham qizil, ham yashil nurlanish olinadi. $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ uch tashkillovchili qattiq eritmalar ko'rinadigan nurlanish chiqaradigan yorug'lik diodlari tayyorlashda keng qo'llanish topdi. Bu noto'g'ri zonali birikmalariga azot kiritilsa va GaP taglikda o'stirilsa qo'g'ir ($x=0.65$) va sariq ($x=0.85$) nurlanish olsa bo'ladi.

ZnS va SiC asosida tayyorlangan yorug'lik diodlari havorang yorug'lik chiqaradi, GaN asosidagi p-n o'tishning nurlanishi spektrining binafsha qismida ($\lambda \approx 0.4 \text{ mkm}$) joylashgan bo'ladi.

Ko'zga ko'rinadigan diodlar indikatorlar va displeylar sifatida, optoelektron juftlarda qo'llaniladi.

Infraqizil nurlanish chiqaradigan diodlar tayyorlash uchun $E_g < 1.5 \text{ eV}$ bo'lgan yarimo'tkazgichlar ishlatiladi (GaAs , $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$, $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). IQ diodlar tolali optik aloqa yo'llarida manba sifatida keng qo'llanila oladi.

14.5.2. Yarimo'tkazgichli lazerlar

Yorug'lik diodlarining manba sifatida kamchiliklari nurlanish quvvatining qiyosan kichikligi (1mW chamasida) va nurlanishning spektral oralig'ining (100-500 Å) kattaligidir. Bu kamchiliklar injeksion lazerlarda yo'q. Lazerlarda nurlanish zaryad tashuvchilarning o'z o'zicha rekombinatsiyalashi oqibatida emas, balki rag'bantlantirish yoki majburlash oqibatida yuzaga keladi. Lazer so'zi inglizcha "*Light amplification by stimulated Emission radiation*" nomidan kelib chiqqan qisqa atamadir.

Yarimo'tkazgichdagi o'tkazuvchanlik elektronlari Fermi-Dirak taqsimotiga bo'ysunadi:

$$f(E, T) = [\exp(\frac{E - E_F}{kT}) + 1]^{-1}. \quad (14.42)$$

Yarimo'tkazgichga tashqi energetik ta'sir qilinsa, elektronlarning taqsimot funksiyasi o'zgaradi. Ammo, ikkita E_j va E_i satglarda ($E_j > E_i$) elektronlar bo'lishi ehtimolliklari nisbati

$$\frac{f(E_j)}{f(E_i)} = \frac{\exp(E_i - E_F)/kT + 1}{\exp(E_j - E_F)/kT + 1} \quad (14.43)$$

ko'rinishda ifodalanishi mumkin.

Energetik ta'sir natijasida yuqoridagi E_j sathdagi elektronlar taqsimoti pastki E_i sathdagidan katta bo'lib qolsa, yani $E_j > E_i$ va $f(E_j) > f(E_i)$ bo'lsa u holda

$$\frac{f(E_j)}{f(E_i)} = \frac{\exp(E_i - E_F)/kT + 1}{\exp(E_j - E_F)/kT + 1} \text{ yoki } \exp(\frac{E_j - E_i}{kT}) > 1.$$

Bunday tengsizlik bajarilishi uchun $T < 0$ bo'lishi kerak. Shu sababdan mazkur holda yarimo'tkazgich manfiy mutlaq temperaturali holatda turibdi deyiladi. Manfiy mutlaq temperatura mutlaq nol temperaturadan past emas, balki har qaysi juft energetik sath uchun mos kelgan effektiv statistik temperaturadir. Agar ikki energetik sathdan pastkisida elektronlar bo'lishi ehtimolligi yuqorisidagidan katta bo'lsa, bu holda temperatura musbat va aksincha bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarda manfiy temperatura holatni vujudga keltirish uchun elektronlar sistemasiga tashqi energetik ta'sir ko'rsatib, zararlarni pastki holatdan yuqorigi holatga o'tkazish kerak.

Bunday holatni har xil usullar bilan hosil qilish mumkin:

1) aynigan yarimo'tkazgichlarga p-n o'tishdan asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarni injeksiyasi;

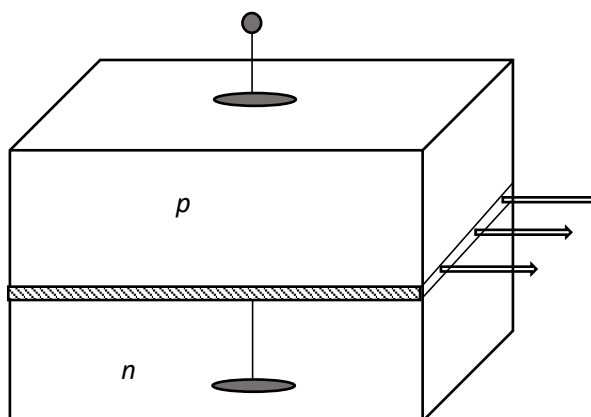
2) birjins yarimo'tkazgichga impulsli kuchli elektrik maydon ta'sirida elektronlar qo'zg'algan holatga o'tkazish;

3) elektronning to'g'ri bo'lmagan o'tish holida ularni yuqori sathlarga o'tkazish;

4) yarim o'tkazgichga tezlantirilgan (energiyasi o'nlar va yuzlarga keV bo'lgan) elektronlar bilan ta'sir qilish;

5) intensivligi katta bo'lgan yorug'lik bilan yarimo'tkazgichni nurlantirish usullari qo'llaniladi.

Biz birinchi usulda ishlaydigan lazerni – injeksion lazerni ko'ramiz va



14.8-rasm. p-n o'tishli injeksion lazer

p-n o'tishning ikkala tomoni aynigan deb hisoblaymiz.

Agar bunday p-n o'tishga to'g'ri kuchlanish berilsa, p-n o'tishning potensial to'sig'i pasayadi, uning chegaralarida noasosiy zaryad tashuvchilar zichliklari ortib ketadi. Binobarin, o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar valent zonadadagi kovaklar bilan jadal rekombinatsiyalasha boshlaydi, bu o'tishlar oqibatida ajraladigan energiya foton sifatida nurlanadi. Bunday hodisa yuz berishi uchun $V > E_g/e = \hbar\omega/e$ bo'lishi zarur. Bu holda yarimo'tkazgich lazer ishlayotgan vaqtda p-n o'tishdagi potensial to'siq deyarli yo'qolib ketadi va tunnel effekti yuz bermaydi.

Injeksion lazerning afzalligi uning uzliksiz rejimda ishlashi bo'lib, F.I.K.100% ga qadar yetishi mumkin. Uning kamchiligi shuki rekombinatsiyalanish sohasi d juda tor bo'lib, quvvati juda kichikdir. Rekombinatsiya natijasida chiqadigan quvvati juda kichikdir. Rekombinatsiya natijasida chiqadigan fotonning takroriyliigi $\omega \approx E_g/h$ bo'ladi. p-n o'tishning ikkala tomoni ham aynigan holatda bo'lsa, elektronni valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tkazish uchun $E_g + E_{Fp}(E_{Fn})$ energiya kerak. Nurlangan foton energiyasi bunga yetarli emas. Shu sababli nurlangan fotonlar tashqariga chiqishi mumkin. Bunda $E_{Fc} - E_{Fo} > \hbar\omega$ bo'lganda yutilishdan rag'batlangan nurlanish ustun bo'ladi. Fotonlar oqimi (yorug'lik nuri) muayyan yo'nalish olgandagina lazer effekti yuzaga keladi. Buning

uchun p-n o'tishli kristallning ikkita qarama-qarshi yon tomoni sayqallanadi. Shu tomonga tik tushgan nur kuchayadi va tashqariga yupqa dasta shaklida chiqariladi.

Buning sababi shuki, biz qarayotgan lazerdagi yetarlicha tashqi kuchlanish toki ta'sirida rag'batlantirilgan (majburiy) nurlanish hosil qilgan fotonlar fazasi, takroriyli va yo'nalishi bir hil bo'ladi, ya'ni lazer yo'nalishi kogorent bo'ladi. Ma'lumki faqat kogorent nurlanishlar interferensiyallanib bir-birini kuchaytirish mumkin.

Yana shuni aytish kerakki, p-n o'tishga kichik to'g'ri kuchlanish berilsa, lazerda o'z-o'zicha va kogorent nurlanish vujudga keladi. Faqat tok o'zining qandaydir $J_{bo's}$ qiymatiga erishganda lazerning faol sohasi (p-n o'tish HZS va yondosh qatlamlar) monoxramatik va qat'iy yo'nalgan yorug'lik nuri chiqaradi. Hozir injeksion lazerlar to'g'ri zonali yarimo'tkazgich birikmalar (GaAs, PbTe, PbSe, va h.k.) va qattiq eritmalar asosida tayyorlanadi, ular 0.9 dan mkm gacha kogorent nurlanish oralig'ida ishlaydi. Ammo, gomoo'tishlar asosidagi lazerlar $J_{bo's}$ ning juda katta qiymatlaridagina ishlay oladi. Masalan, GaAs p-n o'tishi holida $J_{bo's} \equiv 5 \cdot 10^4 \text{ A/sm}^2$. Diodning kuchli qizishi lazerning uzliksiz maromda ishlashiga imkon bermaydi. Ular faqat past temperaturalarda shunday maromda ishlaydi.

Yuqoridagi mulohaza tufayli $J_{bo's}$ ni kamaytirish choralari taqiqlangan. $n\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$ As-pGaAs getero tuzilishli injektсион lazerlar gomoo'tishlar asosidagina lazerlardan bir muncha avzalliklarga ega. Masalan, ularda $J_{bo's} \leq 10^3 \text{ A/sm}^2$ qiymatiga erishilgan, bu esa xona temperaturasida uzliksiz maromda ishlash imkonini beradi.

Nazorat savollari

1. p-n o'tishli tuzilmalarda fotoelektrik hodisalari qanday kichadi?
2. Fotodiodlarning ish tamoyili qanday?
3. Fotodioddagi fototok qanday hisoblanadi?
4. Fotodiodning kvantik effektivligi qanday tushuntiriladi?
5. Fotodiodning kvantik effektivligi tezkorligi qanday tushuntiriladi?
6. Fototranzistorlarning ish tamoyili qanday?
7. Fototristorlarning ish tamoyili qanday?
8. Fotovarikanlarning ish tamoyili qanday?
9. Koordinata sezgir fotoasboblarning ish tamoyili qanday?
10. Koordinata sezgir fotoasboblarning qo'llanilish sohalari qanday?
11. Quyosh elementlarining tuzilishi va ish tamoyillari qanday?
12. Quyosh batareyalarining tuzilishi va ish tamoyillari qanday?
13. Ideal va haqiqiy fotoelementning volt-amper xarakteristikasi qanday?
14. Fotoelementlarning turlari qanday?
15. Yorug'lik nurlantiruvchi diodlar va ularning turlari qanday?
16. Lazerlarning ish tamoyillari qanday?

17. Lazerlarning qo'llanilish sohalari qanday?
18. Yorug'lik nurlantiruvchi diodlar va ularning turlari qanday?
19. Yarimo'tkazgichli lazerlarning ish tamoyili qanday?

I L O V A L A R

TEST NAMUNALARI

Diffuziya xodisasi nimani anglatadi?

- A) *Modda almashuvi
- B) Atomlarning o'zaro kirishuvi
- C) Bir modda atomlarini ikkinchi modda atomlariga kirishi
- D) Suqulma atomlarning hosil bo'lishini

Kristallning oddiy yacheykasi?

- A) *Kristallni eng kichik bo'lagi
- B) Kristallni barcha xususiyatlarini saqlab qoluvchi eng kichik bo'lak
- C) Kristall atomlari joylashishi tuzilmasi
- D) Kristallni eng katta bo'lagi

Panjara doimiysi?

- A) *Panjara atomlari orasidagi masofa
- B) Panjaradagi ikki qo'shni atom orasidagi masofa
- C) Panjaralar orasidagi masofa
- D) Panjaraning eng boshi bilan eng ohiri orasidagi masofa

Kristalllarda nechta singoniya mavjud?

- A) *16 B) 7 C) 11 D) 20

Kristall panjaralari turlari nechta?

- A) *16 B) 7 C) 11 D) 20

Miller indeksleri nima?

- A) *Panjara tomonlari tuzilmalari
- B) Panjara atomlari orasidagi masofalar
- C) Panjara o'qlarining koordinata o'qlaridagi kesimlarini umumiy maxrajga keltirib, maxrajlarini tashlab yuborilgandagi son qiymatlari
- D) Panjaradagi ikki qo'shni atom orasidagi masofa

Kristallardagi xususiy nuqsonlar?

- A) *Siljigan atomlar
- B) Dislokatsiyalar;
- C) Real kristallardagi ideal kristalldan chetlashishlar
- D) Panjara atomlarining siljishi

Nuqtaviy nuqsonlar?

- A) *Kislrod, uglerod
- B) Vakansiya, Kirishma atomlar
- C) O'lchamlari atom o'lchamlari tartibida bo'lgan barcha nuqsonlar
- D) Barchasi to'g'ri

Nuqsonlar qaysi xolatda temperaturaga bog'liq?

