

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA

MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

GILISTON DAVLAT UNIVERSITETI

UMUMIY FIZIKA KAFEDRASI

**Maxmutaliyev Otabekning 5440100 “Fizika” ta’lim
yo’nalish bo’yicha bakalavr darajasini olish uchun
“ YARIMO’TKAZKICH SIRTI BILAN BOG’LIQ**

FIZIKAVIY HODISALARNI O’RGANISH ”

MAVZUSIDAGI BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ilmiy rahbar:

**Dos. Risboyev T.R.,fizika-matematika
fanlari nomzodi .**

GULISTON – 2013 y.

MUNDARIJA

KIRISH	3
--------------	---

ASOSIY QISM

I-bob.YARIMO'TKAZGICH SIRTIDA SODIR BOLADIGAN HODISALAR

- 1-§. Sirt hodisalari tog'risida umumiy tushunchalar.
- 2-§. Sirtidagi elektron holatlar nazariyasi.
- 3-§. Sirtidagi elektron holatlar turlari.

II-bob. YARIMO'TKAZGICH SIRTIDAGI FAZOVIY ZARYAD QATLAMI VA SIRTIDAGI ELEKTR O'TKAZUVCHANLIK

- 1-§. Sirtidagi fazoviy zaryad qatlami.
- 2-§. Fazoviy zaryad sohasining xarakteristikalar.
- 3-§. Sirtidagi elektr o'tkazuvchanlik.

III-bob.YARIMO'TKAZGICH SIRTIDAGI KINETIK HODISALAR.

- 1-§. Sirtidagi fazoviy zaryadlar harakatchanligi.
- 2-§. Fazoviy zaryad sohasida Xoll hodisasi.
- 3-§. Yarimo'tkazgich sirtidaqi adsorblahs hodisasi.
- 4-§. Fizik va kimyaviy adsorbslash.

IV.-bob.YARIMO'TKAZGICH SIRTIDAGI HODISALARNI TAJRIBALARDA O'RGANISH.

- 1-§. Tajriba o'tkazish o'urilmasining sxemasi.
- 2-§. Holl elektr yurituvchi kuchi va sirtidagi zaryadlar harakatchanligini o'ganish.
- 3-§. Sirtidagi nuqsonlarning adsorblashdagi o'rni.

XULOSA.	37
--------------	----

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR.	39
---------------------------------	----

KIRISH

Mavzuning dolzarbligi. Hozirgi kunda yarimo'tkazgichlar sirti fizikasi fan va texnikaning eng jadal rivojlanayotgan sohasi hisoblanadi. Ushbu hoi yarimo'tkazgichlar sirtlari va yarimo'tkazgichlarning boshqa muhitlardan ajralish chegaralari xossalariining yarimo'tkazgich hajmida kuzatiladigan xossalardan sezilarli ravishda farqlanishi bilan bog'liqdir. Ushbu farqlar bir qator omillarga bog'liq bo'lib, ularning asosiylari yarimo'tkazgich panjarasi davriy strukturasiining uzilishi va sirt oldi soliadagi kristall strukturaning qayta qurilishidan iborat. Yarimo'tkazgich sirtida uzilgan valent aloqalar bog'lanishlarining mavjudligi, shuningdek, ajralish chegarasiining boshqa tomonida g'alayonlanuvchi potentsialning mavjudligi yarimo'tkazgich sirt oldi sohasidagi potentsial relyefning o'zgarishiga olib keladi. Bundan ajralish chegarasiining mavjudligi yarimo'tkazgichning optik, elektrik, mexanik va boshqa xossalariiga ta'sir ko'rsatishini bilib olish mumkin.

Ajralish chegarasiining yarimo'tkazgichlarning fizik xossalariiga ta'siri qattiq jismlar elektronikasida yorqin kuzatiladi, chunki bu ycrda turlicha ajralish chegaralari (yarimo'tkazgich-metall, yarim-o'tkazgich-dielektrik va yarimo'tkazgich-yarimo'tkazgich turdagi) yarimo'tkazgich asboblar va integral sxemalarning strukturaviy elementlarining ajralmas elementlaridir. Yarimo'tkazgichlar sirti va yarimo'tkazgich-dielektrik ajralish chegarasi xarakteristikalarini, shuningdek, ushbu xarakteristikalariga turlicha (temperatura, nurlanish, bosim va h.k.) omillar ta'sirini tadqiqlash zamonaviy yarimo'tkazgichlar fizikasiining dolzarb masalasidir.

Ushbu bitiruv malaraviy ishda yarimo'tkazgichlar sirt fizikasiidagi yuqorida qayd etilgan masalalar atroflicha qamrab olingan.

Mavzuning ilmiyligi. 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 aniq- langanligi 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'yimoqda, chunki qo'llaniladigan yarimo'tkazgich elementlar hajmining tobora kichrayib borishi ular sirtining ahamiyatini kundan kunga oshirmoqda.

Yarimo'tkazgich kristalining sirtida uzoq (diskret) va uzluksiz ravishda taqsimlangan energetik sathlar tizimi mavjud. Ularning kelib chiqish sabablari turlicha. BMTda bu masalalar ayrim-ayrim holda ko'rib chiqiladi.

Sirtidagi mahalliy energetik sathlar va ulardagi sirtidagi zaryadi sirt yaqinida energiya sohalarini egadi. Bu esa kristallar elektr o'tkazuvchanligini, chiqish ishini, fotoelektrik xossalarini o'zgartirib yuboradi.

Mavzuning maqsadi. 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 muvozanatsiz zaryad tashuv- chilarning yashash davriga ta'sir ko'rsatishi mumkin. Sirtidagi sochilish masalalarini o'rganish ham muhim muammolardan biridir. Sirtidagi hodisalarni o'rganish yarimo'tkazgichlar fizikasining muhim va dolzarb masalalaridan biri hisoblanadi. Bundan tashqari, yarimo'tkazgichlar sirti xossalarini o'rganish fizik kimyoning ba'zi masalalarini, xususan, kataliz muammolarini hal qilishda ham zarur. Sirtning holati quyosh energiyasidan foydalanishga mo'ljallangan asboblarda va qurilmalar ishida alohida ahamiyatga ega. Umuman olganda, sirtidagi holatlar yarimo'tkazgichli diodlar, tranzistorlar ishlashida muhim ahamiyatga ega.

Asboblarni tashqi ta'sirdan himoyalash uchun ularning sirti atrofidagi muhitdan ajratish (saqlash) muammosi ham eng zarur amaliy vazifalardandir. Hozirda kristallarning atomar toza sirtini hosil qilish mumkin. Bunday holatni nazorat qilish usullari ham ishlab chiqilgan.

Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasini o'rganishda ko'plab ijobiy natijalarga erishildi. Bu sohada tadqiqotlar davom etmoqda, chunki texnika va texnologiyaning rivoji, yarimo'tkazgichlar elektronikasining tez o'sishi yangidan yangi masalalarni hal etishni vazifa qilib qo'ymoqda

Ushbu BMIda yarimo'tkazgich sirtidagi fazjviy zaryfd qatlami va uning xossalari, sirdagi zaryad tashuvchilar kinetikasi va sirdagi elektr o'rfzuvchanlik, tok tashuvchilar harakatchanligi va sirdagi adsorbsiya kabi hodisalar bilan bog'liq muammolar o'rganib chiqiladi. Yarimo'tkazgich sirtida yuz beradigan hodisalarning uning hajmidagi jarayonlarga ta'siri to'g'risida xulosalar keltiriladi.

Ushbu bitiruv malaraviy ish hajmi bet bo'lib, u kirish, to'rtta bobdan tashkil topgan asosiy qism, xulosa va adabiyotlar ro'yxatidan iborat.

ASOSIY QISM.

I-bob. YARIMO'TKAZGICH SIRTIDA SODIR BOLADIGAN HODISALAR.

1-§. Sirt hodisalari tog'risida umumiy tushunchalar.

Hozirgi kunda yarimo'tkazgichlar sirti fizikasi fan va texnikaning eng jadal rivojlanayotgan sohasi hisoblanadi. Ushbu hoi yarimo'tkazgichlar sirtlari va yarimo'tkazgichlarning boshqa muhitlardan ajralish chegaralari xossalariining yarimo'tkazgich hajmida kuzatiladigan xossalardan sezilarli ravishda farqlanishi bilan bog'liqdir. Ushbu farqlar bir qator omillarga bog'liq bo'lib, ularning asosiylari yarimo'tkazgich panjarasi davriy strukturasiining uzilishi va sirt oldi soliadagi kristall strukturaning qayta qurilishidan iborat. Yarimo'tkazgich sirtida uzilgan valent aloqalar bog'lanishlarining mavjudligi, shuningdek, ajralish chegarasiining boshqa tomonida g'alayonlanuvchi potensialning mavjudligi yarimo'tkazgich sirt oldi sohasidagi potensial relyefning o'zgarishiga olib keladi. Bundan ajralish chegarasiining mavjudligi yarimo'tkazgichning optik, elektrik, mexanik va boshqa xossalariiga ta'sir ko'rsatishini bilib olish mumkin.

Ajralish chegarasiining yarimo'tkazgichlarning fizik xossalariiga ta'siri qattiq jismlar elektronikasida yorqin kuzatiladi, chunki bu ycrda turlicha ajralish chegaralari (yarimo'tkazgich-metall, yarim-o'tkazgich-dielektrik va yarimo'tkazgich-yarimo'tkazgich turdagi) yarimo'tkazgich asboblari va integral sxemalarning strukturaviy elementlarining ajralmas elementlaridir. Yarimo'tkazgichlar sirti va yarimo'tkazgich-dielektrik ajralish chegarasi xarakteristikalarini, shuningdek, ushbu xarakteristikalariga turlicha (temperatura, nurlanish, bosim va h.k.) omillar ta'sirini tadqiqlash zamonaviy yarimo'tkazgichlar fizikasiining dolzarb masalasidir.

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 aniq- langanligi 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 kristalining sirtida uzoq (diskret) va uzluksiz ravishda taqsimlangan energetik sathlar tizimi mavjud. Ularning kelib chiqish sabablari turlicha. BMTda bu masalalar ayrim-ayrim holda ko'rib chiqiladi.

Sirtidagi mahalliy energetik sathlar va ulardagi sirtidagi zaryadi sirt yaqinida energiya sohalarini 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 muvozanatsiz zaryad tashuv- chilarning yashash davriga ta'sir ko'rsatishi mumkin. Sirtidagi sochilish masalalarini o'rganish ham muhim muammolardan biridir. Sirtidagi hodisalarni o'rganish yarimo'tkazgichlar fizikasining muhim va dolzarb masalalaridan biri hisoblanadi. Bundan tashqari, yarimo'tkazgichlar sirti xossalarni o'rganish fizik kimyoning ba'zi masalalarini, xususan, kataliz muammolarini hal qilishda ham zarur. Sirtning holati quyosh energiyasidan foydalanishga mo'ljallangan asboblarda va qurilmalar ishida alohida ahamiyatga ega. Umuman olganda, sirtidagi holatlar yarimo'tkazgichli diodlar, tranzistorlar ishlashida muhim ahamiyatga ega.

