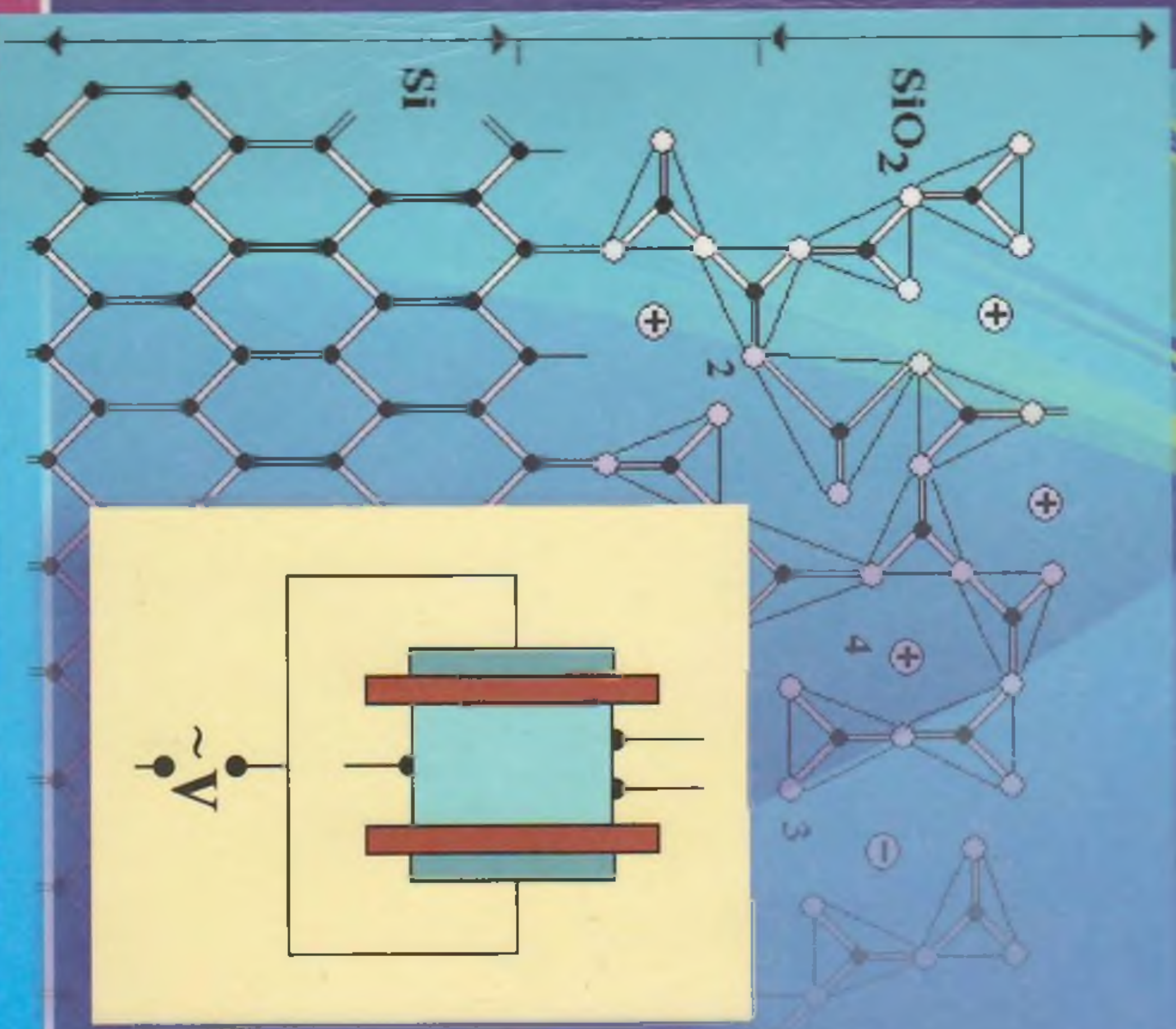


YARIMO'TKAZGICHLAR SIRT FIZIKASI



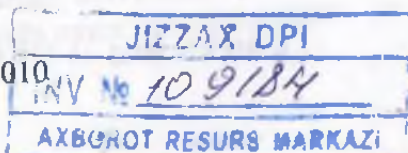
**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