- A) * $N = N_0 \exp(-\frac{\Delta E}{KT})$; B) $N = N_0 \exp(-\frac{\Delta E - F}{KT})$;
 C) $N = N_0 \exp(-\Delta E / 2KT)$; D) Barcha xolatlarida

Kristallarda chizig'iy nuqsonlar?

- A) Har qanday cho'zinchoq nuqsonlar
 B) Dislokatsiya, bo'linish chegaralari, yoriqlar
 C) Kristallni qirralari, fazoviy bo'linish chegaralari
 D) Vakansiya, klaster, Kirishma atomlar

Diffuziya uchun Fik ning I–tenglamasi?

- A) * $j = -D \frac{dN}{dx}$; B) $D = q \frac{\mu}{KT}$; C) $\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2}$; D) $j = \frac{dN}{dx}$;

Fik ning 2–qonuni?

- A) * $j = -D \frac{dN}{dx}$; B) $D = q \frac{\mu}{KT}$; C) $\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2}$; D) $j = -D \frac{dN}{dx}$;

Diffuziya koeffisientining temperaturaga bog'liqligi?

- A) * $D = D_0 \exp(-E / KT)$; B) $\ln D = \ln D_0 - E / KT$;
 C) A va V. D) $D = D_0(E / KT)$;

Diffuziya mexanizmlari?

- A) *Tugunlararo
 B) Vakansiyalar bo'yicha
 C) Tugunlararo, vakansiyalar bo'yicha, dissotsiyasi
 D) Ionlanishi

Atomlarning “sekin” diffuziyalanishiga sabab?

- A) *Atomlarning o'lchamlari katta
 B) Ionlanishi qiyin
 C) O'lchamlari va elektron qobig'i asosiy atomlarnikiga o'xshash
 D) Vakansiyalar

Atomlarning “Tez” diffuziyalanishiga sabab?

- A) *Atomlarning o'lchamlari kichik
 B) Ionlanganda o'lchamlari kichik
 C) Atomlarning o'lchamlari asosiy atomlarinikidan katta farq qiladi
 D) Vakansiyalar

Kompensirlangan yarimo'tkazgich?

- A) *Katta qarshilikli yarimo'tkazgich
 B) Ikki xil kirishma bilan legirlangan yarimo'tkazgich
 C) Bir–biriga yaqin miqdordagi donor va akseptor kirishma atomlari bilan legirlangan yarim o'tkazgich
 D) Vakansiyalari ko'p bo'lgan yarimo'tkazgich

To'la kompensirlangan yarimo'tkazgichda?

- A) $K > 1$ B) $K < 1$ C) $K \approx 1$ D) $K \gg 1$

Donorli kirishma?

- A) *Elektron beruvchi B) Elektron oluvchi
C) Ikkalasi ham D) Katta qarshilikli yarimo'tkazgich

Akseptorli kirishma?

- A) *Elektron oluvchi B) Elektron beruvchi
C) Ikkalasi ham to'g'ri D) Kichik qarshilikli yarimo'tkazgich

Kristallarda birikmalar?

- A) *V-0, V-P;
B) W; V-kirishma atom
C) Kirishma atomlar va kristall nuqsonlarning o'zaro ta'sirlashuvi natijasi
D) V-P, V-P

Ionlarni "ergashtirib ketish" xodisasi sababi?

- A) *Kulon kuchlari B) O'zaro ta'sirlashuv
C) Elektronlar "buluti" D) Nyuton kuchlari

Diffuziya uchun Eynshteyn tenglamasi?

- A) $\frac{D}{D_0} = e^{-\frac{Q}{KT}}$ B) $\frac{D}{q} = \frac{\mu}{KT}$ C) $\frac{dN}{dt} = +D \frac{\partial N^2}{\partial x^2}$ D) $\frac{D}{D_0} = \frac{Q}{KT}$

Kristall sirtining tuzilishi?

- A) *Uzilgan bog'lanishlar B) Atomlar yetishmovchiligi
C) Yupqa oksid qatlami D) Dielektrik katlam

Dissotsiativ diffuziya nima?

- A) *Vakansiyalar bo'yicha B) Tugunlararo
C) Ikkalasi aralash bo'lgan xol D) Tugunlar

p va n o'tish?

- A) *Metall-yarimo'tkazgich kontakti
B) p va n tipli yarimo'tkazgich kontakti
C) Hammasi to'g'ri
D) p-n tipli yarimo'tkazgichlarni bir biriga tekkazilishi

Diffuziyaning "harakatlantiruvchi" kuchlari?

- A) *Temperatura
B) Atomlarining o'zaro ta'sirlashuvi
C) Temperatura yoki atomlar konsentratsiyasi gradienti
D) Elektr tokining kamayishi

Nuqsonlarning diffuziyaga ta'siri?

- A) *Tezlatadi B) Sekinlatadi
C) Ta'sir qilmaydi. D) Juda ham sekinlatadi

Birikmalar xosil bo'lishining atomlarga ta'siri?

- A) *Sekinlatadi B) Tezlatadi
C) Ta'sir qilmaydi D) Juda ham tezlatadi

Diffuziyani faollashish energiyasi?

- A) *Atomlarni xarakatlantiruvchi energiya
B) Atomlarni ionlanish energiyasi
C) Atomlarni diffuziyalanishi uchun zaruriy eng kichik energiya
D) Elektronlarning atomlardan uzilib chiqishi

Diffuziyaning eksponent oldi koeffitsenti?

- A) *Doimiy son
B) Diffuziya koeffitsentining eng katta qiymati
C) $T \rightarrow \infty$ dagi D ning qiymati
D) $T \rightarrow 0$ dagi D ning qiymati

Yarimo'tkazgichdagi energiya sohalari?

- A) *Elektron va kovaklar mavjudlik sohalari
B) Elektron va kovaklar energiyalari
C) Kristaldagi elektron va kovaklar energetik satxlarining yig'indilari
D) Fermi sathi

Yarimo'tkazgichning taqiqlangan sohasida bo'lishi mumkin bo'lgan energetik satxlar?

- A) *Donorli B) Akseptorli
C) Donorli, akseptorli D) Vakansiyalar

Diffuziya temperaturasida toblangan yarimo'tkazgichning termodinamik xolati?

- A) *Muvozanatda B) Nomuvozanatli
C) Ikkala xolat ham mavjud D) $T \rightarrow \infty$ dagi D ning qiymati

Toblash usuli bilan olingan yarimo'tkazgichga keyingi termik iloshlov berilganda, kompensatsiyalanganlik darajasi?

- A) *Ortadi B) Kamayadi
C) Ikkala xol xam bo'lishi mumkin D) O'zgarmaydi

Kremniyning 300 K da taqiqlangan sohasi kengligi?

- A) 0,7 eV B) *1,12 eV C) 2,2 eV D) 0,5 eV

Germaniyni 300 K da ta'qiqlangan sohasi kengligi?

- A) *0,7 eV B) 1,12 eV C) 2,2 eV D) 0,5 eV

n-Si ga nikel kirishmasi kiritilsa uning elektron tokiga ($N_A < N_{NI}$) qarshiligi?

- A) *Ortadi B) Kamayadi C) O'zgarmaydi D) Sekin kamayadi

p-Ge ga temir kirishmasi kiritilganda uning ($N_A < N_{NI}$) qarshiligi?

- A) *Ortadi B) Kamayadi C) O'zgarmaydi D) Sekin kamayadi

p-Si ga kobalt kirishmasi kiritilsa uning ($N_A < N_{NI}$) qarshiligi?

- A) *Ortadi B) Kamayadi C) O'zgarmaydi D) Sekin ortadi

n-Ge ga surma kiritilganda uning ($N\alpha < NNI$) qarshiligi?

- A) *Ortadi
- B) Kamayadi
- C) O'zgarmaydi
- D) Ortishi ham, kamayishi ham mumkin

Metallarni qizdirilganda uning elektr qarshiligi?

- A) *Ortadi
- B) Kamayadi
- C) O'zgarmaydi
- D) Ortishi ham, kamayishi ham mumkin

Yarimo'tkazgichlarni qizdirilganda uning elektr qarshiligi?

- A) *Ortadi
- B) Kamayadi
- C) O'zgarmaydi
- D) Ortishi ham, kamayishi ham mumkin

Metall, yarimo'tkazgich, dielektrik materiallari ta'qiqlangan sohalari kattaligi nisbatlari?

- A) $*E_{\sigma}^M < E_{\sigma}^J < E_{\sigma}^D$
- B) $E_{\sigma}^J < E_{\sigma}^M < E_{\sigma}^D$
- C) $E_{\sigma}^M < E_{\sigma}^D < E_{\sigma}^J$
- D) $E_{\sigma}^M < E_{\sigma}^o < E_{\sigma}^J$

Diffuziya yordamida r-n o'tish xosil qilishda moddaning bir qismida?

- A) *O'tkazuvchanlik turi o'zgaradi
- B) Qarshiligi o'zgaradi
- C) Ikkala xolat ham to'g'ri
- D) Sig'imi o'zgaradi

Yarimo'tkazgichlarda kirishma atomlarni kiritib

- A) *Yupqa qatlamlarni xususiyatlarini boshqarishadi
- B) Kristallani strukturasi o'zgartiriladi
- C) Qotishmalar xosil qilinadi
- D) Kirishmalar xosil qilinadi

Diffuziyaning ilmiy ahamiyati?

- A) *Kristallarda atomlar xarakatini o'rganish
- B) Kristalladagi atomlarning o'zaro ta'sirlashuvini o'rganish
- C) Ikkalasi xam to'g'ri
- D) Kirishmalarni o'rganish

Harakatchanlik?

- A) Zarrachalar tezligi
- B) Atomlar bilan to'qnashish tezligi
- C) Tok tashuvchilarni birlik yuzadan o'tish tezligi
- D) Zarrachalar tezlanishi

Ionlarning "Effektiv zaryadi"?

- A) *Atomdagi yetishmayotgan musbat yoki manfiy zaryad
- B) Qarama-qarshi zaryadli ionlarning tortishish qobiliyati
- C) Kristallarda tajriba xolatida zarrachani kuzatiladigan zaryadi
- D) Kristallarda nazariy o'rganiladigan zaryadi

Atomlarda elektronlarning energetik spektri?

- A) *Elektronlarning aylanish orbitasi

- B) Elektronlarning o'zaro ta'sirlashuv energiyasi
- C) Elektronlarning yadrodan uzoqligining energetik me'yori
- D) Elektronlarning kinetik energiyasi

Yarimo'tkazgichlarda taqiqlangan soha?

- A) *Elektronlari bo'lmagan soha
- B) Elektronlarni yadroga bog'lanish sohasi
- C) Elektronlarni kovak bilan to'qnashish sohasi
- D) Barchasi to'g'ri

O'tkazuvchanlik sohasi?

- A) *Elektr tokini o'tkazuvchi soha
- B) Rekombinatsiya sohasi
- C) Elektronlarni yadro tortishi kuchidan ozod bo'lgan energetik soha
- D) Barchasi to'g'ri

Valent sohasi?

- A) *Erkin elektronlar sohasi
- B) Bog'langan elektronlar sohasi
- C) Atomlarni valent elektronlari sohasi
- D) O'tkazuvchanlik soxasi

Kirishma atomlar energetik satxlari?

- A) *Atomlarning kristaldagi o'rni
- B) Atomlarning kristaldagi ionlanish energiyasi
- C) Brave panjaralari soni
- D) Bog'langan elektronlar soxasi

Kubik panjaralar soni?

- A) *1 B) 3 C) 7 D) 4

Brave panjaralar soni?

- A) *7 B) 14 C) 71 D) 35

Rombik panjaralar soni?

- A) *4 B) 3 C) 5 D) 7

Monoklik panjaralar soni?

- A) *1 B) 2 C) 4 D) 6

Triklin panjaralar soni?

- A) *1 B) 2 C) 3 D) 4

Trigonal panjaralar soni?

- A) *2 B) 1 C) 5 D) 7

Tetrogonal panjaralar soni?

- A) *1 B) 2 C) 4 D) 8

Geksogonal panjaralar soni?

- A) *3 B) 7 C) 1 D) 4

Kristallarda bog'lanish turlari soni?

- A) *3 B) 5 C) 7 D) 9

Kristallarda bog'lanish energiyasi?

- A) *Atomlarning o'zaro tortishish energiyasi
B) Aloxida atom potentsial energiyasidan shu atomning kristalldagi potentsial energiyasi ayirmasi
C) Atomlarning bir–biridan itarilish energiyasi
D) Atomlarning bir–biriga nisbatan xarakatlanish energiyasi

Vakansiya?

- A) *Atomning kristalldagi bo'sh o'rni B) Elektronni bo'sh o'rni
C) Atomlar uchun ajratilgan joy D) Kovakni bo'sh o'rni

Tugun?

- A) *Kristall panjara qirralarining tasavvurdagi kesishish nuqtasi
B) Kristall panjarada atomlar turgan joy
C) Kristallda atomlar to'qnashuv joyi
D) Barchasi to'g'ri

Tugunlararo bo'shliq?