Asboblarni tashqi ta'sirdan himoyalash uchun ularning sirti atrofidagi muhitdan ajratish (saqlash) muammosi ham eng zarur amaliy vazifalardanidir.

Hozirda kristallarning atomar toza sirtini hosil qilish mumkin. Bunday holatni nazorat qilish usullari ham ishlab chiqilgan.

Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasini o'rganishda ko'plab ijobiy natijalarga erishildi. Bu sohada tadqiqotlar davom etmoqda, chunki texnika va texnologiyaning rivoji, yarimo'tkazgichlar elektronikasining tez o'sishi yangidan yangi masalalarni hal etishni vazifa qilib qo'yimoqda

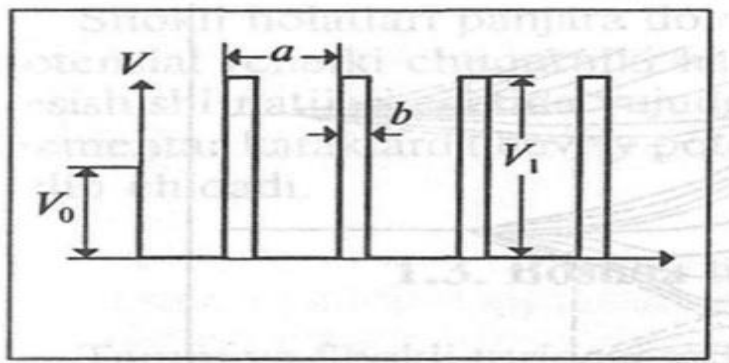
2-§. Sirdagi electron holatlar nazariyasi.

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 soha- laridan 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 funksiya tanlashdan tashqari kristall ichidagi potensial o'zgarishini bilish kifoya (1-rasm).

E.I.Tamm o'zining birinchi hisobida bir o'lchovli masalani yechishda Kronig-Pennining kuchsiz bog'Mangan 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 olchovli fazo holini umumlashtirishi, tadqiqlashi, shuningdek, kristall ichidagi davriy potensialning turli ko'rinish hollari qarab chiqildi.



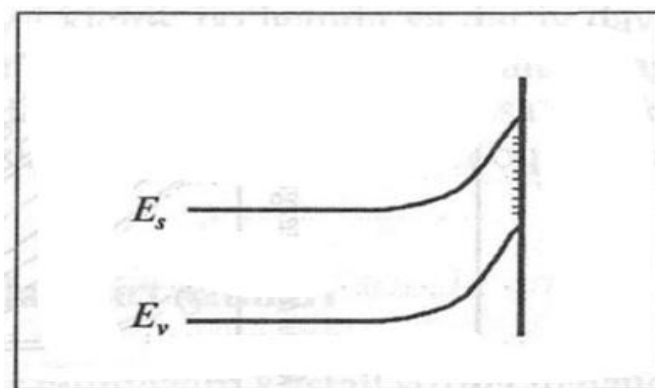
1-rasm. Kristall ichidagi potensial o'zgarishi.

Sirt elektron holatlar nazariyasining keyingi rivojida nazariya uch olchovli fazo holini umumlashtirishi, tadqiqlashi, shuningdek, kristall ichidagi davriy potensialning turli ko'rinish hollari qarab chiqildi.

3-§. Sirdagi electron holatlar turlari.

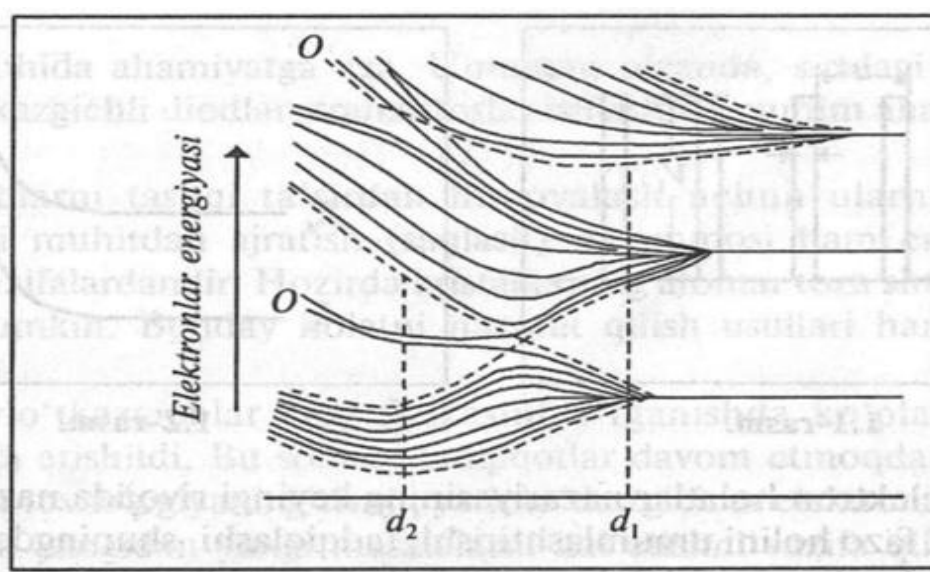
Chekli muntazam kristall sirtida kristall atomlarining davriy joylashishi kesilganligi oqibatida uzoq-uzoq elektron energiyalari holatlari spektri vujudga keladi. Bu holatlar Tamm holatlari (sathlari) deyiladi.

Tamm holatlari zichligi (konsentratsiyasi) sirdagi atomlar zichligi yordamida aniqlanadi, ya'ni bu zichlik $\sim 10^{15} \text{ sm}^{-2}$ tartibda bo'ladi. Bunday zichlik mavjud bo'lganida sirdagi energetik sohalar paydo bo'ladi (.2-rasm).



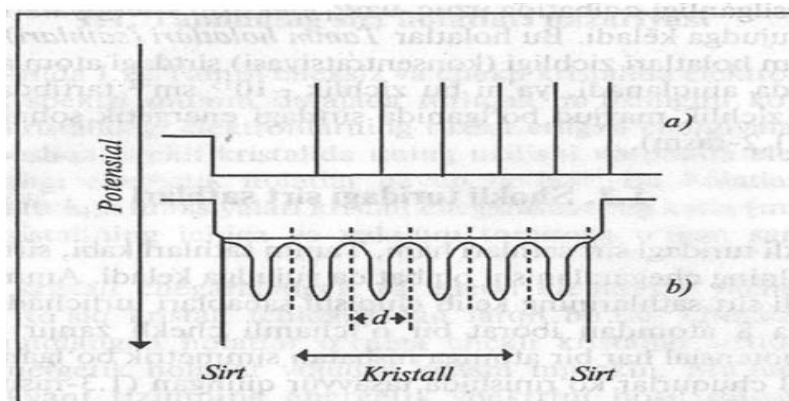
2-rasm. Sirdagi energetik holatlar.

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 tasavur qilingan (3-rasm).



3-rasm. Sirtidagi davriy potensial.

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 cheksidan to kichik kattalikkacha kichrayganda qanday o'zgarishini o'rgangan. Zanjirchadagi atomlar orasidagi masofa kata bo'lganda tizimning energetik spektri ayrim atomlar uchun diskert (uzuq-uzuq) sathlar ko'rinishida bo'ladi va har bir sath sakkiz karra aynigan bo'ladi.



4-rasm. Taqiqlangan sohadagi sathlar.

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 (4-rasm).

Shokli holatlari panjara doimiysi kichik bo'lganda va qat'iy davr potensial (chetki chuqurniki ham) 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'tkaz- gich kristalining 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 h.k.lar 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.

II-bob. YARIMO'TKAZGICH SIRTIDAGI FAZOVIIY ZARYAD QATLAMI VA SIRTIDAGI ELEKTR O'TKAZUVCHANLIK

1-§. 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 sirti sohasiga tortiladi. Shu tufayli qo'sh zaryadlangan qatlam hosil bo'ladi.

Faraz qilaylik, sirtidagi har bir atom bitta sirt sathini bocradi. Bu sathlar zaryadlangan bo'lsin, bu holda ularning zichligi taxminan 10^{15} sm^{-2} bo'ladi.

Metallarda erkin elektronlar zichligi hajmi 10^{22} sm^{-3} , bir atom tekislikda 10^{14} sm^{-2} chamasida bo'ladi. Metallda sirtidagi zaryadni kamaytirish uchun 10 atom tekislikdagi, ya'ni 10^{-7} sm qatlamdagi 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, sirtidagi sathlar zichligi $N_{ss} = 10^{11} \text{ sm}^{-2}$ 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.

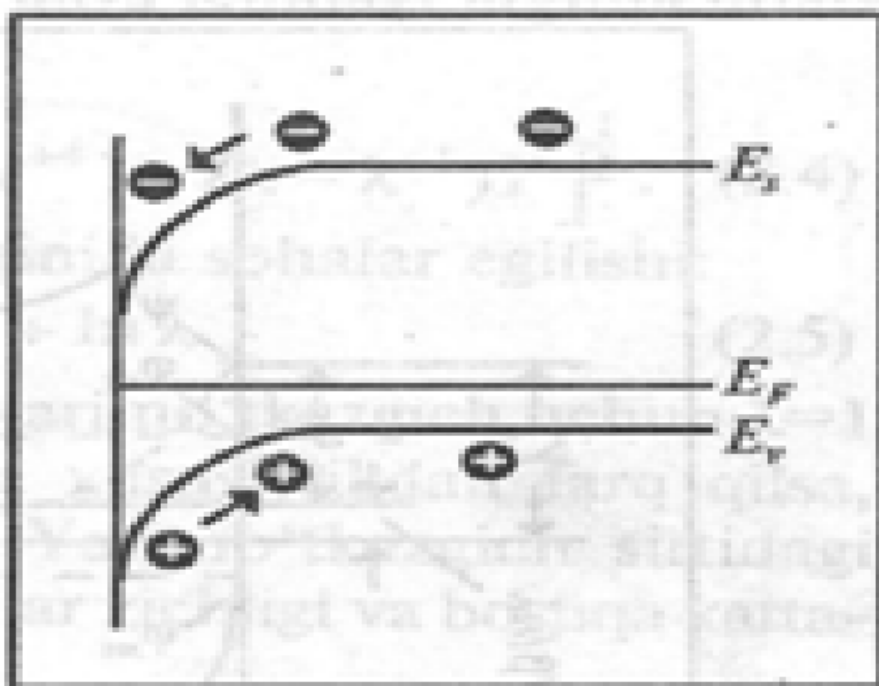
Shunday qilib, yarimo'tkazgichlarda sirt fazoviy zaryad qatlami mavjud bo'lib, u yarimo'tkazgichlar xossalriga ta'sir ko'rsatishi mumkin. Bu sohada energiya sohalari egiladi. Ordinata o'qi bo'yicha kristallda elektronlarning potensial energiyasi, abssissa o'qida esa sirtidan kristall ichiga tomon masofa qo'yilgan (5-rasm).