**A. TESHABOYEV, S. ZAYNOBIDINOV, S. VLASOV,
I. KARIMOV, V. ABDUAZIMOV**

**YARIMO'TKAZGICHLAR
SIRTI FIZIKASI**

*O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi
oliy o'quv yurtlari talabalari uchun o'quv qo'llanma sifatida
tavsiya etgan*

TOSHKENT — «ILM ZIYO» — 2010

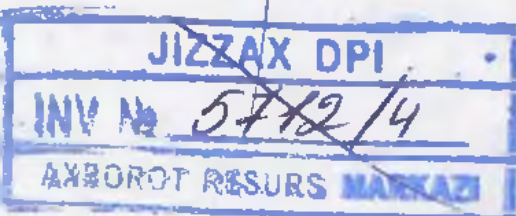


Taqrizchilar: **N. Rahimov** — fizika-matematika fanlari doktori,
NamDU kafedra mudiri, professor,
E.A. Musayev — fizika-matematika fanlari nomzodi,
AndDU dotsenti.

Mas'ul muharrir: **M.K. Bahodirxonov** — fizika-matematika fanlari
doktori, ToshDTU kafedra mudiri, professor.

Ushbu o'quv qo'llanma yarimo'tkazgichli kristallar sirtining tuzilishi, ulardagi fizik va kimyoviy jarayonlar, sirdagi holatlarning tabiati, ularga atrof-muhitning ta'siri, sirdagi holatlarning elektron asboblarning ishlashiga ta'siri va ularni tadqiq etish usullarini o'rganishga bag'ishlangan.

O'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlarining yarimo'tkazgichlar, mikroelektronika va avtomatika, elektron asboblarning hamda boshqa sohalar bo'yicha tahsil olayotgan talaba va aspirantlarga, shuningdek, o'qituvchi va mutaxassislariga mo'ljallangan.



SO'ZBOSHI

Hozirgi kunda yarimo'tkazgichlar sirti fizikasi fan va texnika-ning eng jadal rivojlanayotgan sohasi hisoblanadi. Ushbu hol yarim-o'tkazgichlar sirlari 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 yarim-o'tkazgich panjarasi davriy strukturasiining uzilishi va sirt oldi sohadagi kristall strukturaniing qayta qurilishidan iborat. Yarimo'tkazgich sirtida uzilgan valent aloqalar bog'lanishlariniing mavjudligi, shuningdek, ajralish chegarasiining boshqa tomonida g'alayonlanuvchi potentsialniing mavjudligi yarimo'tkazgich sirt oldi sohasidagi potentsial relyefniing o'zgarishiga olib keladi. Bundan ajralish chegaralariining mavjudligi yarimo'tkazgichniing optik, elektrik, mexanik va boshqa xossalariiga ta'sir ko'rsatishini bilib olish mumkin.

Ajralish chegaralariining yarimo'tkazgichlariining fizik xossalariiga 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 asboblar va integral sxemalariining strukturaviy elementlariining ajralmas elementlariidir. 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 o'quv qo'llanmada oliy o'quv yurtlarida o'qitiladigan yarimo'tkazgichlar sirt fizikasiidagi yuqorida qayd etilgan masalalar atroflicha qamrab olingan.

Ushbu o'quv qo'llanmadan talabalar o'tilgan mavzularni yanada mukammal bilishlari uchun har bir bob oxirida savol va topshiriqlar

berildi. Talabalar savollarga javob topish maqsadida o'tilgan mavzuni yana bir marta o'qib chiqadilar va mavzuga doir bilimlarini mustahkamlaydilar. Bundan tashqari, qo'llanma so'ngida o'tilgan mavzularga doir masalalar va ularning yechimlari berildi. Shuningdek, fizik katta-lıklar birliklari keltirildi. O'ylaymizki, bular talabalarga yarimo'tkaz-gichlar sirti fizikasini yanada to'liqroq tushunib olishlarida yordam beradi. Ushbu o'quv qo'llanma qo'lyozmasini o'qib chiqib, uni yana-da yaxshilashga doir fikr-mulohazalarini bildirgan barcha do'stlari-mizga minnatdorchilik bildiramiz.