- A) *Kristall panjara xajmi
B) Zich joylashgan atomlar orasidagi bo'shliq
C) Kristall panjara tugunlari orasidagi bo'shliq
D) Kristall xajmi

Birikmalar?

- A) *Kristallda atomlarning qo'shimchasi
B) Kristallda turli xil atomlar birlashmasi
C) Kristalladagi ikki va undan ortiq nuqsonlar va atomlarning faol birikmalari
D) Vakansiya va elektron birikmasi

Klasterlar?

- A) *2-3 atomlar birikmasi B) Ko'plab atomlar birikmasi
C) 4–10 atomlar birikmasi D) Yakka atom

Elektr o'tkazuvchanlik?

- A) *Moddalarda zaryad ko'chishi
B) Tok tashuvchilarning tartibli xarakati
C) Moddalarda tashqi maydon ta'sirida zaryadlarning tartibli xarakati
D) Xammasi to'g'ri

Yarimo'tkazgich?

- A) *Yarimmetall–yarimdielektrik modda
B) Elektr o'tkazuvchanligi tashqi ta'sirlar yordamida boshqarilishi mumkin bo'lgan modda
C) Elektr o'tkazuvchanligi o'rta bo'lgan qattiq jism

- D) Elektr o'tkazuvchanligi o'rta bo'lgan modda
Kremniyda atomlarning o'zaro bog'lanish turi?
- A) *Metall B) Kovalent C) Ion D) Atomli
- Kremniyda kristall panjara doimiysi A^0 ?
- A) *5,654 B) 5,43 C) 5,56 D) 5,73
- Germaniyda elektronlar dreyf xarakatchanligi $\text{sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$?
- A) *3900 B) 1500 C) 8500 D) 5400
- Xususiyy germaniyniing elektr o'tkazuvchanligi qancha?
- A) * $2,1\cdot 10^{-2}$ B) $4\cdot 10^{-5}$ C) $5\cdot 10^{-8}$ D) $8\cdot 10^{-5}$
- Kremniyniing kristall panjarasi turi qanday?
- A) *Yonlari markazlashgan kubik B) Asoslari markazlashgan rombik
C) Trigonal D) Geksogonal
- Kirishma atomlarning kristallarda eruvchanligi nima?
- A) *Kirishma atomlarning moddaga kirishi mumkin bo'lgan miqdori
B) Kirishma atomlarning moddadagi miqdori
C) Kirishma atomlarning ma'lum bog'lanishlar bilan kristall panjarasida joylashgan miqdori
D) Kirishma atomlarning moddadagi difuziyasi
- Tranzistor zanjirlaridagi toklar qanday nisbatda bo'ladi?
- A) * $I_k = I_e - I_b$ B) $I_k = I_e$ C) $I_k = I_e + I_b$ D) $I_e = I_b$
- Tranzistorning qaysi ulanish sxemasida kirish qarshiligi katta?
- A) *Umumiy emitterli sxemada B) Umumiy bazali sxemada
C) Umumiy kollektorli sxemada D) Uchala sxemalarda taxminan bir xil
- Qo'sh qutibli tranzistorni sxemaga ulanishi bo'icha qaysi sxemada chiqish qarshiligi katta?
- A) *Umumiy bazali sxemada B) Umumiy emitterli sxemada
C) Umumiy kollektorli sxemada D) Uchalla sxemada taxminan bir xil
- Tranzistorlarni yasashda qanday texnologik jarayonlar qo'llaniladi? 1) Planar; 2) epiktaksial-planar; 3) Qotishmali 4) Diffuziya
- A) * 1,2,3,4 B) 2,3 C) 3 D) 3,4
- Birinchi darajali integral mikrosxemalarda elementlarning soni nechta bo'ladi?
- A) *10 B) 20 C) 15 D) 5
- Integral mikrosxemalarning qanday darajalari mavjud?
- A) *I,II,III, IV, V B) I,III C) II,III D) IV-V
- Bitta qurilma ichiga fotodiod va yorug'lik diodi joylashtirilgan asboblarning qanday ataladi
- A) *Optronlar B) s-diodlar C) Stablitronlar D) Varikaplar

Qo'sh qutb tranzistorning nechta asosiy parametri mavjud?

- A) *2 B) 3 C) 5 D) 1

Nechanchi yili kimlar tomonidan qo'sh qutbli tranzistor kashf qilingan?

- A) *1948y. D.Bardin, U.Bratteyn, U.Shokli
B) 1937 y. M.A.Bonch g' Bruevich, V.F.Alekseev
C) 1959 y. V.M.Valdg' Perlov, A.S.Tager
D) 1952y. U.Shokli

Dunyoda birinchi marta telegrafli radio aloqa qachon va kim tomonidan amalga oshirildi?

- A) *1896y. 24 mart A.S.Popov B) 1885y. 24 mar A.S.Popov
C) 1893y. 23 mart P.N.Lebedev D) 23 mart P.N.Lebedev

Elektron asboblarning nechta turga bo'linadi?

- A) *3 B) 4 C) 5 D) 2

n –tipli kremniyli yarimo'tkazgich olish uchun qanday donorli kirishmalar kiritiladi

- A) *Fosfor, mishyak, surma B) Indiy, alyuminiy, temir
C) Qo'rg'oshin, temir, kaliy D) Indiy, galiy

Yarimo'tkazgichga kiritilgan kirishma?

- A) *Uning o'tkazuvchanligini orttiradi
B) O'tkazuvchanligini kamaytiradi
C) O'tkazuvchanligini o'zgartirmaydi
D) O'tkazuvchanlikni ortirishi va kamaytirishi mumkin

p-n O'tish qaysi chegaradi xosil bo'ladi?

A) *Bitta yarimo'tkazgichning ikkita sohasi chegarasida, lekin har bir sohaning qo'shilmalari tipi turlicha bo'lsa

- B) p soha yaqinida
C) p soha yaqinida to'g'ri javob yo'q
D) p-n o'tishning to'g'riligi xossasi shundan iboratki, u orqali to'g'ri kuchlanishda

Agar dioddan 50 A tok o'tsa, kuchlanishlar tushuvi esa, 0,4 V bo'lsa, unda qanday quvvat sarf bo'ladi?

- A) *20 Vt B) 3 Vt C) 0,2 VT D) 4 Vt

p-n o'tishning elektrik teshilish hodisasi shundan iboratki, unda...

A) * U_{tes} . $U_{to'g'}$. ga nisbatan katta bo'lganda o'tish teskari tok keskin ortib ketadi

B) U_{tes} . $U_{to'g'}$. ga nisbatan katta bo'lganda o'tish teskari tokni o'tkaza boshlaydi

- C) U_{tes} . $U_{to'g'}$. ga nisbatan kichik bo'lganda o'tish teskari tokni o'tkaza boshlaydi

- D) U_{tes} . $U_{to'g'}$. ga teng bo'lganda o'tish teskari tokni o'tkaza boshlaydi

N-ko'rinish xarakteristikali yarimo'tkazgichli diod qanday nomlanadi

- A) *Tunnel diod B) Stabillitron C) Tristor D) Varikap

S-ko'rinish xarakteristikali yarimo'tkazgichli diod qanday nomlanadi

- A) *Tiristor B) Tunnel diod
C) Stabilitron D) To'g'riligichli diod

Boshqariladigan p-n-o'tishli maydon tranzistorining xarakteristik tikligi qaysi ifodada ko'rsatilgan

- A) $*S = \frac{\partial I_s}{\partial U_{zi}} U_{si} = \text{sonst}$ B) $Y = \frac{\partial I_k}{\partial U_{si}} U_{si} = \text{sonst}$
C) $R_i = \frac{\partial U_{si}}{\partial I_s} U_z = \text{sonst}$ D) $\mu = \frac{\partial U_{si}}{\partial U_{zi}} I_s = \text{sonst}$

1T315 belgili yarimo'tkazgichli asbob nimani anglatadi?

- A) *Germaniyli, kichik quvvatli, yuqori chastotali transistor
B) Kremniyli, yuqori quvvatli, kichik chastotali transistor
C) Germaniyli, kichik quvvatli, o'rta chastotali transistor
D) Kremniyli, kichik quvvatli, yuqori chastotali transistor

Tranzistorni uzatish koeffisientlari α va β lar signal chastotasiga qanday bog'liq?

- A) *Signal chastotasi ortgan sari α va β lar kamayadi
B) Signal chastotasi ortgan sari α ortadi, β - kamayadi
C) Signal chastotasi ortgan sari α kamayadi, β ortadi
D) Signal chastotasi ortgan sari α va β lar ortadi

Past chastotali generator hosil qiladigan chastota qasi ifoda bilan aniqlanadi?

- A) $*\omega_0 = \frac{1}{RC}$; B) $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$; C) $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$; D) $\omega = 2\pi f$

To'g'rilagichli diodlarni belgilash elementlari nechta?

- A) *4 ta elementdan tashkil topgan
B) 3 ta keyinroq yana 1 ta element kushilgan
C) 5 ta element bor
D) 2 ta elementdan iborat

Rezistor-sig'imli tranzistorli kuchaytirgichlarda nechta qurilmalar ishlatiladi?

- A) *Rezistor, bosim sifatida sof aktiv qarshilik
B) Drossel yoki transformator
C) Transiztor yoki kallektor zanjir
D) Barcha javoblar tugri

Tranzistorning ulanish sxemasi nechta va ular qaysilar?

- A) *2 ta umumiy emmiter, umumiy zanjirlar
B) 3 ta umumiy kallektor, diodlar, tranzistorlar
C) 3 ta umumiy baza, umumiy emmiterlar umumiy kallektorli
D) 1 ta e umumiy baza

Qo'sh qutbli taranzistorlar nechanchi yilda yaratilgan va kim tomonidan?

- A) *1947-yil Shakli, Barde B) 1949-yil Nyuton, Shakli
C) 1948-yil Shakli, Breydin D) 1948-yil Breydin, Shakli, Barde

Yarimo'utkazgichli asboblarni tayyorlash texnologiyasida yarimo'utkazgich quymalar plastinkalarni kesishda qaysi usullardan foydalaniladi?

- A) *Qirrasi tashqi yoki ichki olmosli diskda kesish
B) Abraziv suspenziya, po'lat tasmada kesish
C) Ingichka simda, ichki olmosli diskda, abraziv suspenziya, po'lat tasmada
D) Qirrasi tashki yoki ichki olmosli diskda, abraziv suspenziya, po'lat tasma ingichka simda kesish

«Travleniye» ning manosi nima?

- A) *Tekislash manosi B) Sindirish manosi
C) Yedirish manosi D) Buklash manosini bildiradi

Epitaksiya atamasi qaysi yillarda paydo bo'lgan va manosi qanday?

- A) *40-yillarda «epi-tashki, takis-tekizlash» manosini
B) 50-yillarda «epi-sirti, tekis-joylashish» manosini
C) 50-yillarda «epitaksiya-joylashish» manosini
D) 50-yillarda paydo bo'lib «Epitaksiya-sirti» manosini anglatadi

Fazoviy panjaradagi tekisliklar va yunalishlarini nishonlash uchun qanday belgi qo'llaniladi?

- A) *Miller indekslar B) Elementar yachekalar
C) Miller va yachekalar D) To'g'ri javob yo'q

Integral mikrosxema nima?

- A) *Mikroelektron maxsulotda faqat 5 ta aktiv element bo'lishi kerak
B) Kamida 5 ta aktiv va passiv element bo'lgan mikrosxema
C) Faqat 4 ta aktiv va 2 dona passiv element bo'lgan mikrosxema
D) A javob tugri

Zamonaviy integral mikrosxemalarni tayyorlash jarayonida qanday texnologik tsikillar mavjud?

- A) *Oksidlash, sidirlash, diffuziya, epitaksiya, fotomeografiya
B) Metallashtirish, epitaksiya, diffuziya
C) A va B javoblar to'g'ri
D) To'g'ri javob yo'q

Qanday liniyalarda energiya istemolchisi bo'lmaydi?

- A) *Ideal uzun liniyada B) Fider liniyada
C) Oxiri uzuk liniyada
D) Xar qanday liniyada energiya istemolchisi bo'ladi

Yarimo'utkazgichli diodlarni belgilang?

- A) *To'g'rilagichli diod, varikatlar
B) Stalbizatorlar, yukori chastotali diodlar

C) Yorug'lik diodlar, varikatlar

D) Barchasi to'g'ri

Epitaksiyal jarayon necha guruxga bo'linadi?

A) *3-guruxga avtoepitaksiya, geteroepitaksiya, xemoepitaksiya

B) 2-guruxga avtoepitaksiya va xemoepitaksiya

C) 4 ta guruxga bo'linadi

D) Tugri javob yo'q

Diod nima?

A) *3-elektrodli yarimo'utkazgichli asbob B) 2-elektrodli elektron lampa

C) 3-elektrodli elektrovakumli asbob D) 1-elektrodli elektr lampa

Kristallda 3 ta bosh yo'nalish bo'ladi ular 3 ta vektor orqali ifodalaniladi, kristallda davrni joylashgan atomlar markazlari joylashgan nuqtalar?