Fazoviy zaryad sohasi chuqurligi xususiy yarimo'tkazgich uchun Debay ekransh uzunligi L ga teng deb olinadi:

$$L = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{2\pi e n_i}}, \quad (2.1)$$

bunda, ϵ -dielektrik doimiyligi, n_i -xususiy yarimo'tkazgichda zaryad lashuvchilar zichligi, e -elektron zaryadi.

Yarimo'tkazgich sirti yaqinida fazoviy zaryad sohasi hosil bo'lishi mumkin. Kristalldagi bu soha yarimo'tkazgichlarning ko'p xossalriga ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun yarimo'tkazgich sirtining fazoviy zaryad qatlami o'rganiladi.



5-rasm. Yarimo'tkazgich sirdagi fazoviy zaryad qatlami sxemasi.

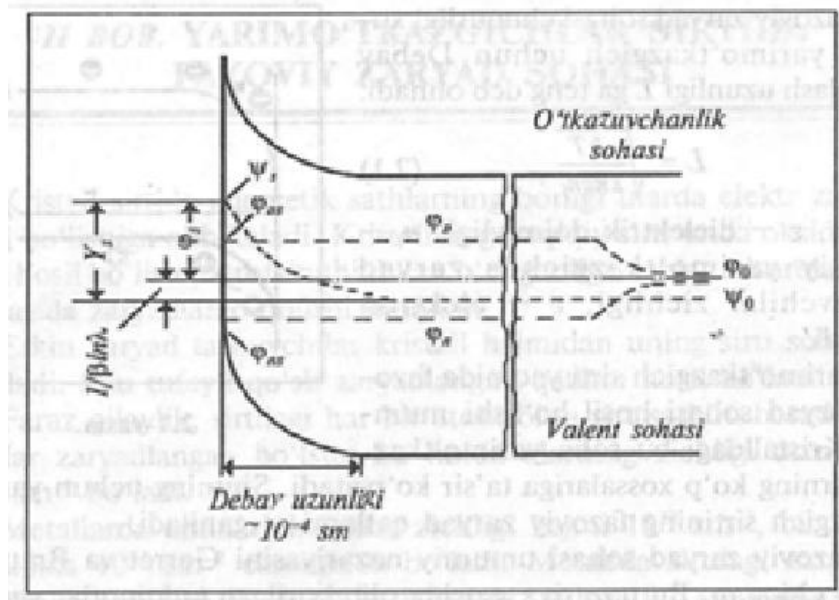
Fazoviy zaryad sohasi umumiy nazariyasini Garret va Brattayn ishlab chiqqan. Bu nazariya asosida olib borilgan tadqiqotlar yarimo'tkazgich kristali sirti elektron tuzilishi haqida miqdoriy ma'lumotlar olish imkonini berdi. 6-rasmda n -turidagi yarimo'tkazgich sirti yaqinidagi sohaning energetik diagrammasi keltirilgan. Bu yerda, φ -elektrostatik potensial, u energiya sohalari egilishini ifodalaydi: φ_0 -hajmdagi potensial, uni taqiqlangan soha o'rtasiga mos potensialga teng deb qabul qilingan; mazkur potensialning sirdagi qiymati φ_s ; F_0 -yarimo'tkazgich hajmdagi fermiy sathi; Y_s -sirtida energiya sohalari egilishi kattaligi. Sirdagi elektrostatik potensial sathidan Fermi sathigacha masofa F_s ni ba'zan sirt potentsiali deyiladi

Mazkur nazariya o'z oldiga quyidagi masalalarni qo'yadi:

- a) fazoviy zaryad $\varphi(x)$ potentsiali qanday o'zgarib borishini aniqlash;
- b) sirt yaqini sohasida hajmdagiga nisbatan ortiqcha zaryad lashuvchilar zichligini, hajmiy zaryad kattaligini va ular aniqlaydigan sirt $\Delta\delta_s$ o'tkazuvchanlikni topish.

Nazariyada ushbu farazlar qabul qilingan:

- a) yarimo'tkazgich hajmida kirishmalar zichligi kichik, binobarin, yarimo'tkazgich aynimagan va sohalardagi elektronlar hamda kovak- larga nisbatan klassik Boisman statistikasini qo'llash mumkin;
- a) sirt yaqinida sohalari egriligi yetarlicha kichik, bu joyda ham yarimo'tkazgich aynimagan, sirt yaqinida sohalari chegarasi Fermi sathidan yetarlicha uzoqda;



6-rasm. n-turidagi yarimo'tkazgich sirti yaqinidagi sohaning energetic diagrammasi.

g) kristall hajmida kirishmalar to'la ionlashgan deb hisoblanadi. Kremniyda III va V guruh elementlar kirishmalari sathi xona temperaturasi (300 K) tola ionlashgan bo'ladi.

Sirt yaqinida elektrostatik potensial $\varphi(x)$ ning o'zgarishi qonuniyatini topish uchun Puasson tenglamasini yechish kerak:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho(x) \quad (2.2)$$

bunda, ε – dielektrik doimiy, $\rho(x)$ -zaryadlar zichligi

O'lchamsiz kattaliklar kiritiladi:

$$Y = \frac{e}{kT}(\varphi - \varphi_0) = \beta(\varphi - \varphi_0), \lambda = \left(\frac{P_0}{n_0}\right)^{1/2},$$

$$P = \beta(F_0 - F_0), N = \beta(F_n - F_0),$$

bunda, $\beta = \frac{e}{kT}$, F_0, F_n – Fermi kvazi sathlari.

Puasson tenglamasini taqriban yechish ancha murakkab. (2.2) tenglama ba'zi hisoblashlardan keyin

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} \Phi(Y, \lambda, P, N) \quad (2.3)$$

ko'rinishga keladi. Bunda $\Phi(Y, \lambda, P, N)$ qavs ichidagi argumentlarning muayyan funksiyasi:

$$\Phi(\cdot) = \left[\lambda e^a (e^{-4} - 1) - \lambda^{-1} e^{-N} (1 - e^{+4}) + (\lambda - \lambda^{-1}) Y \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.4)$$

Sirtning energetik sxemasidan sirt yaqinida sohalar egilishi:

$$Y_s = \beta(\varphi - \varphi_0) = \beta F_s + 1n\lambda \quad (2.5)$$

ko'rinishda ifodalanishi mumkin. Xususiylar yarimo'tkazgich uchun $\lambda = 1$ va $Y_s = \beta F_s$. Yarimo'tkazgich qay darajada xususiylardan 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 qoraladi.

2-§. Fazoviy zaryad sohasining xarakteristikalar.

(2.3) tenglamadan

$$x = \frac{1}{2} L \int_0^{Y_s} \frac{1}{F(Y, \lambda, P, N)} dY \quad (2.6)$$

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 sohalardagi 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.

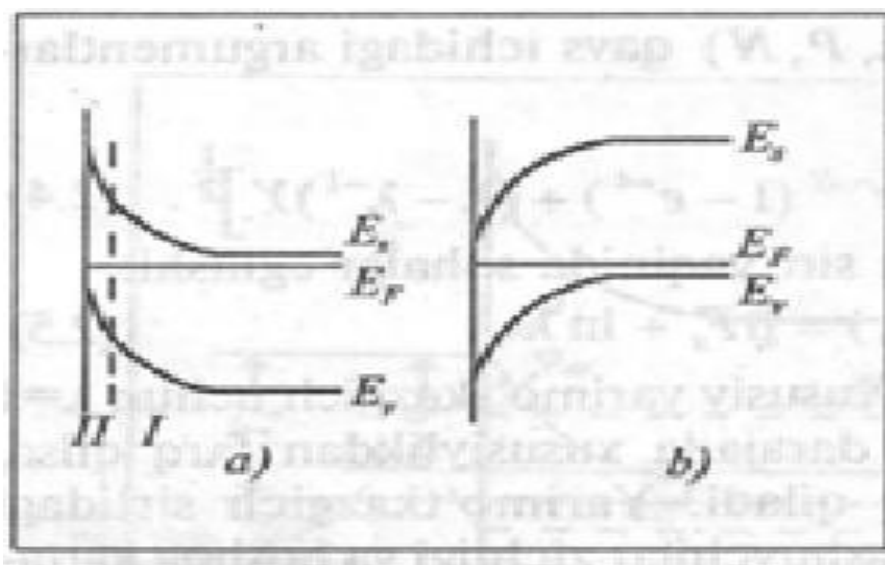
Bu sohada $F(Y, \lambda, P, N)$ funksiyada birinchi va ikkinchi hadlar uchinchi dan kichik, binobarin:

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} (Y, \lambda - \lambda^{-1}) \frac{1}{2} Y \frac{1}{2} \quad (2.7)$$

musbat ishora sohalar yuqoriga, manfiy esa sohalar pastga egilgan hollar uchun. (2.7) ifoda integrallangandan so'ng quyidagi ifoda

$$Y = Ax^2 \quad (2.8)$$

kelib chiqadi. Ammo bu qonuniyat bajariladigan soha torginadir (7- rasm, a, b).



7-rasm. Sirdagi sohalar egrilanishi. a-tur, b-tur yarimo'tkazgich

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, (2.3) tenglama yechiladi. Bu tanlash yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi turiga bog'liq. Sohalarning egilish qiymati namunaning egilganligi darajasiga (elektronlar beruvchi yoki kovaklar hosil qiluvchi

kirishmalar zichligiga) bog'liq bo'ladi. Umuman aytganda, inversion qatlam uchun (2.3) tenglama taqriban yechiladi.

3. Agar n -tur yarimo'tkazgichda sohalar pastga, p -tur yarimo'tkazgichda sohalar yuqoriga egilgan bo'lsa, bu hollarda boyitilgan soha hosil bo'ladi, ya'ni asosiy zaryad tashuvchilar zichligi hajmdagiga nisbatan sirt yaqinida katta bo'ladi, ammo inversion qatlam holidagidek boyitilgan soha kengligi ham yetarlicha kichik. $F(Y, \lambda, P, N)$ funksiyada uchinchi hadni tashlab yuborib, (2.3) tenglamani yechib $\varphi(x)$ potensial taqsimoti topiladi. Umuman olganda, (2.3) tenglamani soniy hisoblab, butun fazoviy zaryad sohasida $\varphi(x)$ bog'lanishni olish mumkin.

3-§. Sirtidagi elektr o'tkazuvchanlik.

Sirtidagi zaryad tashuvchilarning ortiqcha zichligi deb sirtidagi haqiqiy zichlik bilan hajmdagi zichlik orasidagi farqqa aytiladi. Ortiqcha zichlikni aniqlash sirtidagi o'tkazuvchanlikni aniqlash imkoniyatini beradi. Sohalar egilishi katta bo'lgan hoi uchun (yuqoriga) kovaklar va elektronlarning ortiqcha zichliklari G_r va G_n ifodalari topilgan:

$$G_n = Ln_i e^{\frac{1}{2}\beta(F_n - \varphi_s)} \quad (2.9)$$

$$G_r = Ln_i e^{\frac{1}{2}\beta(\varphi_s - F_n)} \quad (2.10)$$

Bu ortiqcha zichliklar sirtidagi o'tkazuvchanlik o'zgarishini aniqlaydi

$$\Delta\sigma_s = e\mu_n Ln_i g\lambda^{-1/2} \quad (2.11)$$

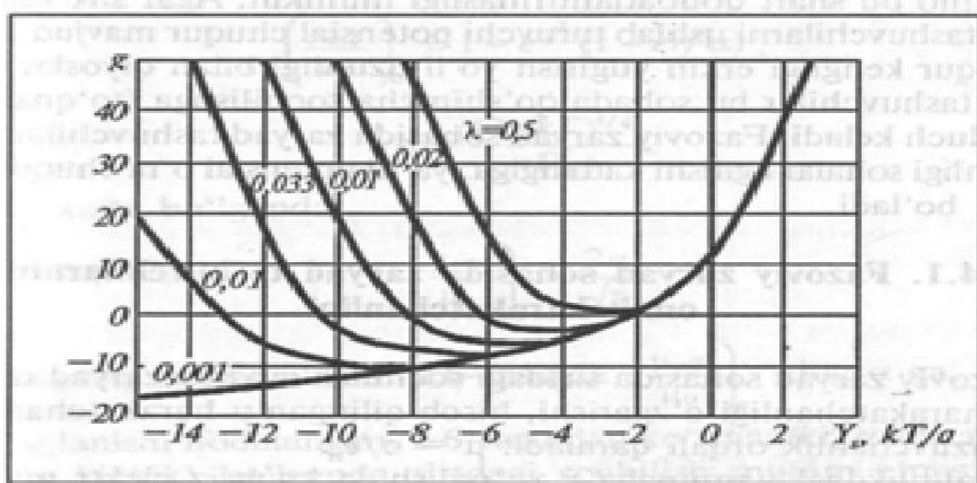
hunda $b = \mu_n / \mu_p$, μ_n va μ_p elektronlar va kovaklar harakatchanligi. Bu hisobda zaryad tashuvchilar harakatchanligi hajmda va sirtida bir xil deb olingan. Ammo sirtidagi harakatchanlik hajmdagisidan kichikroq bo'ladi (sirtidagi qo'shimcha sochilish hisobiga). Shuning uchun $\Delta\sigma_s$ ning qiymatlari (2.11) bo'yicha hisoblaganidan kichik bo'ladi.

Statsionar holda ($P=N=0$)

$$\Delta\sigma_s = \frac{1}{2}e\mu_n L n_i g \lambda^{-1/2} \quad (2.12)$$

$$g = \lambda^{-1/2} \int_{Y_s}^0 \frac{\lambda(y^{-Y} - 1) + b\lambda^{-1}(e^Y - 1)}{F(Y, \lambda)} dY \quad (2.13)$$

g ning turli λ qiymatlariga tegishli qiymatlari hisoblanib, jadvallari tuzilgan. n -turdagi yarimo'tkazgich uchun sirdagi o'tkazuvchanlik intcgrali (2.13) ifodaning sohalar egilishi Y_s ga bog'lanishi egri chiziqlari ko'rsatilgan. Bunda $g(Y_s)$ egri chiziqda minimumlarning mavjud bolishi quyidagicha tushuntiriladi (8-rasm).



8-rasm. n -turdagi yarimo'tkazgich uchun sirdagi o'tkazuvchanlik egri chiziqlari.

Y_s ning musbat qiymati oshib borgan sari sohalar pastga egila boradi. n -turdagi yarimo'tkazgich sirdagi o'tkazuvchanligi sirtda elementlar soni ortib borishi hisobiga ortadi. Sohalar yuqoriga egila borganda esa $\Delta\sigma_s$ o'tkazuvchanligi kamayadi. U inversion qatlam hosil bo'lguncha davom etadi. Y_s yana kattalasha borganda sirdagi o'tkazuvchanlik inversion qatlam o'tkazuvchanligi oshishi hisobiga ortadi.

$\Delta\sigma_s(Y_s)$ o'tkazuvchanlik egri chizig'ining minimumi

$$Y_{s,min} = \ln \lambda^{2/b} \quad (2-14)$$

qiymatga mos tushadi. Bu ifodani tahlil qilish uncha qiyin emas. Shuni aytish kerakki, $\Delta\sigma_s(Y_s)$ kristallning xossalariga (λ va b ga) bog'liq.

Maydon effekti yordamida sirdagi potensialni o'zgartirib, sirt o'tkazuvchanlikning sohalar egilishiga bog'liq ravishda o'zgarishini tajribada o'rganish mumkin.

III-bob. YARIMO'TKAZGICH SIRTIDAGI KINETIK HODISALAR.

1-§. Sirtidagi fazoviy zaryadlar harakatchanligi.

Sirt hodisalari tyg avvalo sirtidagi zaryadlar harakatchanlanligiga bog'liq. Oldingi bobda hajmdagi va sirtidagi harakatchanlik birday bo'ladi, deb hisoblangan edi. Agar erkin zaryad tashuvchilarning erkin yugirish yo'li l fazoviy zaryad sohasi L kengligidan ancha kichik ($L \gg l$) bo'lganda yuqoridagi faraz to'g'ri bo'ladi.

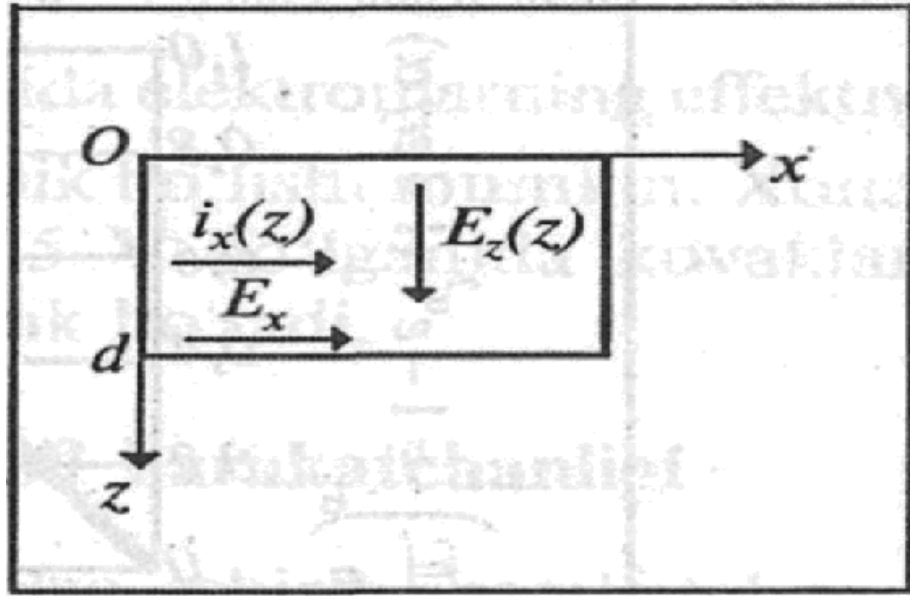
Ammo bu shart qonoatlantirmasligi mumkin. Agar sirt yaqinida zaryad tashuvchilarni ushlab turuvchi potensial chuqur mavjud bo'lsa, bu chuqur kengligi erkin yugirish yo'li uzunligi bilan qiyoslanganda zaryad tashuvchilar bu sohada qo'shimcha sochilishga (to'qnashish- larga) duch keladi. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilar harakatchanligi sohalar egilishi kattaligiga, ya'ni potensial o'ra chuqurligiga bog'liq bo'ladi.

Fazoviy zaryad sohasida sirtidagi sochilish evaziga zaryad tashuvchilar harakatchanligi o'zgarishi, hisob qilingan μ harakatchanlik va σ o'tkazuvchanlik orqali qaraladi: $\mu = \sigma / e_n$
d qalinlikdagi namunaga x yo'nalishida kuchsiz elektr maydoni E_x qo'yilgan va u i_x tokini beradi (9-rasm).

Sirt yaqinidagi fazoviy zaryad E_z maydon paydo qiladi. Sirtidagi tok zichligi integral bo'yicha

$$I_x = \int_0^{\infty} i_x(z) dz \quad (3.1)$$

hisoblanadi. Bu integral ikki hol uchun hisoblangan:



9-rasm. Irtga qo'yilgan elektr maydoni.