A) *Miller indekslari B) Tranzistorlar

C) Tugunlar D) A va B javoblar to'g'ri

Nechanchi yili Amerikalik injener A. Fores 2 elektrodli lampaga boshqaruvchi nur kiritib trodni yaratdi?

A) *1883-yil B) 1900-yil C) 1910-yil D) 1907-yil

Kremniy va Germaniyaning o'tkazuvchanlik turini o'zgartirish uchun diffuziyadan foydalanishni 1952-yili birinchi bo'lib qaysi olim taklif qilgan?

A) *Pfann B) Edison C) Fleming D) Shmakov

Elektronlar oqimi ingichka nur tarzida fokuslangan elektronli vakumli asboblarda?

A) *Geotod B) Elektron nurli trupka C) Pentod D)

Tranzistor

Varikap qanday asbob?

A) *3 elektrodli yarimo'utkazgichli asbob

B) 2 elektrodli yarimo'utkazgichli asbob

C) Yarimo'utkazgichli diodlar bulib, sig'imi teskari kuchlanish tasiri natijasida katta o'zgaradigan asboblarda

D) To'g'ri javoblar yo'q

KDB 20-ushbu belgilashda element (son) diodni nimasini bildiradi?

A) *Diodni xususiyatini

B) Qaysi materiallardan tayyorlanganligini

C) Asbob turini

D) Diodni kurinishini

Mikrosxemalar necha xil buladi?

A) *2 xil B) 3 xil C) 4 xil D) To'g'ri javob yo'q

Eng oddiy ikki elektrodli elektron lampa nima deb nomlanadi?

A) *Triodlar B) Tranzistorlar C) Diodlar D) Trigger

1907-yili Amerikalik qaysi olim 2 elektrodli lampaga boshqaruvchi tur kiritib 1-triodni yaratdi?

A) *O.V.Losev B) A.Xell C) T.A.Edison D) L.Forest

GLOSSARIY

AKSEPTOR - uygʻonmagan holatda panjaraning egallanmagan mahalliy sath mavjud boʻladigan, uygʻongan holatda esa, valent sohadan elektronni oʻziga tortib oladigan nuqsoni

AMORF HOLAT - moddaning qattiq nokristall holati; hossalarning izotroʻpligi va erish nuqtasining boʻlmasligi bilan tavsiflanadi

AMORF JISM - *yunon. amorphous*–shaklsiz-oʻzini tashkil qilgan mikrozarralari toʻgʻri davriy joylashuvga ega boʻlmagan jism

AMORF MODDA - tartiblangan tuzilishga ega boʻlmagan qattiq modda

ANIZOTROʻP JISM - fizikaviy xossalari unda tanlangan yoʻnalishga bogʻliq boʻlgan modda

ANIZOTROʻP MUHIT - fizikaviy xossalari unda tanlangan yoʻnalishga bogʻliq boʻlgan muhit

ANIZOTROʻPIYA - muhit fizikaviy xossalarining turli yoʻnalishlarda bir xil boʻlmasligi

ARALASH YARIMOʻTKAZGICH - bir vaqtning oʻzida ham ion oʻtkazuvchanlik, ham elektron yarimoʻtkazgichlarga xos oʻtkazuvchanlik xossalarga ega boʻlgan yarimoʻtkazgich

BIR JINSLI MUHIT - muayyan fizikaviy xossalari koordinatalarga bogʻliq boʻlmagan muhit

BIR JINSLI TIZIM - hamma qismlarida xususiyati bir xil boʻlgan tizim

DIELEKTRIKLAR - amalda elektrik tokni oʻtkazmaydigan moddalar

DIOD - elektrik tokni faqat bitta yoʻnalishda oʻtkazuvchi va elektrik zanjirga ulash uchun ikkita tutashuvga ega boʻlgan vakuum, yarimoʻtkazgich va gaz zaryadli elektron asbob

DISLOKATSIYA - *lot. diclocatio*–siljish-kristall panjaraning atom tekisliklari toʻgʻri navbatlashib joylashuvining buzilishidan iborat chizigʻiy nuqsoni

DONOR KIRISHMA - atomlari donorlik xossasiga ega boʻlgan kirishma

DONOR-kristall panjaraning uygʻonmagan holatda mahalliy (lokal) sathida elektron mavjud boʻladigan, uygʻongan holatda esa, oʻtkazuvchanlik sohasiga elektron beradigan nuqsoni

ELEKTRIK OʻTISH - yarimoʻtkazgichdagi turlicha elektrik oʻtkazuvchanlikli yoki solishtirma elektrik oʻtkazuvchanligi turlicha boʻlgan kvazi

birjinsli sohalar orasidagi (bu kvazi bir jinsli sohalardan biri metall bo'lishi ham mumkin) soha

ELEKTRON O'TKAZUVCHANLIK - elektronlar harakatidan yuzaga keluvchi elektrik o'tkazuvchanlik

ELEKTRON YARIMO'TKAZGICH - elektrik o'tkazuvchanligi (ion yarimo'tkazgichdan farqli ravishda) elektronlar ko'chishi bilan aniqlanadigan yarimo'tkazgich

ELEKTRON O'TISH - n -tur yarimo'tkazgichning turli solishtirma elektrik o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki sohasi orasidagi o'tish

ELEKTRON KOVAK O'TISH - monokristall yarimo'tkazgichning kovak o'tkazuvchanlikdan elektron o'tkazuvchanlikka o'tishi yuz beradigan sohasi

ELEKTRON KOVAK O'TISH - yarimotkazgichning biri n -tur elektrik o'tkazuvchanlikka, ikkinchisi esa, p -tur elektrik o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki sohasi orasidagi o'tish

ELEMENTAR SHO'BA - kristall atom tuzilmasini uch o'lchovda parallel ko'chirish bilan butun kristall panjarani yasash mumkin bo'lgan qismi

GETEROSTRUKTURA-bir nechta geteroo'tishli yarimo'tkazgich struktura (tuzilma)

GIBRID INTEGRAL MIKROTUZILMA - bir qism elementlari mustaqil konstruktiv shakllangan integral mikrotuzilma

GOMOO'TISH - geteroo'tishdan farqli ravishda bitta yarimo'tkazgich kristallda turli xil o'tkazuvchanlikli ikki soha kontakti

IDEAL KRISTALL - tuzilish nuqsonlari bo'lmagan kristall

ION YARIMO'TKAZGICH - molekularining uyg'onish asosiy polosasi va qo'shni polosasi orasidagi energiyaviy oralig'i elektrolitik dissotsiatsiyalash energiyasidan ko'ra katta bo'lgan modda

IZOMORFIZM - *yunon. Isos-birday, teng va morphe-shakl, ko'rinish*-o'xshash kimyoviy formulaga va bir xil kimyoviy bog'lanishlarga ega moddalarning atom-kristall tuzilishi bilan uning kristallari tashqi yoqlarining to'la o'xshashligi

IZOTRO' JISM - barcha yo'nalishlarda xossalari birday bo'lgan jism

IZOTRO' MUHIT - barcha tanlangan yo'nalishlarda fizikaviy xossalari birday bo'lgan modda

IZOTRO'IYA - barcha yo'nalishlarda muhit fizikaviy xossalarining birdayligi

JOYLASHUV NUQSONI - kubsimon hajmiy markazlashgan kristallardagi yoki geksagonal o'ta zich joylashuvli kristallardagi atom tekisliklari holatlari muntazam almashinuvining buzilishi

KIMYOVIY BOG'LANISH - molekulaning turli atomlariga oid elektronlarning umumlashuvi natijasida vujudga keluvchi bog'lanish

KIRISHMAVIY YARIMO‘TKAZGICH - donor va (yoki) akseptor kirishmasiga ega bo‘lgan yarimo‘tkazgich

KLASTER - bir-biri bilan zaif bog‘langan kop sonli atomlar yoki molekulalar tizimi

KOMPENSATSIYALANGAN SOHA - kompensatsiyalangan yarimo‘tkazgich xossalriga ega bo‘lgan yarimo‘tkazgich sohasi

KOMPENSATSIYALANGAN YARIMO‘TKAZGICH - bir vaqtda ham donorlarga, ham aksptorlarga ega bo‘lgan yarimo‘tkazgich

KOVAK YARIMO‘TKAZGICH - asosiy zaryad tashuvchilari kovaklardan iborat yarimo‘tkazgich

KOVAKLAR SOHASI - yarimo‘tkazgichda kovak elektrik o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan soha

KOVAK - yarimo‘tkazgichning valent sohasida elektron band qilmagan energiyaviy holat

KOVALENT BOG‘LANISH - bir molekulyar orbitani egallagan, qarama-qarshi yo‘nalishli spinlarga ega bo‘lgan juftlanmagan elektronlarning o‘zaro ta’siridan kelib chiqadigan kimyoviy bog‘lanish

KOVALENT KRISTALLAR - kovalent kimyoviy atomlararo bog‘lanishli kristallar

KRISTALL TEKSTURA - polikristallarda kristall donalarning yo‘nalganligi

KRISTALL TUZILMA BAZASI - kristall tuzilmaning simmetrik mustaqil sohalaridagi atomlar markazlari koordinatalarining to‘la majmui

KRISTALL TUZILMA - atomlar, ionlar, molekulalarning kristallda joylashuvi

KRISTALL UYUSHMALAR - kristall panjara bir-biriga nisbatan biroz farqli joylashgan monokristall sohaları

KRISTALLANISH MARKAZI - suyuqlikning kristallanish boshlanishiga olib keluvchi zarra

KRISTALLANISH TEMPERATURASI - suyuq holatdan kristall holatga fazaviy o‘tish yuz beradigan temperatura

KRISTALLANISH - bug‘lar, eritmalar, qotishmalaridan qattiq holatidagi (amorf holatidagi) elektrolizda elektrolitlar, shuningdek, kimyoviy reaksiyalarda kristallarning hosil bo‘lishi

KRISTALLAR FIZIKASI - qattiq jism fizikasining kristallarning fizikaviy xossalari, shuningdek, kristallarning xossalari va tuzilishiga tashqi kuchlar ta’sirini o‘rganadigan bo‘limi

KRISTALLAR SIMMETRIYASI - kristallarning buralishda, qaytishda, parallel ko'chishda yoki bu amallarning kombinatsiyasida o'z-o'ziga mosligining saqlanishi

KRISTALLAR S'EKTROSKO'IYASI - kristallarning xossalari va tuzilishi haqidagi ma'lumotlar olish uchun ularning turli xil o'tik spektrlari o'rganiladigan spektroskopiya bo'limi

KRISTALLARDAGI BOSH KESIM - 1) bir o'qli kristallarda muayyan yorug'lik nuri va o'tik o'q orqali o'tuvchi tekislik; 2) ikki o'qli kristallarda birini kesib o'tuvchi o'tik o'qlar orqali o'tuvchi tekislik

KRISTALLARDAGI NUQSONLAR - kristall tuzilishidagi nuqsonlar, kristall panjara tugunlarida zarralar (atomlar, molekulalar, ionlar) qat'iy davriy joylashishining buzilishi

KRISTALLAR - tashkil qiluvchi zarralari tartiblangan, davriy joylashgan qattiq moddalar

KRISTALLITLAR - aniq qirralarga ega bo'lmagan mayda kristallar

KRISTALLNING BOSH TEKISLIGI - kristallning optik o'qidan va kristall ichidan yuruvchi yorug'lik to'lqini fazaviy tezligi yo'nalishidan o'tuvchi tekislik

KRISTALLNING O'TIK O'QI - kristallda yorug'lik ikkilanma sinishiga uchramasdan tarqaladigan yo'nalish

KRISTALLOGRAFIK INDEKSLAR - fazoda kristall yoqlarining va atom tekisliklarining joylashuvini (Miller indeksleri), shuningdek, kristallografik o'qlarga nisbatan kristall qirralarining yo'nalishini (Veys indeksleri) aniqlovchi uchta butun son

KRISTALLOGRAFIYA - kristallar va *yunon. grapho* - yozaman-kristallarning tuzilishi haqidagi fan

KRISTALL - *yunon. krystallos* – muz uch o'lchovli davriy atom yoki molekulyar tuzilishiga va muvozanat tuzilish holatlari to'g'ri simmetrik ko'p yoqli shaklga ega bo'lgan qattiq jism

KUCHLI LEGIRLANGAN YARIMO'TKAZGICH - juda katta konsentratsiyali kirishmalar (yoki kristall panjaraning tuzilmaviy nuqsonlari) ga ega bo'lib, qo'shni kirishma atomlar orasidagi masofalarning kichikligidan ular yaqinida joylashgan elektronlarning kuch maydonlari va to'lqin funksiyalari bir-birini yopadigan yarimo'tkazgich

KVAZIBARQAROR JARAYON - tizimda jarayon tarqalayotganda uning ichidagi holat o'zgarishga ulgurmaydigan hol

MIKROTUZILISH - *yunon. micros*-kichik va *lot. Structura*–tuzilish moddaning zarrabin (o'tik yoki elektron) yordamida aniqlanuvchi tuzilishi