$\phi(t) = E_{zs}Z, E_{zs}$ -doimiy. Bunda sirtidagi o'tkazuvchanlik

$$\sigma_s = \frac{I_x}{E_x} = eN_1(\mu_{eff})$$

ko'rinishida μ_{eff} harakatchanlik orqali hisoblanadi. Sirt yaqinidagi potensial o'radagi zaryad tashuvchilar soni

$$N_1 = C \left(\frac{2\pi kT}{m} \right)^{3/2} \frac{kT}{eE_{zs}} \quad (3.2)$$

I_x tok ifodasi ham aniqlangan:

$$I_x = \pi^{1/2} D_1 \alpha kT [1 - e^{-\alpha^2} (1 - \operatorname{erf} \alpha)] \quad (3.3)$$

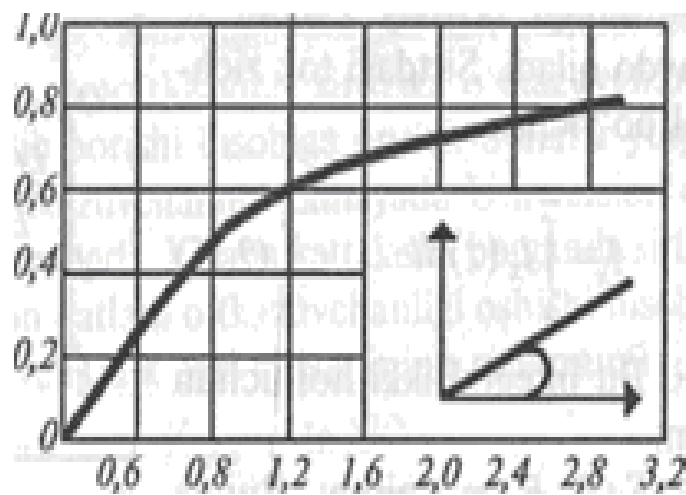
Hajmiy harakatchanlik $\mu_0 = q\tau/m$ ekanligini e'tiborga olsak, quyidagi natijani olamiz:

$$\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_0} \right)_{\sigma} = 1 - e^{-\alpha^2} (1 - \operatorname{erf} \alpha) \quad (3.4)$$

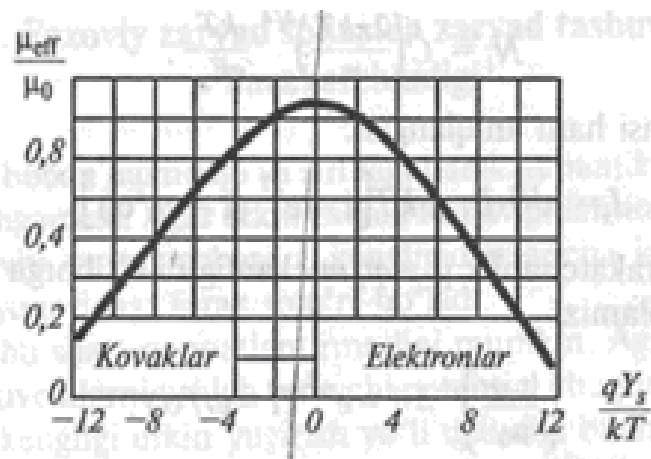
$$\alpha = \frac{(2mkT)^{1/2}}{eE_v\tau} \quad (3.5)$$

$$E_v \text{ katta bo'lganda} \quad \left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_0} \right)_\sigma = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \quad (3.6)$$

Taqribiy nisbat o'rinli. 11-rasmda $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_0} \right)_\sigma$ ning α ga, ya'ni E_v ga bog'lanishi ifodalangan. 11-rasmdan ko'rinadiki, α katta (sohalar egilishi kichik) bo'lganda sirdagi sochilish muffim emas, effektiv harakatchanlik amalda hajmiy harakatchanlikka teng ($\mu_{eff} / \mu_0 > 1$).



11-rasm. Harakatchanlikning temperaturaga bog'liqligi.



12-rasm. Harakatchanlikning xususiy germaniy sirtidagi qiymatlari.

Ammo a kichik (sohalar cgilishi katta) boiganda effektiv harakatchanlik hajmiysidan bir nefcha marta kichik bo'lishi mumkin.

2) $\varphi(z)$ ni Puasson tenglamasidan topiladi. Bu holda $(\mu_{eff} / \mu_0)_\sigma$ a uchun ifoda ancha katta. 12-rasmda xususiy o'tkazuvchanlik germaniy uchun hisoblangan bog'lanish keltirilgan. $Y > 0$ (sohalar pastga egilgan) bo'lgan holda potensial o'rada (sirt qatlamida) erkin elektronlar joylashgan. Erkin chiziqning tomoni elektronlar harakatchanligi- ning o'zgarishini ifodalaydi. $Y_s < 0$ bo'lganda kovaklar harakatchanligi o'zgaradi.

Rasmdan ko'rinadiki, $Y_s \sim 12 \frac{kT}{e}$ bo'lganida elektronlarning effektiv harakatchanligi hajmdagidan 10 marta kichik bo'lishi mumkin. Xona lemperturasida va sirdagi potensial 0,25 V bo'lganida kovaklar harakatchanligi hajmdagidan 2 marta kichik bo'ladi.

2-§. Fazoviy zaryad sohasida Xoll hodisasi.

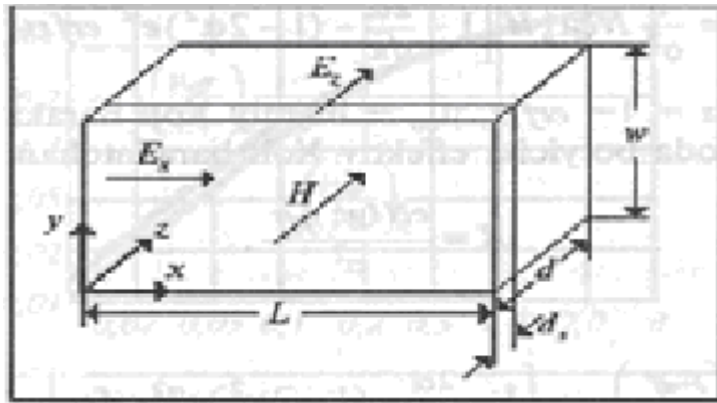
Xoll effekti bo'yicha o'lchashlarni amalga oshirib, harakatchanlikni aniqlash mumkin:

$$\mu_H = R\sigma \quad (3.7)$$

bunda, R -Xoll doimiysi, σ -o'tkazuvchanlik. μ_n –mikroskopik yoki o'tkazuvchanlik bo'yicha μ (omik) harakatchanlikdan farq qiladi: $\mu_n = \chi\mu$, bundagi χ ko'paytgich 1 dan 2 gacha o'zgaradi, uning qiymati sochilish xususiyatiga bog'liqdir. Sfera sohali aynimagan yarimo'tkazgichlarda l erkin yugurish yo'li energiyaga bog'liq bo'lmagan holda $\chi = \frac{3\pi}{8}$ bo'ladi.

Agar $l \sim v$ bo'lsa, bunday namunalarda parametr 1 ga yaqin bo'ladi. Ellipsoidal (Ge va Si da shunaqa) izoenergetik sirtli aynimagan yarimo'tkazgichlarda $l = \frac{3\pi}{8} \rightarrow \frac{3(2\chi+1)}{(\chi+2)^2}$. Bunda χ –ko'ndalang va bo'ylama effektiv massalar nisbati. χ – ning qiymati fazoviy zaryad sohasida hajmi uchun hisoblangan qiymatdan farq qilishi mumkin.

13-rasmda ko'rsatilganidek, uzunligi L , kengligi W , qalinligi d bo'lgan namunaga x yo'nalishida E_x elektr maydon, z yo'nalishida H_z magnit maydon qo'yilgan, u holda x yo'nalishida tok o'tib tursa, bu yo'nalishda E_y Xoll maydoni



13-rasm. Holl hodisasi o'rganiladigan namuna elektr va magnet maydonida.

bu yo'nalishda E_y Xoll maydoni vujudga keladi. Xoll maydoni magnit maydoni tomonidan zaryad tashuvchilarga ta'sir qiluvchi Lorens kuchini muvozanatlagani uchun ushbu yo'nalishda tok bo'lmaydi: $E_y = 0$.

Toklar ifodalari:

$$I_x = \int_0^d ix(z)dz \quad (3.8)$$

$$I_y = \int_0^d iy(z)dz = 0 \quad (3.9)$$

σ – o'tkazuvchanlik va R-Xoll doimiysi ma'lum.

$$\sigma = \frac{I_x}{E_x W d}, \quad (3.10)$$

$$R = \frac{E_y W d}{I_x H} \quad (3.11)$$

ifodalarga ega.

I_x (3.8) ifodadan va E_y (3.9) ifodadan aniqlanadi. Buni (3.10) va (3.11) ga qo'yib sirtidagi o'tkazuvchanlik σ va Xoll doimiysi R ni hisoblash mumkin.

3-§. Yarimo'tkazgichlar sirtidagi adsorblash hodisasi.

1). Adsorblash va uning asosiy qonuniyatlari

Endi Lengmyur nazariyasining asosiy farazlari haqida to'xtalib o'tamiz. Yarimo'tkazgich gaz muhit bilan ta'sirlashganda uning sirti gaz molekulalari bilan to'la boshlaydi. Bu jarayon adsorblash (sirtga yopishish yoki so'rilish) deyiladi. Bu jarayon muvozanat sodir bo'lguncha, ya'ni sirtga kelayotgan va undan ketayotgan gaz molekulalari sonlari tenglashguncha davom etadi. Yarimo'tkazgich sirtida adsorb- langan molekulalar paydo bo'lishi uning xossalarini o'zgartiradi.

Ba'zi hollarda adsorblash jarayoni juda tez boradi, muvozanat dcyarli bir onda sodir bo'ladi. Boshqa hollarda bu jarayon yetarlicha sckin boradi va sirt bilan gaz muhit orasida muvozanat hosil bo'lguncha ancha vaqt o'tadi. Bu holda adsorblangan zarralar soni N vaqtga bog'liq, ya'ni $N(t)$ bo'ladi. Biz bunda adsorblash kinetikasi haqida gap yuritamiz.

Adsorbsion muvozanat o'rnatilganda sirt birligida yutilgan gaz molekulalari soni bosim P va temperatura T ga bog'liq:

$$N = N(P, T). \quad (3.12).$$

(3.12) tenglama holat **tenglamasi** deyiladi.

Lengmyurning adsorblash nazariyasi quyidagi farazlarga asoslangan:

1. Adsorblash ayrim adsorbsion markazlarda yuz beradi. Har bir markaz birgina gaz molekulasini tutib tura oladi. Sirt faqat mazkur molekulalarga nisbatan birday bog'lanish energiyali bir xil adsorbsion markazlarga ega. Bunday sirtni **energetik bir jins** sirt deyiladi.

2. Adsorblangan molekulalar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydi, ya'ni bog'lanish mustahkamligi faqat markaz va molekula tabiatiga bog'liq.

3. Sirtagi adsorbsion markazlar soni mazkur sirt uchun doimiy bo'lgan kattalik. U temperaturaga bog'liqmas va sirtning to'ldirilishini o'zgartirmaydi.