MIKROTUZILMA - tuzilma egallagan 1 sm^3 hajmda beshtadan kam bo'lmagan elementlar joylashgan ekvivalent montaj zichligiga ega bo'lgan va konstruktiv yaxlit deb sanaladigan mikroelektron asbob

MIKRO - *yunon. mikros–kichik* boshlang'ich birlikning milliondan bir qismiga teng ulush birligining nomini yasash uchun fizikaviy kattalik birligi nomi oldiga qo'yiladigan qo'shimcha ibora

MODDA TUZILISHI - modda mikroskopik va mikroskopik tuzilishi tavsiflarining yig'ma nomi

MOLEKULYAR KRISTALL - kristall panjarasining tugunlarida molekulyar joylashgan kristall

MONOKRISTALLAR - yagona kristall panjaraga ega bo'lgan yakka kristall

MONOKRISTALL - o'zining butun hajmda yagona kristall panjaraga ega bo'lgan kristall

MONOMOLEKULYAR QATLAM - fazalarning bo'linish chegarasida qalinligi bitta molekulaga teng modda qatlami

MURAKKAB YARIMO'TKAZGICH - asosiy tarkibi ikki yoki undan ortiq kimyoviy elementlar atomlaridan tashkil topgan yarimo'tkazgich

O'TANOZIK TUZILISH - atom energiya sathlari atom elektronlari magnitik maydonining atom yadrosi magnitik momenti bilan o'zaro ta'siri tufayli yuzaga keluvchi yaqin joylashgan sathlarga ajralishi

OPTAPANJARA - elektronlarga kristall panjaraning davriy potensialidan tashqari panjara doimiysidan ancha katta davrli sun'iy yaratiluvchi potensial ham ta'sir qiluvchi ko'p qatlamli qattiq tarkibli tuzilma

OPTIK SILLIQ SIRT - sirt bo'ylab yorug'likning to'lqin uzunligicha masofaga o'tilganda uning egrilik radiusi to'lqin uzunlikka nisbatan kichikroq o'zgaradigan sirt

OPTOELEKTRONIKA - elektronikaning elektrik signallarni optik signallarga va optik signallarni elektrik signallarga aylantirish masalalari bilan shug'ullanadigan sohasi

ORGANIK YARIMO'TKAZGICHLAR - elektron yoki kovak o'tkazuvchanlikka (yoki tashqi ta'sir ostida shunday xususiyatlar oladigan) va elektrik o'tkazuvchanlikning temperaturaviy musbat koeffitsientiga ega bo'lgan qattiq organik moddalar

PARAKRISTALL - kristall va amorf sohalari navbatlashib joylashgan molekulyar kristall

PLANAR O'TISH - yarimo'tkazgich sirtiga yotqizilgan ixotalovchi pardadagi tirqish orqali kirishmaning diffuziyasi natijasida hosil bo'lgan diffuziyaviy o'tish

p-n STRUKTURA - bir-biri bilan chegaradosh p-soha va n-sohadan iborat struktura

POLIKRISTALLAR - ko'p kristallit (dona) lardan tashkil topgan qattiq jismlar

POLIMORF O'TISH TEMPERATURASI - moddaning bir kristall tuzilish holatdan boshqasiga o'zgarmas bosimda muvozanatli fazaviy o'tish temperaturasi

POLIMORF O'TISH - moddaning biror kristall modifikatsiyasidan boshqasiga fazaviy o'tishi

p-tur YARIMO'TKAZGICH - kovak o'tkazuvchanlikka ega yarimo'tkazgich

'EZOELEKTRIK MATERIALLAR - 'ezoelektrik xossalari yaqqol ifodalangan, 'ezoelektrik o'zgartirgichlar tayyorlashda qo'llaniladigan moddalar

QALIN PARDALI INTEGRAL MIKROTUZILMA - pardalari qalinligi 1 mkm dan ortiq bo'lgan pardali integral mikrotuzilma

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

RELAKSATSIYA VAQTI - tizim holati biror parametrining uning muvozanatdagi qiymatidan chetlanishining e marta kamayishi uchun ketadigan vaqt

RELAKSATSIYA - lot. *Relaxatio*—kuchsizlanish mikroskopik fizikaviy tizimda termodinamik muvozanatning o'rnatilishi jarayoni

RENTGENTUZILMAVIY TAHLIL - modda tuzilmasini rentgen nurlari difraksiyasiga asoslanib tadqiq qilish usuli

RUXSAT ETILGAN O'TISH - tizimning simmetriya xossalariга zid kelmaydigan o'tish

RUXSAT ETILGAN ZONA-atomlar kristallni tashkil etganda yakka atomlarning bir yoki bir necha energiyaviy sathlari 'archalanishi natijasida hosil bo'lgan energiyaviy zona yoki bir necha ustma-ust tushgan energiyaviy zonalar to'plami

SAMARADOR MASSA - kvazizarraning dinamik xossalariini tavsiflovchi, massa o'lchamligidagi kattalik

SATH KENGLIGI - kvant tizimining muayyan sathdagi eng katta yashash vaqti bilan bog'langan diskret energiya sathidagi energiya noaniqligi

SATHDA BEIXTIYORYASHASH - o'z o'zidan nurlanish bilan belgilanuvchi sathdagi yashash vaqti

SATHDA YASHASH VAQTI - tizimning berilgan sathda yashash vaqtining e marta kamayishi uchun ketadigan vaqt

SATHNING BAND QILINGANLIGI - moddaning muayyan energiya sathida, ya'ni ma'lum energetik holatda joylashgan zarralari konsentratsiyasi

SATHNING JUFTLIGI - fizikaviy tizimning muayyan energiya sathiga mos kelgan holatlari

SATHNING KENGLIGI - muayyan holat energiyasining plank doimiysi kattaligining shu sathda yashash vaqtiga nisbati bilan aniqlanuvchi noaniqlik

SILLIQ O'TISH - kirishma konsentratsiyasining silliq o'zgarish sohasi kengligi fazoviy zaryad sohasi kengligi bilan taqqoslanarli bo'lgan o'tish

SODDA YARIMO'TKAZGICH - asosiy tarkibi birgina kimyoviy element atomlaridan tashkil topgan yarimo'tkazgich

SOLISHTIRMA DIELEKTRIK YO'QOTISHLAR - dielektrik hajmidagi dielektrik yo'qotishlar taqsimotini tavsiflovchi hamda dielektrikning biror hajmidagi dielektrik yo'qotishlarning shu hajmga nisbatiga teng bo'lgan skalyar kattalik

SORBSIYA - lot. *sorbeo*–yutaman suyuq yoki qattiq jism (sorbent) larning atrof-muhitdan suyuq modda yoki gaz (sorbit) yutishi

SUYUQ DIELEKTRIKLAR – elektrik o'tkazuvchanligi $\sigma \leq 10^{-8} \text{ cm} \cdot \text{m}^{-1}$ bo'lgan, molekulalardagi elektronlar kovalent bog'langan, molekulalar orasida esa Vander Vaals kuchlari mavjud bo'lgan molekulyar suyuqliklar

SUYUQ KRISTALLAR - qattiq kristall va suyuqlik oralig'idagi tuzilish xossalarga ega bo'lgan ba'zi moddalarning turg'un xolatlari

TAQIQLANGAN ZONA - kristalldagi elektron ega bo'lishi mumkin bo'lmagan energiya qiymatlari sohasi

TEMPERATURA - termodinamik tizimning muvozanat holatini tavsiflovchi hamda tizimni tashkil qilgan zarralarning tartibsiz harakati o'rtacha kinetik energiyasiga mutanosib fizikaviy kattalik

TENZOREZISTIV SAMARA - mexanikaviy qayishish ta'sirida yarimo'tkazgich elektrik qarshiligining o'zgarishi

TERMoeLEKTRIK SAMARA - ketma-ket ulangan turli yarimo'tkazgichlar yoki yarimo'tkazgich va metallardan iborat elektrik zanjirda kontaktlar temperaturasi har xil bo'lganda elektrik yurituvchi kuchning vujudga kelishi

TERMoeLEKTRIK YURITUVCHI KUCH – termoelektrik samarada vujudga keladigan elektrik yurituvchi kuch

TERMOGALVANMAGNETIK SAMARA - bo'ylama temperatura gradienti va ko'ndalang magnetik maydon induksiyasi mavjud bo'lgan holda yarimo'tkazgichda ko'ndalang elektrik maydon kuchlanganligining vujudga kelishi

TERMOGALVANMAGNETIK HODISALAR - qattiq o'tkazgichlarning elektrik va issiqlik o'tkazuvchanligiga magnetik maydonning ta'siri bilan bog'liq hodisalar

TERMOJUFT - ishlashi termik-elektrik yurituvchi kuchning vujudga kelishiga asoslangan temperatura qayd qilgichi

TERMOMAGNITIK SAMARA - bo'ylama temperatura gradienti va ko'ndalang magnitik maydon induksiyasi ta'sir qilganda yarimo'tkazgichda ko'ndalang temperatura gradientining vujudga kelishi

TERMOREZISTOR (TERMOQARSHILIK) - faol elektrik qarshiligi temperaturaga bog'liq bo'lgan yarimo'tkazgich qarshilik

TESKARI PANJARA - muayyan kristall panjaraga xos, tugunlari orasidagi masofa kristall panjaraning tegishli tugunlari orasidagi masofalarga teskari mutanosib bo'lgan nuqtaviy uch o'lchovli panjara

TIRQISHSIZ YARIMO'TKAZGICHLAR - taqiqlangan zonasining kengligi aynan nolga teng bo'lgan yarimo'tkazgichlar

TO'LGAN ZONA - mutlaq nol temperaturada barcha energiya sathlari elektronlar bilan band qilingan ruxsat etilgan zona

TOMSON ELEKTROTERMİK 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

TRANSLYATSIYA - *lot. translatio-uzatish, ko'chirish*—ob'ektni fazoda o'ziga-o'zini parallel saqlagan holda translyatsiya o'qi deb ataluvchi chiziqli bo'yicha biror masofaga ko'chirish

TUNNEL (-LANISH) SAMARA (-SI) - zarralarning potensial to'siq ichidan o'tish hodisasi

UYG'ONGAN ATOM - atomning asosiy holatidagiga nisbati kattaroq energiyaga ega bo'lgan holati

UYG'ONGAN HOLAT - atom, molekula va boshqa kvant tizim uchun mumkin bo'lgan energiyalarning diskret qatoridan eng kichik qiymatidan kattaroq energiyali tizim holati

UYG'OTILGAN O'TKAZUVCHANLIK - energiyalari qo'shimcha zaryad tashuvchilar hosil qilish uchun yetarli bo'lgan zarralar (elektronlar, ionlar va b.) oqimi ta'sirida dielektrik va yarimo'tkazgichlar elektrik o'tkazuvchanligining o'zgarishi

VAKANSIYA - *lot. vacans - bo'sh* - erkin kristall panjara tugunida atom yoki ion yo'qligidan iborat kristall nuqsoni

VALENT ELEKTRONLAR - atomning tashqi elektronlari

VALENT SOHA - mutlaq nol temperaturada valent elektronlarga to'liq to'ldirilgan kristalldagi elektronlarning mumkin bo'lgan energiya qiymatlari sohasi

VALENT SOHA - to'ldirilgan sohalardan eng yuqorisi (eng katta energiyalar sohasi)

XEMOSORBSIYA - kimyoviy birikmalar hosil bo'lishi bilan birga sodir bo'luvchi adsorbsiya

XOLL KOEFFITSIENTI (R) - $\bar{E} = R[\bar{j}\bar{B}]$ munosabatidagi mutanosiblik koeffitsienti; bunda $\bar{E}$ - ko'ndalang elektrik maydon kuchlanganligi, $\bar{j}$ - tok zichligi, $\bar{B}$ - magnitik induksiya

XOLL SAMARASI - $\bar{H}$ magnitik maydonda joylashgan $\bar{j}$ zichlikli tok oqayotgan qattiq o'tkazgichda $\bar{H}$ va $\bar{j}$ ga tik yo'nalishda elektrik maydonning vujudga kelishi

XUSUSIY ELEKTRIK O'TKAZUVCHANLIK SOHASI - yarimo'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanlik xossalariga ega bo'lgan sohasi

XUSUSIY ELEKTRIK O'TKAZUVCHANLIK - yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik elektron o'tkazuvchanlik kovagi juftlari generatsiyasi har qanday usulda, masalan, issiqlik, yorug'lik va hokazo usulda hosil qilinganda vujudga keladigan elektrik o'tkazuvchanlik

XUSUSIY O'TKAZUVCHANLIK - kimyoviy sof yarimo'tkazgichning elektrik o'tkazuvchanligi

XUSUSIY YARIMO'TKAZGICH - donor va akseptor kirishmalari bo'lmagan yarimo'tkazgich

YAQIN TARTIB - moddaning kichik hajmlari ichida qo'shni zarralarning nisbatan tartiblangan joylashuvi

YARIMO'TKAZGICH ASBOBLAR - ishlashi bir jinsli va nobirjins p-n o'tishlarga, geteroo'tishlarga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarning xossalariga asoslangan xilma-xil asboblarning umumiy nomi