4. Molekula adsorblangan holatda bo'lganda uning adsorbsion markaz bilan bog'lanish energiyasi o'zgarmaydi.

2). Adsorblash kinetikasi

Adsorblash jarayoni sekin borganda adsorblangan molekulalar (zarralar) soni vaqt bo'yicha o'zgaradi: $N=N(P,T)$. Sirt birligida adsorblash markazlari soni N^* bo'lsin. Bu holda adsorblash kinetikasi tenglamasi

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P(N^* - N) - \beta N \quad (3.13)$$

bo'ladi. Bundan

$$\alpha = \chi s / \sqrt{2\pi M k T}, \quad \beta = \eta e^{-E_b / k T} \quad (3.14)$$

kelib chiqadi. (3.13) tenglamadagi birinchi had 1_s da sirtning 1 sm^2 ga keluvchi molekulalar sonini, ikkinchi had esa shu vaqtda shu sirtan ketuvchi molekulalar sonini bildiradi. M -adsorblangan molekula massasi, s -uning effektiv yuzi, χ – gaz molekulasining markazda ushlab qolish ehtimolligi, η - molekulaning desorblash (ajralib chiqish) ehtimolligi, E_b -bog'lanish energiyasi. Jarayon boshlanishida sirtning to'ldirilishi kichik ($N \ll N^*$) bo'lgani sababli, desorblashni e'tiborga olmasa ham boladi. Adsorblash tezligi uchun

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P N^* \quad (3.15)$$

tenglamani olamiz.

(3.13) tenglamani $t = 0$ da $N = 0$ boshlang'ich shartda yechsak,

$$N(t) = \frac{N^*}{1 + b/p} (1 - e^{-at}) \quad (3.16)$$

bunda $\alpha = \alpha P + \beta$, $b = \beta / at \ll 1/\alpha$ bo'lganda (3.16) yechim (3.15) ifodaga mos tushadi. Bu Lengmyur ifodalari bo'lib, haqiqatda kuzatiladi, ba'zan esa Roginskiy-Zeldovich tenglamasi

$$\frac{dN}{dt} = Ce^{-\gamma/N} \quad (3.17)$$

va uning yechimi

$$N(t) = \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (3.18)$$

qo'laniladi, bunda $\gamma > 0$. Dastlab bu yechim CO ning MnO_2 sirtida adsorblanish kinetikasi uchun qo'llangan va ijobiy natija olingan.

4 . Fizik va kimyoviy adsorblash

Fizik va kimyoviy adsorblashlar orasida qanday farq bor? Bu farq adsorblangan molekulani sirtida tutib turuvchi kuchlar tabiati har xilligidan kelib chiqadi.

Haqiqatan, qattiq jism bilan molekula orasida vujudga kelib adsorblashni taqozo qiluvchi kuchlar turli tabiatli bo'лади. Bu kuchlar elektrostatik, Van-der-Vaals, elektr ta'sir kuchlari bo'lsa, bu holda adsorblashni fizik adsorblash deyiladi. Agar adsorblash uchun javobgar kuchlar kimyoviy tabiatga ega bo'lsa, bu holda kimyoviy adsorblash (xemosorblash) deyiladi. Bu holdagi adsorblash molekulaning qattiq jism bilan kimyoviy birikuvidan iborat. 17 -rasm, a da sistema W energiyasining adsorbent sirti va adsorblanuvchi zarra orasidagi r masofa funksiyasi sifatidagi adsorbsion egri chiziq tasvirlangan. Bunda E_b - adsorblash issiqligi (bog'lanish energiyasi), r_0 -muvozanat holdagi masofa.

Xemosorblash, fizik adsorblashdan farqli ravishda kichikroq r_0 va ancha katta E_b orqali ifodalanadi. Fizik adsorblashda $E_b \sim 0,01 - 0,1 \text{ eV}$ kimyoviy adsorblashda $E_b \sim 1 \text{ eV}$ chamasida. Fizik adsorblashda adsorblanuvchi (sirtga yutiluvchi) molekula va adsorbent panja- rasi ikki mustaqil sistema tariqasida

qaralishi mumkin. Kimyoviy adsorblashda molekula va panjara bitta kvantmexanik sistemani tashkil etadi.

17-rasm, a dagi $W-W(r)$ egri chiziqdagi fizik (Van-der-Vaals) adsorblash minimumini hisoblashda muvozanatdagi r_0 masofa uchun adsorblanadigan zarra va adsorbent Komi radiuslari yig'indisiga teng voki kichikroq qiymatlar olingan. Radiuslar yig'indisidan kichik ninsofalarda Van-der-Vaals kuchi o'zaro ta'siri (fizik adsorblash lushuniladi) ma'nosini yo'qotadi. Im holda almashinuv o'zaro ta'sir kuchiga kiradi. Ko'pincha adsorbsion egri chiziq $W-W(r)$ 17-rasm, b dagidek chiziladi, inula energetik (aktivatsion) to'siq bilan ajralgan ikkita minimum bor. Bunda birinchi chuqurmas $r = r_0'$ minimum fizik adsorblash deb ataladi va chuqurroq $r = r_0''$ minimumni kimyoviy adsorblashga tegishli deb hisoblanadi ($r_0'' < r_0'$). Zarraning A nuqtadan energetik to'siq orqali B nuqtaga o'tishi zarraning fizik adsorblash holatiga o'tishini bildiradi. Ammo bunday adsorblash egri chizig'i bo'lmaydi. Fizik va kimyoviy adsorblashlar, sistemaning ikki turli elektron holatini ifodalaydigan ikki turli adsorbsion minimumni ajratadigan energetik to'siq, 17-rasm, d da ko'rsatilganidek, ikki adsorbsion egri chiziqlar kesishishi oqibatida vujudga kelishi mumkin.

Endi xemosorblashni ko'rib chiqamiz. Sistemani dastawal qo'zg'atish (faollash)dan so'ng amalga oshadigan adsorblashni faollashgan (aktivlashgan) adsorblash deyiladi. linnda muayyan energiya sarflanadi.

Odatda kimyoviy adsorblash faollashgan adsorblash bo'ladi, ammo bu zaruriy shart emas. Faollashgan adsorblash kinetikasi oddiy (faollashmagan) adsorblashnikidan farq qiladi. Oddiy adsorblash juda loz boradi, adsorbsion muvozanat amalda bir onda qaror topadi, Icmperatura qancha past bo'lsa,

shuncha tezroq yuz beradi. Faollashgan adsorblash hamda muvozanat sekin qaror topadi. Adsorblash tezligini o'lchash mumkin, temperatura qancha yuqori bo'lsa, bu Itr/lik shuncha katta bo'ladi. Isitish adsorblashni tezlashtiradi.

Adsorblash jarayoni boshida, (3.3) va (3.4) ifodaga muvofiq, adsorblash tezligi uchun

$$\frac{dN}{dt} = \chi \frac{sN^*}{\sqrt{2\pi MkT}} P \quad (3.19)$$

munosabat o'rinlidir. χ ko'paytuvchi gazdan adsorbsion markazga o'tgan molekulaning shu markazda qolishligi ehtimolini ifodalaydi. Faollashgan va oddiy adsorblashlar farqi χ ko'paytuvchi ko'rinishiga bog'liq. Oddiy adsorblash holida χ koeffitsiyent temperaturaga bog'liq emas va $\chi=1$.

Demak, oddiy adsorblash tezligi temperatura oshganda sekin kamayib boradi. Faollashgan adsorblashda

$$\chi \sim \exp(-E/kT) \quad (3.20)$$

deb faraz qilinadi; bunda E-faollash energiyasi. Demak, T ortganda faollashgan adsorblash tezligi juda tez eksponensial ortib boradi. Odatda, faollash to'sig'i tushunchasi kiritiladi va uning balandligi E ga teng bo'ladi.

Faollash to'sig'ining tabiati qanday? Faollash to'sig'i molekula adsorblanganda uning atomlarga yoki radikallarga parchalanishi holida vujudga keladi. Bu masala vodorod molekulasini H_2 ning ikkita N atomga ajralishi misolida ko'rib chiqilgan. Umumiy holda

$$N^* \sim e^{-E_1/kT}, \quad \chi \sim e^{-E_2/kT}. \quad (3.21)$$

Faollash energiyasi $E = E_1 + E_2$. Faollash to'sig'i fizik va kimyoviy adsorblash (xemosorblash) hollarida vujudga kelishi mumkin

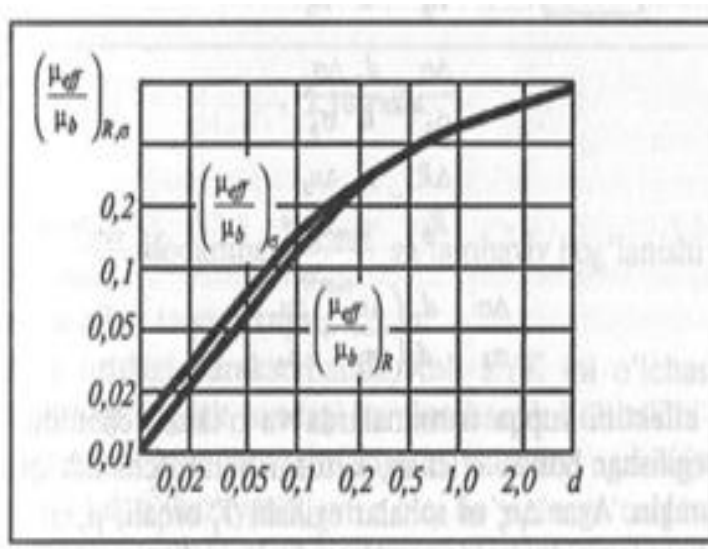
IV.-bob. YARIMO'TKAZGICH SIRTIDAGI HODISALARNI TAJRIBALARDA O'RGANISH.

1-§. Tajriba o'tkazish o'urilmasining sxemasi.

2.4.3. Sirtidagi sohada zaryad tashuvchilar harakatchanligini tajribada o'rganish

Mumkin bo'lgan o'lchash sxemalarining eng qulay ko'rinishi 13-nismda tasvirlangan. Bunda zaryad tashuvchilar effektiv harakatchanligi yupqa namunalarda o'lchanadi, chunki bunday namunalarda sirtidagi sochilish muhim bo'ladi(14-rasm).

Bu holdagi ekvivalent sxemani qaraylik. Kristallni z o'qi bo'ylab Ikki sohaga — ekranlash uzunligi d_s tartibidagi sirt yaqinidagi sohaga va d_b qalinlikdagi hajmiy sohaga ajratiladi. Ikkala soha ham Xoll EYK ga hissa qo'shadi. Ular parallel ulangan. Keyinchalik s indeks sirtidagi kattaliklarga, b indeks hajmiy kattaliklarga tegishli bo'ladi.



14-rasm. Harakatchanlikning sirt qatlami qalinligiga bog'liqligi.

2.10-rasmdan ko'rinadiki, Xoll kuchlanishini

$$V = \frac{RIH}{d} = \frac{I}{G} = \frac{V_b G_b + V_s G_s}{G_b + G_s} \quad (4.1)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Bunda I-qo'yilgan elektr maydon paydo qilgan to'la tok, G-namunaning to'la o'tkazuvchanligi, R-Xoll doimiysi. Unga quyidagi ifodalar o'rinli:

$$V_b = \frac{R_b I_b H}{d_b}; \quad G_b = \sigma_b \frac{L d_b}{W}; \quad \frac{I_b}{I} = \frac{G_b}{G} = \frac{\sigma_b d_b}{\sigma_b d_b + \sigma_s d_s}, \quad (4.2)$$

$$V_s = \frac{R_s I_s H}{d_s}; \quad G_s = \sigma_s \frac{L d_s}{W}; \quad \frac{I_s}{I} = \frac{G_s}{G} = \frac{\sigma_s d_s}{\sigma_s d_s + \sigma_b d_b}. \quad (4.3)$$

(4.2) va (4.3) ifodalarni (3.11) ga qo'ysak,

$$R = d \frac{R_b d_b \sigma_b^2 + R_s d_s \sigma_s^2}{(d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)^2} \quad (4.4)$$

solishtirma o'tkazuvchanlik uchun $\sigma = \frac{1}{d}(d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)$ ifodani olish qiyin emas. Zonalarning sirt yaqinida egilishi o'zgarganida σ_s va R_s kattaliklar o'zgaradi, ammo σ_b va R_b lar o'zgarmay qoladi.

Agar dastlabki egilish nolga teng deyilsa ($R_b = R_s$, $\sigma_b = \sigma_s$, Xoll doimiysining nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta R_s}{R_b}, \quad (4.5)$$

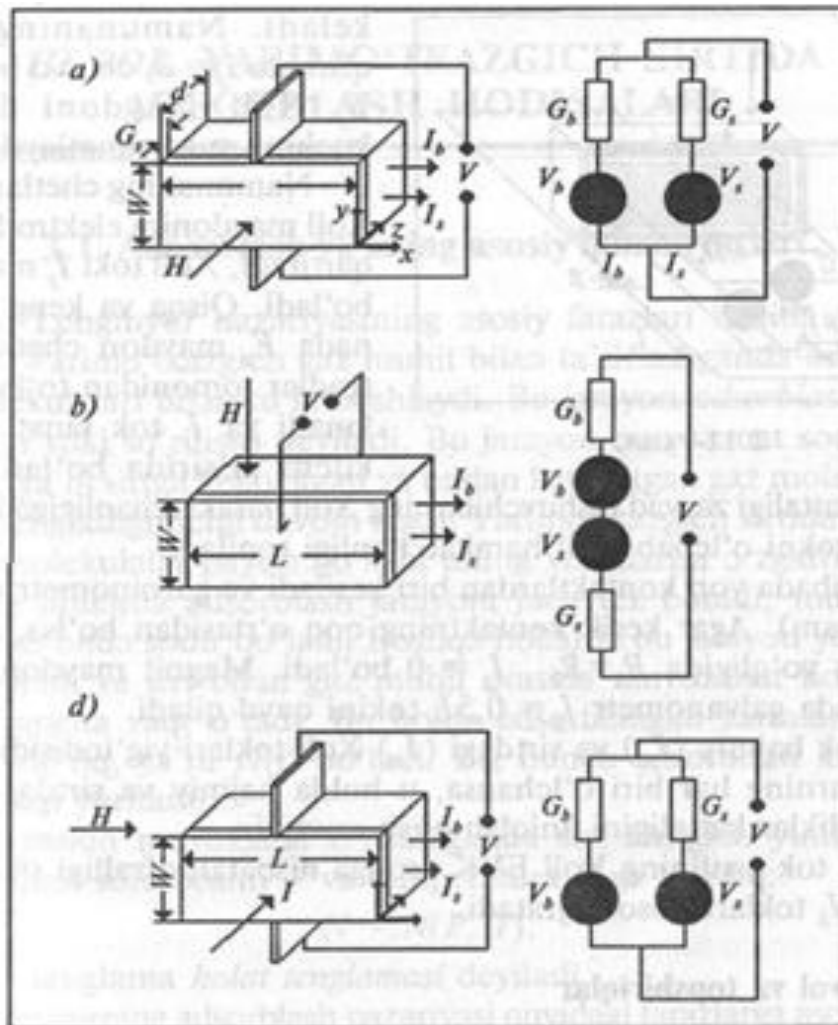
$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta \sigma_s}{\sigma_b}, \quad (4.6)$$

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta n_s}{n_b}, \quad (4.7)$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} \approx \frac{d_s}{d} \left(\frac{\Delta n_s}{n_b} + \frac{\Delta \mu_s}{\mu_b} \right)_b. \quad (4.8)$$

2-§. Holl elektr yurituvchi kuchi va sirtagi zaryadlar harakatchanligini o'rganish.

Xoll effektini yupqa namunalarda va o'tkazuvchanlikni turli sohaviy egilishar holida o'lchab, sirtagi harakatchanlik qiymatini olish mumkin. Agar Δn_s ni sohalar egilishi Y_s orqali, μ_s ni esa turli Y_s larda baholansa, bu holda masala soddalashadi. n_b va μ_b kattaliklar R va σ ni qalin namunalarda o'lchasdan topiladi.

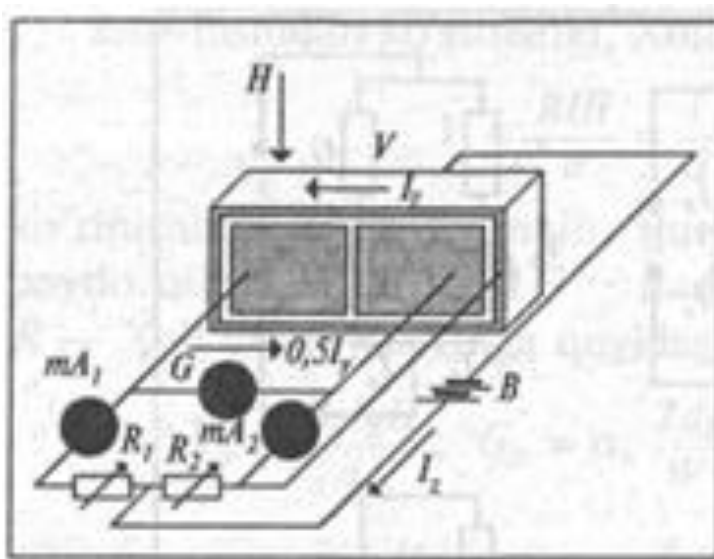


15-rasm. Holl E.Y.K. o'chash cxemalari.

$\frac{R}{R_{\max}} \frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ ifodaning $\frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ ga tajribaviy bog'lanishi topilgan

va nazariya bilan taqqoslangan.

Odatda sirtagi harakatchanlik Xoll EYK ini o'lchash orqali aniqlanadi. Shuningdek, sirtagi harakatchanlik Xoll tokini o'lchash orqali aniqlanishi ham mumkin. Bu usul shunday: agar kristalldan x yo'nalishida tok o'tkazayotib, uni z o'qi bo'yicha yo'nalgan N magnit maydonga joylansa, zaryad tashuvchilarga ta'sir etuvchi Lorens kuchi y yo'nalishda Xoll toki paydo qiladi va E_y maydon vujudga keladi. Namunaning o'rta qismida $I_y=0$, chunki bu joyda E_y Xoll maydoni Lorens kuchini muvozanatlaydi.



16-rasm. Sirtagi harakatchanlikni Xoll tokini orqali aniqlash sxemasi

Namunaning chetlarida esa Xoll maydonini elektrodlar qisqartiradi, Xoll toki I_y maksimal bo'ladi. Qisqa va keng namunada E_y maydon chetki elektrodlar tomonidan to'la qisqalanadi va I_y tok faqat Lorens kuchi ta'sirida bo'ladi. Xoll toki I_y kattaligi zaryad tashuvchilarning Xoll harakatchanligiga bog'liq. Shu I_y tokni o'lchab Xoll harakatchanligi topiladi.

Tajribada yon kontaktlardan biri kesiladi va galvanometr ulanadi (2.11-rasm). Agar kesik kontaktning qoq o'rtasidan bo'lsa, magnit maydon yo'qligida $R_1 = R_2$, $I_g = 0$ bo'ladi. Magnit maydon paydo qilinganda galvanometr $I_g=0,5 I_y$ tokini qayd qiladi.

I_y tok hajmiy (I_{yb}) va sirtidagi (I_{ys}) Xoll toklari yig'indisidir. Agar bu toklarning har biri o'lchansa, u holda hajmiy va sirtidagi harakatchanliklar kattaligini aniqlab olish mumkin.

Xoll tok usulining Xoll EYK usuliga nisbatan afzalligi shundaki, u I_s va I_b toklarni oson ajratadi.

3-§. Sirt tuzilish nuqsonlarining adsorblashdagi o'rni

Biz endi yarimo'tkazgich haqiqiy real sirtining ba'zi maxsus xossalarini qarab chiqamiz. Awalo sirtni tekislik, ya'ni ikki o'lchamli davriy tuzilma deylik, unda ayrim mahalliy buzilishlar bo'lsin. Ular sirt nuqsonlari deyiladi.

Ular vakansiyalar yoki yot atomlar, o'z o'rnidan (tugunidan) sirtga chiqarib yuborilgan panjaraning xususiy (o'z) atomlari, yot atomlar guruhlar bo'lishi mumkin. Nuqsonlar sirt xossalariga ikki yo'l bilan:

birinchidan, Fermi sathi orqali ta'sir ko'rsatishi mumkin, chunki u nuqsonlar tabiati va zichligiga bog'liq;

ikkinchidan, sirt jarayonlarning o'zida sirt rekombinatsiyada, adsorblashda va katalizda nuqsonlarning bevosita qatnashishi orqali ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Bir xil muayyan nuqsonlar bor deb faraz qilaylik. Sirtida bunday nuqsonlarning ko'proq va ozroq zichlikli sohalari bor bo'lsin. U holda Fermi sathi turli joyda har xil vaziyatda bo'ladi:

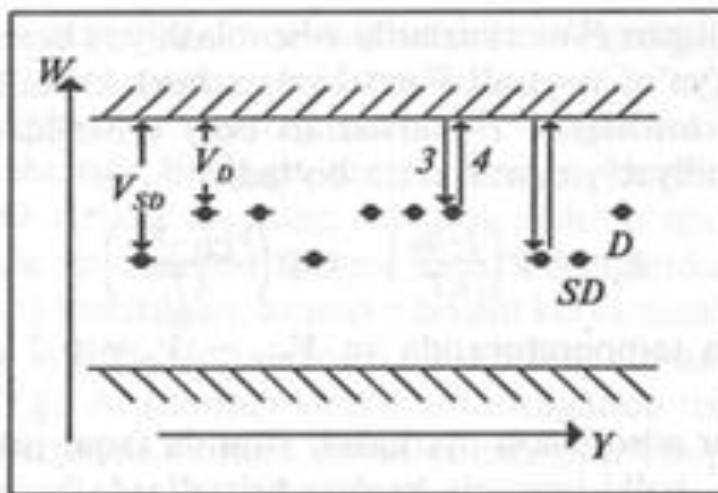
$$E_F = E_F(y, z).$$

Bu esa sirtida energiya sohalari egrilangan bo'ladi, demakdir. Haqiqatan, nuqsonlar notekis joylashgan holda Fermi sathi E_F sirtning turli joyida turlicha bo'ladi, adsorblanish qobiliyati ham har xil bo'ladi. Yana bir misol shuki, sirtning turli joylarida xemosorbsion bog'lanish har xil bo'lishi mumkin. Bunday sirt parchalarini «akseptor» va «donor» parchalar deb nomlash mumkin.