YARIMO'TKAZGICH DIOD - elektrik o'tishga (o'tishlarga) va ikki chiqishga ega bo'lgan elektro'zgartirgich asbob

YARIMO'TKAZGICH INTEGRAL MIKROXEMA - elementlari yarimo'tkazgich material hajmida va (yoki) sirtida yaratilgan integral mikroxema

YARIMO'TKAZGICH LAZER - yarimo'tkazgich kristall asosida yaratilgan lazer

YARIMO'TKAZGICH MATERIALLAR - xona ($T \sim 300$ K) temperaturasini o'z ichiga oluvchi keng temperaturalar oralig'ida yarimo'tkazgich xossalarini yaqqol namoyon qiluvchi hamda yarimo'tkazgich asboblari yasashda keng qo'llaniluvchi moddalar majmui

YARIMO'TKAZGICHLARNI LEGIRLASH - yarimo'tkazgichlarning elektrik xossalarini o'zgartirish maqsadida ularga kirishmalar yoki tuzilmaviy nuqsonlarni ulushlab kiritish

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 konsentratsiyasiga kuchli bog‘lanishi bilan o‘tkazgichdan farq qiladigan modda

ZICH JOYLASHUV - muayyan hajmda eng ko‘p son sharchalar o‘rin oladigan joylashuv

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO‘YHATI

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO‘YHATI

1. M. K. Bahodirxonov, N. F. Zikrillayev, X. M. Iliyev Yarimo‘tkazgichlar fizikasi. Toshkent: Tafakkur, 2020. -480 s.
2. К. В. Шалимова Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. — 392 с.
3. J.R. Chelikowsky, M.L. Cohen, Semiconductors: a pillar of pure and applied physics. J.Appl. Phys. 117, 112812(8pp) (2015)
4. A.T.Teshaboyev, S.Z.Zaynobiddinov, S.Vlasov, V.Abduazimov. “Yarimo‘tkazgichlar sirt fizikasi”. Toshkent-2010. -25 b.
5. Marius Grundmann. The Physics of Semiconductors. Springer International Publishing Switzerland. 2016.- P.998.
6. А. Тешабоев, С. Зайнабидинов, И. Каримов, Н.Рахимов. Яримўтказгичли асбоблар физикаси. Ҳаёт нашриёти, Андижон, 2002 йил. – 260 б.
7. S.Z.Zaynobidinov, I.N.Karimov, A.Y.Boboyev, M.B.Foziljonov. “Yarimo‘tkazgichli asboblar fizikasi”. O‘quv qo‘llanma: Andijon. – „, Step by step print” MCHJ nashri, 2023.-120 b.
8. R. Aliyev va H. N. Qodirova. ОПТИКА. Fizika ta’lim yo’nalishi: 60530900. Toshkent, Bookmany print, 2024. -186 b.
9. Rayimjon Aliyev, Jasurbek Gulomov Yangi avlod quyosh elementlari va ularni modellashtirish. Toshkent: Bookmany print, 2025. – 147 b.
10. Нозимжон Абдуманнобович Турғунов. “Киришма атомлари микробирикмалари ҳосил бўлишининг физик асослари ва уларни монокремний хусусиятларига таъсири” фан докторлик диссертация. Андижон. 2018 й. -200 б.
11. Рашидов Бобур Дилмуродович. «Кремнийли р-п структураларнинг фотоелектрик хусусиятларига локал механик зўриқишнинг таъсири» фалсафа докторлик диссертация. Фарғона. 2023 й. -120 б.

Asosiy fizik doimiylar

Elektron zaryadu $q_e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ bir. CGSE = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл

Erkin elektron massasi $m_e = 9,11 \cdot 10^{-28}$ г

Nurning vakumdagi tezligi $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/с

Bor radiusi $a_o = 5,29 \cdot 10^{-9}$ см

Plank doimiysi $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с = $4,5 \cdot 10^{-15}$ эВ · с

Dirak doimiysi $\hbar = h/2\pi = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж · с $7,1 \cdot 10^{-16}$ эВ · с

Boltsman doimiysi $k = 1,380 \cdot 10^{-34}$ Дж/К = $8,62 \cdot 10^{-5}$ эВ/К

Issiqlik enegiyasi $kT =$

= 25,9 meV xona haroratida

= 6,7 meV suyq azot haroratida

= 0,36 meV suyq geliy haroratida

Energiya miqdori, 1 eV = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Joul

Vakumda foton energiyasiga mos nur to'liq uzunligi λ_o (1 eV) = $1,239 \cdot 10^{-10}$ см

1 eV ga mos to'liq soni, ν_o (1 eV) = $8,06 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹

Jadval 1.

Toza Germaniy va Kremniyning elektrofizik parametrlari

Parametr	Raqamli qiymati	
	Germaniy	Kremniy
1	2	3
Panjara doimiysi a , nm	$0,565754 \pm 0,00001$ (298 K)	$0,543072 \pm 0,00001$ (298 K)
Zichlik (10^3 Kg/m ³)	$5,3234 \pm 0,0025$ (298 K)	$2,3283 \pm 0,0003$ (298 K)
Harorat chiziqli kengayish koeffisienti	+0,07 (40 K)	0,05 (40 K)
	+1,5 (80 K)	-0,77 (80 K)
	+2,20 (100 K)	-0,31 (100 K)
	+5,75 (300 K)	+2,33 (300 K)

Elastiklik koeffitsiyenti: k_{11}	12,88	16,56
k_{44}	6,705	7,953
k_{12}	4,825	6,386
Erish harorati, °C	937,2±0,5	1417±4
Erish issiqligi	3290 ±90	5000±80
1	2	3
Bug'lanish issiqligi	3719° ±900	4400±500
Solishtirma issiqlik sig'imi	25000 (300 K) 11100 (80 K)	4,65 (300 K) 1,24 (80 K)
Issiqlik o'tkazuvchanlik	0,7 (300 K) 3,0 (200 K) 5,5 (50 K) 11 (20 K) 10 (10 K) 0,5 (2 K)	1,3 (300 K) 2,5 (200 K) 13 (50 K) 17 (20 K) 12 (10 K) 0,3 (2 K)
Debay harorati	353 (80 K) 406 (300 K)	539 (80 K) 689 (300K)
Dielektrik singdiruvchanlik	16,3±0,2 (290 K) 15,3±0,2 (77 K va 1 MΓn)	11,7±0,2 (0-1 MΓn) 13,7 (24000 MΓn)
Sindirish ko'rsatkichi, n	4,01 (300K)	3,42 (299 K)
Chiqish ishi	7,52±0,16	7,68±0,16
Taqiqlangan zona kengligi	1,0 56 (295 K) 1,26 (0 K)	1,74 (295 K) 1,93 (0 K)
Effektiv massa m^* (m_0 birlikda):		
a) Og'ir kovaklar	0,34	0,52
b) Engil kovaklar	0,043	0,16
v) Elektronlar m^* tenzorining "bo'ylama" tashkil etuvchisi	1,64 ±0,03	0,90 ±0,02
g) "ko'ndalang" tashkil etuvchi	0,082 ±0,001	0,90 ±0,02

Jadval 2.**Elementar tarkibli yarimo'tkazgich materiallarning asosiy fizik parametrlari**

Modda (element)	Erish harorati, °C	Taqiqlangan zona kengligi	Xarakatchanlik	
			$\mu_n, \text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ (300° K)	$\mu_p, \text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ (300° K)
B	2000	2,4		1
C (grafit)	4000	0,16	-	-
G (olmos)	-	7,7	1800	1200
Si	1420	1,78	1200	500
Ge	936	1,15	3900	1900
Sn (kulrang)	-	0,128	2000	1000
P (sariq)	44	3,35	-	-
P (qora)	-	0,53	200	350
Se (kristal)	220	0,92	-	5
Te	452	0,56	1700	1200

Jadval 3.

Murakkab tarkibli yarimo'tkazgichlarning asosiy fizik parametrlari

Modda (element)	Erish tempera- tulasi, °C	Taqiqlangan zona kengligi, eV	Xarakatchanlik	
			$\mu_n, \text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ (300° K)	$\mu_p, \text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ (300° K)
Ag ₂ Te	955	0,27	4000	-
InSb	523	0,29	80000	4000
HgTe	670	0,32	17000	100
Mg ₂ Sn	778	0,32	300	250
HgSe	690	0,48	10000	-
InAs	942	0,46	30000	200
PbSe	1065	0,88	1500	1500
PbTe	917	0,96	2100	800
PbS	1114	0,96	600	800
InP	1050	2,1	3500	700
GaAs	1280	2,2	4000	400
IgSb	546	0,96	60	350
Mg ₂ Ge	1115	1,04	500	100
GaSb	725	1,12	5000	1000
MgSi	1102	1,20	400	70
Mg ₃ Sb ₂	1228	1,28	20	80
Ag ₂ S	842	1.6	50	-
CdTe	1045	2.4	450	100
AlSb	1060	2,42	50	150
SiC	2700	2,4	60	10
Cu ₂ O	1232	2,5	-	100
ZnO	1,975	5,1	200	-

Jadval 4.**Kremniyda kirishma markazlarning faollashish energiyalari**

Davriy Sistema guruhlari	Element	Donor (D) yoki Aktseptor (A)	D	A
I	Li	D	0,53	-
	Au	D	0,86	-
		A	-	0,56
II	Zn	1A	-	0,50
		2A	-	0,88
III	B	A	-	0,0 72
	Al	A	-	0,091
	Ga	A	-	0,104
	In	A	-	0,246
V	P	D	0,0 63	-
	As	D	0,0 79	-
	Sb	D		

Jadval 5.**Germaniyda kirishma markazlarining faollashish energiyasi**

Kirishma element belgisi	Kirishma element turi, (A yoki D)	D	A
Li	D	0,016	-
	1A	-	0,064
Cu	2A	-	0,40
	D	0,84	-
Au	1A	-	0,25
	2A	-	0,32
Zn	A	-	0,46
B	A	-	0,0166
Al	A	-	0,164
Ga	A	-	0,172
In	A	-	0,178
T	A	-	0,022
P	D	0,0193	-
As	D	0,0203	-
Sb	D	0,0155	-

Jadval 6.**Murakkab tarkibli yarimo'tkazgichlarning asosiy fizik parametrlari**

	Sb	D	0,0 155	-
	Bi	D	0,192	-
VII	Mn	A	-	0,244
		D	0,56	-
VIII	Fe	2A	-	0,63
		1A	-	0,56
	Co	D	0,495	-
		A	-	0,40
	Ni	D	0,48	-
		A	-	0,35
	Pf	1A	-	0,0 64
		2A	-	0,736

Jadval 7.**Germaniy va kremniyning asosiy hususiyatlari**

Fizik xususiyatlari	Ge	Si
Erish harorati, °C / Zichlik, g/sm ³	936 / 5,323	1420 / 2,328
Issiqlik kengayish ko'effitsiyenti (25 °), 1 / grad	$6,1 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$
Issiqlik o'tkazuvchanli (25°) kal/s×sm×grad	0,14	0,20
Solishtirma issiqlik sig'imi, (0 – 100°), kal/s×sm×grad	0,074	0,181
Atom og'irligi	72,60	28,08
Panjara doimiysi, sm	$5,657 \cdot 10^{-8}$	$5,431 \cdot 10^{-8}$
Atomlar soni (1 sm ³ da)	$4,42 \cdot 10^{22}$	$5,22 \cdot 10^{22}$
Hajmiy siqilish, sm ² /din	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$0,98 \cdot 10^{12}$
Dielektrik doimiy	16	12
Hususi atomlarning faollashish energiyasi, 96	0,75	1,1
Kirishma atomlarning faollashish energiyasi, 56	~0,01	~0,04
Hususi qarshilik (300° K) Om×sm.	47	3000
Elektronlar harakatchanligi (300° K) sm ² / V×s	3600	1260
Kovaklar harakatchanligi (300° K) sm ² / V×s	1700	500

Jadval 8.

Asosiy va A^{III}B^V turdagi yarimo'tkazgichlarning ayrim parametrlari

Birikma	T _{er} , °C	ΔE_g , eV (300° K)	μ_n , m ² /(V·s) (300° K)	μ_p , m ² /(V·s) (300° K)
Ge	937	0,67	0,39	0,19
Si	1417	1,12	0,13	0,048
GaP	1450	2,25	0,011	0,0075
InP	1062	1,29	0,46	0,15
GaAs	1237	1,43	0,85	0,043
InAs	942	0,36	3,3	0,046
InSb	525	0,17	7,7	0,08

Jadval 9.

Asosiy va A^{III}B^V turdagi yarimo'tkazgichlarning ayrim parametrlari

Materiall	Taqiqlangan zona		Chegaraviy to'lqin uzunligi, mkm	Panjara doimiysi a_0 , nm	Effektiv massa	
	Energiya, eV	Tur**			$\frac{m_e}{m_{e0}}$	$\frac{m_h}{m_{e0}}$
Ge	0,66	I	1,88	0,5657	0,22	0,30
Si	1,11	I	1,15	0,5431	0,97	0,50
AlP	2,45	I	0,52	0,5451	-	0,70
AlAs	2,16	I	0,57	0,5661	0,15	0,79
AlSb	1,58	I	0,75	0,6135	0,12	0,98
GaP	2,26	I	0,55	0,5451	0,82	0,60
GaAs	1,42	D	0,87	0,5653	0,07	0,48
Gasb	0,73	D	1,70	0,6096	0,04	0,44
InP	1,35	D	0,92	0,5870	0,08	0,64
InAS	0,36	D	3,50	0,6058	0,02	0,40
InSb	0,17	D	7,30	0,6479	0,014	0,40

Jadval 10.

Ge, Si va GaAs (300 K) hususiyatlari

Hususiyati	Ge	Si	GaAs
Atomlar miqdori p 1 sm ³	$4,42 \cdot 10^{22}$	$5,0 \cdot 10^{22}$	$2,21 \cdot 10^{22}$
Atom massasi	72,6	28,08	144,63
Teshilish maydoni, V/sm	$\sim 10^5$	$\sim 3 \cdot 10^5$	$\sim 4 \cdot 10^5$
Kristal tuzilishi	Olmos	Olmos	Ruhsifat
Zichlik, g/sm ³	5,3267	2,328	5,32
Nisbiy dielektrik singdiruvchanlik	16	11,8	10,9
O'tkazuvchanlik zonada effektiv holat zichligi N_c , sm ⁻³	$1,04 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$7,0 \cdot 10^{17}$
Valent zonada effektiv holat zichligi N_v , sm ⁻³	$6,1 \cdot 10^{18}$	$1,02 \cdot 10^{19}$	$7,0 \cdot 10^{18}$
Effektiv massa m^*/m ;			
Elektron uchun	$m_t 1,59$ $m_t 0,082$	$m_t 0,92$ $m_t 0,19$	0,068
Kovak uchun	$m_{pl}^* 0,04$ $m_{pt}^* 0,30$	$m_{pl}^* 0,16$ $m_{pt}^* 0,50$	$m_{pl}^* 0,12$ $m_{pt}^* 0,45$
Elektron yaqinlashuv, eV	4,0	4,05	4,07
Taqiqlangan zona kengligi (300 K), eV	0,66	1,11	1,43
Hususi konsentratsiya, sm ⁻³	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^7$
Panlara doimiysi, nm	0,565748	0,543086	0,56534
Chiziqli kengayish harorat ko'effitsiyenti, $\Delta L/L \Delta T$, °C ⁻¹	$5,8 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$
Erish harorati, °C	937	1420	1238
Zaryad tashuvcha yashash vaqti, s	10^{-3}	$2,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-8}
Dreyf xarakatchanlik, sm ² /(V·s): Elektronlar uchun μ_n	3900	1500	8500
Kovaklar uchun μ_p	1900	600	400
Fonon Roman energiyasi, eV	0,037	0,063	0,035
Solishtirma issiqlik, J/(g·°C)	0,31	0,7	0,35
Issiqlik o'tkazuvchanlik (300 K), W/(sm·°C)	0,64	1,45	0,46
Issiqlik diffuziya koef, sm ² /s	0,36	0,9	0,44
Bug' bosimi, Pa	0,133 (1270 °C) $1,33 \cdot 10^{-6}$ (800 °C)	0,133 (1600 °C) $1,33 \cdot 10^{-6}$ (930 °C)	$1,01 \cdot 10^5$ (1050 °C) $1,01 \cdot 10^{-7}$ (1220 °C)
Chiqish ishi, eV	4,4	4,8	4,7

Jadval 11.

Tashqi fotoeffekt uchun chiqish ishi chegaraviy energiya

Yarimo'tkazgich	E_g , eV	Φ , eV	E_t , eV	E_{nt} , eV	$\chi = E_t - E_g$, eV
AlSb (110)	1,5	4,86	5,15	5,75	3,65
GaAs (110)	1,40	4,71	5,47	5,75	4,07
GaSb (110)	0,70	4,76	4,76	5,24	4,06
InAs (110)	0,41	4,90	5,31	5,58	4,90
InSb (110)	0,18	4,75	4,77	5,26	4,59
InP (110)	1,3	4,45	5,68	5,94	4,38
Si (110)	1,09	4,83	5,10	5,45	4,01
Ge (111)	0,67	4,80	4,80	5,22	4,13

Yarimo'tkazgich materiallarning asosiy hususiyatlari

<i>Modda</i>	<i>(Z) element tartib raqami, (Z_{o'r}) birikma uchun</i>	<i>Panjara doimiysi, ·10⁻¹ nm</i>	<i>T_{er}, °C</i>	<i>Zichlik, g/sm³</i>	<i>E_g, eV</i>	<i>μ_n, m²/(V·s)</i>	<i>μ_p, m²/(V·s)</i>
Elementar yarimo'tkazgichlar							
Si	14	5,43	1417	2,33	1,12	0,14	0,05
Ge	32	5,66	937	5,33	0,66	0,39	0,19
Se	34	4,36	219	4,80	02,0	-	2 · 10 ⁻⁵
Te	52	-	452	6,25	0,33	0,19	0,08
Birikmalar (A^{III} B^V)							
BN	12	3,62	3000	3,49	6,0	-	-
Al P	14	5,46	2000	2,37	2,45	0,008	0,003
G a P	23	5,45	1467	4,13	2,24	0,0019	0,0012
In P	32	5,87	1058	5,87	1,26	0,45	0,015
Al As	23	5,66	1770	3,60	2,16	0,028	-
G a As	32	5,65	1238	5,32	1,428	0,95	0,045
In As	41	6,06	942	5,67	0,356	3,3	0,046
Al S b	32	6,14	1069	4,28	1,58	0,02	0,055
G a S b	41	6,10	712	5,61	0,78	0,4	0,14
In S b	50	6,48	525	5,75	0,18	7,8	0,075

<i>Modda</i>	<i>(Z) element tartib raqami, (Z_{o'r}) birikma uchun</i>	<i>Panjara doimiysi, ·10⁻¹ nm</i>	<i>Erish harorati, T_{er}, °C</i>	<i>Zichlik, g/sm³</i>	<i>E_g, eV</i>	<i>μ_n, m²/(V · s)</i>	<i>μ_p, m²/(V · s)</i>
Birikmalar (A^{II} B^{VI})							
H g S	48	5,84	1480	7,73	1,78	0,07	-
Z n S e	32	5,66	1520	5,42	2,73	0,026	0,0015
H g Se	57	6,08	790	8,258	0,12	1,85	-
Zn T e	41	6,10	1239	6,34	2,23	0,053	0,003
Cd T e	50	6,48	1041	5,86	1,51	0,12	0,006
Hg T e	66	6,46	670	8,09	0,08	2,5	0,02
Boshqa birikmalar							
Si C	7	4,36	2800	3,21	3,12	0,033 – 0,1	-
P b S	49	5,94	1114	7,61	0,41	0,06	0,07
P b Se	58	6,12	1076	8,15	0,29	0,12	0,1
P b T e	67	6,46	917	8,16	0,32	0,18	0,09

Jadval 13.

Ayrim yarimo'tkazgich materiallarning fizik hususiyatlari

<i>Modda</i>	<i>Erish harorati, $T_{er}, ^\circ C$</i>	<i>Panjara doimiysi, A</i>	<i>Zichlik g / sm^3</i>	<i>Qaynash issiqligi, $Kkal / mol$</i>	<i>Issiqlik o'tkazuvchanlik, kal/mol</i>	<i>Chiziqli issiqlik kengayishi, $\alpha \cdot 10^4$</i>	<i>Taqiqlangan zona kengligi, E_g, eV</i>	<i>Elektronlar harakatchanligi $\mu_n, m^2/(V \cdot s)$</i>	<i>Kovaklar harakatchanligi, $\mu_p, m^2/(V \cdot s)$</i>
Si	1417	5,43090	2,32830	11,950	0,28	2,4	1,107	1600	500
Ge	937	5,65748	5,32600	8,100	0,14	5,75	0,66	3900	1900
Te	452	a=4,495 b=3,74 c=5,912 d=2,86	6,25	4,180	0,03	Fe27,2 lc-1,6	0,33(0 K)	1890	790
Se	219	a=b=4,36 c=4,96	4,80	1,500	0,02	47	1,79	-	1,0
Birikmalar (A ^{III} B ^V)									
GaAs	1238	5,65340	5,31700	25,18	0,37	6,0	1,428	8000	400
InAs	942	6,0584	5,667	18,4	0,29	5,19	0,356	22600	200
GaSb	712	6,09593	5,6137	15,56	0,105	6,9	0,78	4000	650
InSb	525	6,4794	5,775	11,4	0,15	5,04	0,18	78000	750
Gap	1467	5,4505	4,13	29,2	0,18	5,3	2,24	8500	435
InP	1058	5,8688	4,787	17,3	0,16	4,6	1,26	4500	150
Birikmalar (A ^{II} B ^{VI})									
ZnS	1830	5,4109	4,089	-	0,006	6,2	3,6	140	5(700 K)
«	-	a=3,8200 c=6,2576	4,1	-	-	-	3,67	-	-
CdS	-	5,83	-	-	-	-	-	350	15

«	1475	a=4,136 c=6,749	4,820	-	0,048	-	2,42	295	-
β-CdSe	1239	6,084	-	10,5	0,0103	-	1,8	650	-
«	1258	a=4,299 c=7,020	5,81	-	-	-	1,74	600	-
HgSe	798	6,074	8,26	-	0,004	-	-0,07	(14-80)·10 ³	-
ZnSe	1820	5,6687 a=4,01 c=6,54	5,26 - -	- 15,6 -	0,046 - -	1,9 - -	2,70 - -	530 - -	28 - -
ZnTe	1290	6,089 a=4,27 c=6,99	5,72 - -	- - -	0,043 - -	8,3 - -	2,2 - -	300 - -	100 - -
Birikmalar (A ^{IV} B ^{VI})									
PhS	1113	5,9362	7,61	8,70	0,022	26	0,41	660	600
SnSe	875	a=3,99 b=4,32 c=11,18	5,080	7,55	-	-	1,08	-	90
PbS	1080	6,1243	8,15	8,5	0,020	10,4	0,29	1050	1000
SnSe	880	a=4,46 b=11,57 c=4,19	6,18	-	-	a _a =-26 a _b =35 a _c =26	0,90		180
PhTe	924	6,45	8,16	7,5	0,028	19,8	0,32	1700	840
SnSe	806	6,3272	6,45	10,8	-	21	0,18	-	400
Birikmalar (A ^{IV} B ^{IV})									
a-SiC	~2800	a=3,0807 c=15,1174	3,2110	-	0,432	5,12	3,12	300	-
β-SiC	~2800	4,3596	3,210	-	0,432	3,8(200 °C)	2,2	100	-

Jadval 14.

Yarimo'tkazgich materiallar xarakteristikalari

Yarimo'tkazgich	Taqiqlangan zona kengligi, (300K), eV	Bir juft elektron- kovak paydo bo'lish energiyasi	Atom raqami	Xarakatchanlik (300K) $\mu, m^2/(V \cdot s)$		Yashash vaqti, s	
				Elektronlar	Kovaklar	p-turdagi elektronlar	n-turdagi kovaklar
Kremniy	1.08	3.6	14	1500	500	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
Germaniy	0.67	2.94	32	3800	1800	10^{-3}	10^{-3}
Almaz	6	10	6	1800	1200	-	-
Kadmiy selenidi	1.7	-	48.34	200	-	10^{-2} - 10^{-3}	-
Kadmiy sulfidi	2.4	7.3	4816	300	10	10^{-3}	$<10^{-8}$
Galliy arsenidi	1.43	6.3	31.33	8500	420	10^{-7}	10^{-7}
Galliy surmidi	0.67	-	31.51	4000	1400	10^{-8}	10^{-8}
Indiy fosfidi	1.25	-	49.15	4800	150	-	-
Indiy arsenidi	0.4	-	49.33	2000	240	-	-
Indiy surmidi	9.17	0.6	49.51	78000	750	10^{-7}	10^{-7}
Qo'rg'oshin surmidi	0.37	-	82.16	400	600	$2 \cdot 10^{-5}$	-

Jadval 15.