E_F har xil joylarda katalitik faollik ko'proq yoki kamroq bo'ladi.

Biroq, nuqsonlarning notekis taqsimlanishi sababli hosil bo'lgan sirtning bir jinsli emasligi adsorblash natijasida biroz tekislanishi mumkin. Temperatura

ko'tarilgan sari yuza tekislanadi. Bunda nuqsonlar ko'chadi va ularning zichligi tenglashadi.



17-rasm. Kristall sirtining enegetik sohaviy chizmasi.

Endi tuzilish nuqsonida yuz beradigan adsorblashni ko'rib chi- qaylik. Misol uchun M^+ va R^- ionlardan tuzilgan MR panjaradagi F-markazda bir valentli elektrmusbat C atom adsorblanadi, deylik. F-markaz yonida mahalliylashgan elektron bo'lgan bo'sh metalloid tugunidan iborat. Uni DL deb belgilaymiz. U mahalliy erkin valentlik bo'lib, o'ziga chet zarrani qabul qila oladi. Agar shu F-markazdan uning elektroni uzoqlashtirilgan bo'lsa, uni D_pL bilan belgilaymiz.

17-rasmda kristall sirtining enegetik sohaviy chizmasi keltirilgan. Rasmda F-markazlarni mahalliy D donor sathlar, C atomlar xemosorblangan F-markazlarni esa CD mahalliy donor sathlar bilan belgilangan.

F-markazda adsorblash yuz berganda xemosorblashning «mustahkam» shakli elektron, neytral «sust» shakl esa zaryadlangan. Haqiqatan, mazkur holda xemosorblangan zarra bo'sh metalloid tuguniga bog'lanadi, u esa elektr zaryadiga qiymati teng musbat zaryadga ega deb qaraladi.

«Mustahkam» bog'lanish holida bo'sh tugunning zaryadi bu bog'lanishga jalb qilingan elektron zaryadi bilan to'ldiriladi.

«Sust» bog'lanish holida bu zaryad to'ldirilmaydi. «Mustahkam» bog'lanish- ikki elektronli bog'lanish, «sust» bog'lanish bir elektronli bog'lanish bo'ladi.

Adsorblash sharoitida D sathlar yo'qolib, ularning o'rniga CD sathlar paydo bo'ladi. Bu esa Fermi sathi siljishiga olib keladi.

Agar D va CD sathlar o'tkazuvchanlik sohasidan pastda bo'lsa, $D_pL + eL \leftrightarrow DL$, $CD_pL + eL \leftrightarrow CDL$ o'tishlar bo'lmaydi. Bu holda neytral va ionlangan F-markazlarda adsorblash yuz beradi. Shu holda «ranglangan» (ya'ni neytral F-markazlari bor) kristallda «ranglan- magan» (ya'ni ionlangan F-markazlari bor) kristalldagiga nisbatan adsorbsion qobiliyat γ marta katta bo'ladi:

$$g = \exp\left(\frac{q - q_0}{kT}\right) = \exp\left(\frac{V_{CD} - V_D}{kT}\right) \quad (4.9)$$

(masalan, xona temperaturasida va $V_{CD} - V_D = 0,2$ eV bo'lganda $\gamma = 10^3$ bo'ladi).

F-markazlar adsorbsion markazlar sifatida faqat ishqoriy galoid- lardagina emas, balki ixtiyoriy boshqa kristallarda ham uchraydi.

F-markazlar bilan bir qatorda, adsorblanish markazlari sifatida V- markazlar ham vujudga keladi.

F-markaz MR kristallardagi yonida kovak joylashgan metallardagi bo'sh sath birlashmasidir. F- va V-markazlardan tashqari, sirtidagi boshqa nuqsonlar ham adsorblash markazlari bo'la oladi. Masalan, CO molekulalari uchun xemosorblangan O atomlari adsorblash markazlari bo'ladi.

Sirtning nuqsonlari adsorblash markazlari va sirtning erkin valentliklari uchun mahalliy lashish (o'rnashish) markazlari bo'la turib katalizda faol markazlar vazifasini bajarishi mumkin. Shunday nuqsonlar birlashmalari («ansambllari») ham shunday vazifani o'tay oladi.

Haqiqatda sirtidagi ayrim nuqsonlar va ularning birlashmalari kristall panjarasi bilan bir butunni tashkil qiladi va ularning xossalari panjaraning xossalari bilan aniqlanadi.

XULOSA.

Yuqorida o'rganilgan ma'lumotlar asosida quyidagi xulosalarni chiqarish mumkin.

1. Hozirgi kunda yarimo'tkazgichlar sirti fizikasi fan va texnikaning eng jadal rivojlanayotgan sohasi hisoblanadi.

2. Ushbu hol yarimo'tkazgichlar sirlari va yarimo'tkazgichlarning boshqa muhitlardan ajralish chegaralari xossalarining yarimo'tkazgich hajmida kuzatiladigan xossalardan sezilarli ravishda farqlanishi bilan bog'liqdir.

3. Ushbu farqlar bir qator omillarga bogliq bolib, ularning asosiylari yarimo'tkazgich panjarasi davriy strukturasi uzilishi va sirt oldi sohiadagi kristall strukturaning qayta qurilishidan iborat.

4. Ajralish chegaralarining yarimo'tkazgichlarning fizik xossalariga ta'siri qattiq jismlar elektronikasida yorqin kuzatiladi, chunki bu yerda turlicha ajralish chegaralari (yarimo'tkazgich-metall, yarim-o'tkazgich-dielektrik va yarimo'tkazgich-yarimo'tkazgich turdagi) yarimo'tkazgich asboblari va integral sxemalarning strukturaviy elementlarining ajralmas elementlaridir.

5. Yarimo'tkazgichlar sirti va yarimo'tkazgich-dielektrik ajralish chegarasi xarakteristikalarini, shuningdek, ushbu xarakteristikalariga turlicha (temperatura, nurlanish, bosim va h.k.) omillar ta'sirini tadqiqlash zamonaviy yarimo'tkazgichlar fizikasining dolzarb masalasidir.

6. Yarimo'tkazgichlarda sirt fazoviy zaryad qatlami mavjud bo'lib, u yarimo'tkazgichlar xossalariga ta'sir ko'rsatishi mumkin. Bu sohada energiya sohalari egiladi.

7. 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. Nazariyada ushbu farazlar qabul qilingan:

a) yarimo'tkazgich hajmida kirishmalar zichligi kichik, binobarin, yarimo'tkazgich aynimagan va sohalaridagi elektronlar hamda kovaklarga nisbatan klassik Boismann statistikasini qo'llash mumkin;

b) sirt yaqinida sohalar egriligi yetarlicha kichik, bu joyda ham yarimo'tkazgich aynimagan, sirt yaqinida sohalar chegarasi Fermi sathidan yetarlicha uzoqda;

c) kristall hajmida kirishmalar to'la ionlashgan deb hisoblanadi. Sirtidagi zaryad tashuvchilarning ortiqcha zichligi deb sirtidagi haqiqiy zichlik bilan hajmdagi zichlik orasidagi farqqa aytiladi. Ortiqcha zichlikni aniqlash sirtidagi o'tkazuvchanlikni aniqlash imkoniyatini beradi.

d) Sirt yaqinidagi fazoviy zaryad elektr maydon paydo qiladi. sirtidagi o'tkazuvchanlik sohalar egilishi kichik bo'lganda sirtidagi sochilish muhim emas, effektiv harakatchanlik amalda hajmiy harakatchanlikka teng .

e) Sohalar egilishi katta bo'lganda effektiv harakatchanlik hajmiysidan bir necha marta kichik bo'lishi mumkin.

8. Sirt tuzilish nuqsonlarining adsorblashdagi va umuman, sirt hodisalarida o'rni nihoyatda katta. Ular vakansiyalar yoki yot atomlar, o'z o'rnidan (tugunidan) sirtga chiqarib yuborilgan panjaraning xususiy (o'z) atomlari, yot atomlar guruhlari bo'lishi mumkin.

9. Nuqsonlar sirt xossalari bilan ikki yo'l bilan: birinchidan, Fermi sathi orqali ta'sir ko'rsatishi mumkin, chunki u nuqsonlar tabiati va zichligiga bog'liq; ikkinchidan, sirt jarayonlarning o'zida sirt rekombinatsiyada, adsorblashda va katalizda nuqsonlarning bevosita qatnashishi orqali ta'sir ko'rsatishi mumkin.

10. Sirtning nuqsonlari adsorblash markazlari va sirtning erkin valentliklari uchun mahalliylik (o'rnashish) markazlari bo'la turib katalizda faol markazlar vazifasini bajarishi mumkin.

11. Sirtidagi ayrim nuqsonlar va ularning birlashmalari kristall panjara bilan bir butunni tashkil qiladi va ularning xossalari panjaraning xossalari bilan aniqlanadi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR.

1. Азизов М. Яримўтказгичлар физикаси. Т. 1974 йил.
2. Акрамов Ҳ ва б. Яримўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар. Т., 1994 йил.
3. Шолимова К.В., Физика полупроводников. М. 1985 год.
4. А. Тешабоев ва б. Яримўтказгичлар ва яримўтказгичли асбоблар технологияси. Т. 2006 йил.
5. Зайнобиддинов С, Тешобоев А. Яримўтказгичлар физикаси. Т. 1999 йил.
6. Таркуша. Ж.М. Основы физики полупроводников. М. 1982 год.
7. Г.П. Пека. Физика поверхности полупроводников. Киев. 1967. 425 с.
8. Л.С. Стельбанс. Физика полупроводников. М. 1967..451 с.
9. С.З. Физика полупроводниковых приборов. М. т. 1,2. 455, 462 с.
10. А. Teshaboev va b. Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasi. Т. 2010. 167 б.
11. Ўзбекистон энциклопедияси .
12. Физический энциклопедический словарь. М. 1995 г. 450-455 стр.