Yarimo'tkazgich materiallar xarakteristikalari

Guruh	Yarimo' tkazgich	Taqiqlangan zona kengligi		O'tkazuvchanlik zonasi absolyut minimumining turi	$\left(\frac{dE_g}{dT}\right) \cdot 10^4$ (300 K), eV/K	$\left(\frac{dE_g}{dP}\right) \cdot 10$, eV/Pa	Effektiv massa		Sindirish ko'rsatkichi, n	Nisbiy elektr singdiruvchanlik	Panjara doimiysi a, nm	Xarakatchanlik	
		E_g (0K), eV	E_g (300K) eV				m^*_n/m_o	m^*_p/m_o				μ_n, cm^2 (V·c)	μ_{np}, cm^2 (V·s)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
IV	Si	1,166	1,12	To'g'ri 100	-2,3	-15	$m_t 0,92$	$m_{pt} 0,56^*$	3,44	11,7	0,543	1350	480
	Ge	0,74	0,67	To'g'ri 111	-3,7	5,0	$m_t 0,19$	$m_{p\pi} 0,16^*$	4,00	16,3	0,566	3900	1900
	α -Sn	-0,2		To'g'ri 0000	-	5,0	$m_t 0,082$	$m_{p\pi} 0,33^*$			0,6489	2000	1000
IV-IV SiC	α	3,0(6H)	2,8-3,2	Noto'g'ri	3,3				2,69 c		a0,30817 c1,51123 04359	400	
	β	2,68	2,2	Noto'g'ri					2,65⊥c	10,2			
	Se	1,95	1,74	To'g'ri 0001	-14	-20		0,12	5,56 c 3,72⊥c	8,5		1	
VI	Te	0,334	0,32	To'g'ri 0001	-0,3	-19	0,038⊥	0,26 0,10⊥	3,07 c 2,68⊥c	5,0 c 2,2⊥c		1100	
	BP		2	Noto'g'ri					2,6	6,9	0,4538		

MUNDARIJA

	KIRISH	3
I	YARIMO'TKAZGICHLAR. ELEKTR	
BOB	O'TKAZUVCHANLIKNING ELEMENTAR NAZARIYASI	5
1.1.	Moddalarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligiga qarab tasniflanishi. Yarimo'tkazgichlar	5
1.2.	Yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi haqida model tasavvurlari	8
1.3.	Kirishmali yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi haqida model tasavvurlari	14
1.4.	Yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlikning elementar nazariyasi	17
	Nazorat savollari	19
II	YARIMO'TKAZGICHLARNING ZONALAR	
BOB	NAZARIYASI ASOSLARI	20
2.1.	Kristall uchun Shredinger tenglamasi	20
2.2.	Adiabatik yaqinlashuv va valent yaqinlashuv	21
2.3.	Bir elektronli yaqinlashuv	23
2.4.	Kuchli bog'langan elektronlar yaqinlashuvi	25
2.5.	Energiya zonasidagi elektronlar holatlari soni	31
2.6.	Kvazi-impuls	33
2.7.	Brillyuen zonalari	34
2.8.	Valent zonasining elektron holatlarini to'ldirish	36
2.9.	Elektron energiyasining zona tubida va shipidagi to'lqin vektoriga bog'liqligi	38
2.10.	Kristalda elektronlarning tashqi elektr maydon ta'siri ostidagi harakati	41
2.11.	Zaryad tashuvchilarning effektiv massasi	48
2.12.	Siklotron rezonansi	54
2.13.	Ba'zi yarimo'tkazgichlarning zonaviy tuzilishi	55
2.14.	Effektiv massa usuli	60
2.15.	Qo'shimcha holatlarning asosiy nazariyasi	62
	Nazorat savollari	65
III	KRISTALL PANJARA ATOMLARINING TEBRANISHI	
BOB		66

3.1.	Bir jinsli ipdagi bir o'lchovli tebranishlar	66
3.2.	Bir atomli chiziqli zanjirdagi tebranishlar	67
3.3.	Bir o'lchovli kristalldagi atomlarning tebranish energiyasi. Normal koordinatalar	71
3.4.	Ikki atomli bir o'lchovli zanjirdagi tebranishlar	73
3.5.	Optik va akustik tebranishlar	76
3.6.	Fononlar statistikasi	79
3.7.	Kristall panjaraning issiqlik sig'imi	81
3.8.	Qattiq jismning issiqlikdan kengayishi va issiqlik qarshiligi Nazorat savollari	86 88
IV	YARIMO'TKAZGICHLARDA ELEKTRONLAR VA	
BOB	KOVAKLAR STATISTIKASI	89
4.1.	Kvant holatlar zichligi	89
4.2.	Fermi-Dirak taqsimoti	93
4.3.	Kirishma sathlarining to'ldirilish darajasi	95
4.4.	Zonalardagi elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi	97
4.5.	Kirishmali yarimo'tkazgich	100
4.6.	Hususi yarimo'tkazgich	108
4.7.	Aynimagan yarimo'tkazgich uchun Fermi sathining kirishma konsentratsiyasi va haroratga bog'liqligi	113
4.8.	Kirishma bilan qisman kompensatsiyalangan aynimagan yarimo'tkazgich uchun Fermi sathining haroratga bog'liligi	121
4.9.	O'ta past haroratlarda kirishmali yarimo'tkazgichlar	124
4.10.	Nokristal yarimo'tkazgichlar Nazorat savollari	128 132
V	YARIMO'TKAZGICHLARDA ELEKTRONLAR VA	
BOB.	KOVAKLARNING SOCHILISHI	133
5.1.	Elektronlar va kovaklarning sochilish mexanizmlari	133
5.2.	Boltsmanning kinetik tenglamasi	135
5.3.	Muvozanatli holat	141
5.4.	Relaksatsiya vaqti	142
5.5.	Kirishma ionlarida sochilish	145
5.6.	Kirishma atomlari va dislokatsiyalarda sochilish	150
5.7.	Panjaraning issiqlik tebranishlarida sochilish Nazorat savollari	151 158

VI	YARIMO'TKAZGICHLARDA KINETIK HODISALAR	159
BOB		
6.1.	Nomuvozanatli taqsimot funksiyasi	159
6.2.	Yarimo'tkazgichlarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi	161
6.3.	Zaryad tashuvchilar harakatchanligining haroratga bog'liqligi	163
6.4.	Xoll effekti	168
6.5.	Ikki xil tipli yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti	172
6.6.	Magnitorezistiv effekt	176
6.7.	Termoelektrik hodisalar	180
6.7.1	Zeebek effekti	181
6.7.2	Peltye effekti	185
6.7.3	Tomson effekti	185
6.8.	Yarimo'tkazgichlarning issiqlik o'tkazuvchanligi	187
6.9.	Kuchli elektr maydonida yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi	189
6.10.	Gann effekti	194
6.11.	Zarbli ionizatsiya	197
6.12.	Tunnel effekti va elektrostatik ionizatsiya	200
	Nazorat savollari	203
VII	ELEKTRONLAR VA KOVAKLARNING	
BOB.	GENERATSIYASI VA REKOMBINATSIYASI	204
7.1.	Muvozanatdagi va nomuvozanatli zaryad tashuvchilar	204
7.2.	Zaryad tashuvchilarning biquotbli optik generatsiyasi	207
7.3.	Zaryad tashuvchilarning monoqutbli optik generatsiyasi.	
	Maksvell relaksatsiya vaqti	209
7.4.	Rekombinatsiya mexanizmlari	211
7.5.	Zonalararo nurlanishli rekombinatsiya	212
7.6.	Zonalararo zarbli rekombinatsiya	216
7.7.	Tuzoqlar orqali zaryad tashuvchilarning rekombinatsiyasi	219
7.8.	Tuzoqlar orqali rekombinatsiya paytida zaryad tashuvchilar yashash vaqtining haroratga bog'liqligi	226
7.9.	Tutib olish markazlari va rekombinatsiya tuzoqlari	229
	Nazorat savollari	232
VIII	NOMUVOZANATLIY ZARYAD TASHUVCHILARNING	
BOB.	DIFFUZIYASI VA DREYFI	233
8.1.	Uzliksizlik tenglamasi	233

8.2.	Diffuziyaviy va dreyf toklari	235
8.3.	Eynshteyn munosabatlari	237
8.4.	Monoqutbiy o'tkazuvchanlikdagi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi	238
8.5.	Kirishmali yarimo'tkazgichlardagi asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi	241
8.6.	Xusuviy o'tkazuvchanlikka yaqin bo'lgan yarimo'tkazgichda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning diffuziyasi va dreyfi	247
	Nazorat savollari	251
IX.	YARIMO'TKAZGICHLARDA KONTAKT HODISALARI	
BOB.		252
9.1.	Tashqi elektr maydondagi yarimo'tkazgich	252
9.2.	Termoelektron chiqish ish	256
9.3.	Metall-metall kontakti. Kontakt potentsiallar farqi	259
9.4.	Metall yarimo'tkazgich kontakti	261
9.5.	Metall yarimo'tkazgich kontakida tokni to'g'rilanishi	265
9.6.	Tokni to'g'rilashning diod nazariyasi	268
9.7.	Tokni to'g'rilashning diffuziya nazariyasi	270
9.8.	Elektronli va kovakli yarimoqchilarning kontakti	272
9.9.	p-n o'tishda tokni to'g'rilash	277
	Nazorat savollari	279
X	YARIMO'TKAZGICHLARDA SIRTIY HODISALAR	
BOB.		280
10.1.	Sirtiy sathlarning tabiati	280
10.2.	Yarimo'tkazgichlar sirtidagi fazoviy zaryad qatlami	282
10.3.	Yarimo'tkazgichlarda maydon effekti	286
10.3.1	Maydon effektini o'lchashlar asosida sirtidagi sathlar parametrlarini aniqlash	289
10.3.2	Maydon effekti kinetikasi	290
10.4.	Sirtiy rekombinatsiya tezligi	292
10.4.	Chekli o'lchamli namunalarda zaryad tashuvchilar yashash vaqtiga sirtiy rekombinasiyasining ta'siri	296
	Nazorat savollari	298

XI	YARIMO'TKAZGICHLARDA YORUG'LIKNING	
BOB.	YUTILISHI	299
11.1.	Qaytarish spektri va yutilish spektri	299
11.2.	To'g'ri o'tishlarda xususiy yutilish	301
11.3.	Noto'g'ri o'tishlarda xususiy yutilish	305
11.4.	Kuchli legirlangan va amorf yarimo'tkazgichlarda yutilish	310
11.5.	Yarimo'tkazgichlarning xususiy yutilishiga tashqi omillarning ta'siri	310
11.5.1	Haroratning ta'siri	310
11.5.2	Bosimning ta'siri	311
11.5.3	Kuchli elektr maydonining ta'siri	313
11.5.4	Magnit maydonning ta'siri	313
	Nazorat savollari	315
XII	YARIMO'TKAZGICHLARDA LYUMINESSENSIYA	
BOB		316
12.1.	Lyuminessensiya turlari	316
12.2.	Qattiq jismlarning monomolekulyar nurlanishi	317
12.3.	Fundamental o'tishlarda yarimo'tkazgichlarning rekombinatsiyaviy nurlanishi	317
12.3.1	To'g'ri o'tishlar "o'tkazuvchanlik zonasi - valentlik zonasi"	318
12.3.2	Noto'g'ri o'tishlar "o'tkazuvchanlik zonasi - valentlik zonasi"	319
12.3.3	Kuchli legirlangan yarimo'tkazgich	320
12.3.4	Eksitonli rekombinatsiya	321
12.4.	Zonalar va kirishma sathlari orasidagi o'tishlarda rekombinatsiyaviy nurlanish	321
12.4.1	"Zona - kirishma sath" o'tishlar	322
12.4.2	Donor-akseptor juftlari	324
12.5.	Yarimo'tkazgichlar lyuminessensiyasining relaksatsiyasi	325
12.6.	Yarimo'tkazgichlar lyuminessensiyasiga haroratning ta'siri	326
12.7.	Atomning spontan (o'z-o'zidan) va majburiy nurlanishi	327
12.8.	Qattiq jismlarning majburiy nurlanishi	332
	Nazorat savollari	334
XIII	YARIMO'TKAZGICHLARDA FOTOELEKTRIK	
BOB	HODISALAR	335
13.1.	Ichki fotoeffekt va fotoo'tkazuvchanlik.	335

13.2.	Zaryad tashuvchilar sirt rekombinatsiyasi va diffuziyasi mavjud hollardagi fotoo'tkazuvchanlik.	338
13.3.	Dember effekti. Fotoelektromagnetik effekt.	339
13.4.	p-n o'tishdagi fotoeffekt. Shottki baryeridagi fotoeffekt.	342
13.4.	Tashqi fotoeffekt.	343
	Nazorat savollari	345
XIV	OPTIK VA FOTOELEKTRIK ASBOBLAR	346
14.1.	p-n o'tishli tuzilmalarda fotoelektrik hodisalar.	
	Fotodiodlar	346
14.1.1.	Fotodiod fototokini hisoblash	347
14.1.2.	Fotodiodning kvantik effektivligi va tezkorligi	349
14.2.	Fototranzistorlar. Fototristorlar	350
14.3.	Fotovarikanlar va koordinata sezgir fotoasboblar	352
14.3.1	Fotovarikanlar	352
14.3.2.	Koordinata – sezgir fotoasboblar	352
14.4.	Quyosh elementlari va batareyalari	353
14.4.1.	Haqiqiy fotoelementning volt-amper xarakteristikasi	356
14.4.2.	Fotoelementlarning turlari	357
14.5.	Yorug'lik nurlantiruvchi diodlar va lazerlar	357
14.5.1.	Yorug'lik nurlantiruvchi diodlar	357
14.5.2.	Yarimo'tkazgichli lazerlar	360
	Nazorat savollari	362
	ILOVALAR	363
	Test namunalari	363
	Glossariy	375
	Foydalanilgan adabiyotlar ro'yhati	384
	Yarimo'tkazgich materiallarning optik va fizik xususiyatlarini ifodalovchi asosiy parametrlari. Jadvallar	385