Mualliflar.

I BOB. YARIMO'TKAZGICHLAR SIRTIDA ELEKTRONLAR HOLATLARI

KIRISH

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 kristalining sirtida uzuq (diskret) va uzluksiz ravishda taqsimlangan energetik sathlar tizimi mavjud. Ularning kelib chiqish sabablari turlicha. Biz quyida ularni ayrim-ayrim ko'rib chiqamiz.

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

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.

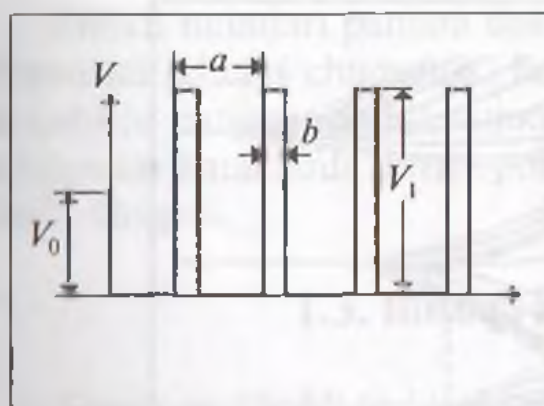
Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasini o'rganishda ko'plab ijobiy natijalarga erishildi. Bu sohada tadqiqotlar davom etmoqda, chunki texnika va texnologiyaning rivoji, yarimo'tkazgichlar elektronikasining tez o'sishi yangidan yangi masalalarni hal etishni vazifa qilib qo'y-moqda.

1.1. Tammning sirt holatlari nazariyasi

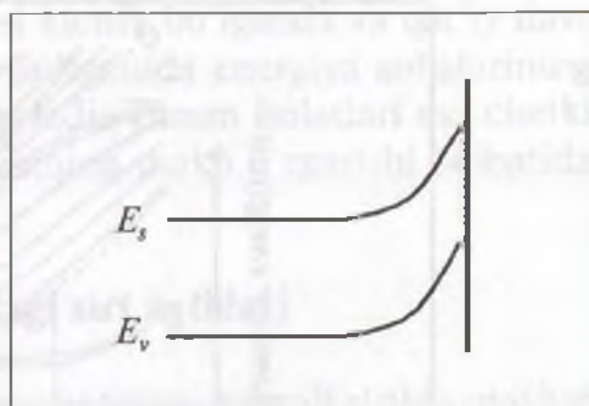
1932-yilda I. E. Tamm cheksiz va chekli kristallda elektronlarning energetik spektri muhim darajada turlicha bo'lishligini ko'rsatgan. Cheksiz kristalldagi elektronlarning ruxsat etilgan energiyalari sohalardan boshqa chekli kristallda uning uzilishi natijasida elektronlar uchun yangi energetik holatlar 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 (1.1-rasm).

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.



1.1-rasm.



1.2-rasm.

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.

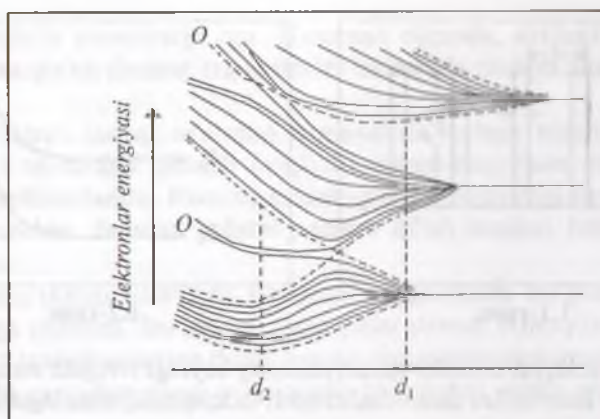
Chekli muntazam kristall sirtida kristall atomlarining davriy joylashishi kesilganligi oqibatida uzoq-uzoq elektron energiyalari holatlari spektri vujudga keladi. Bu holatlar *Tamm holatlari (sathlari)* deyiladi.

Tamm holatlari zichligi (konsentratsiyasi) 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 (1.2-rasm).

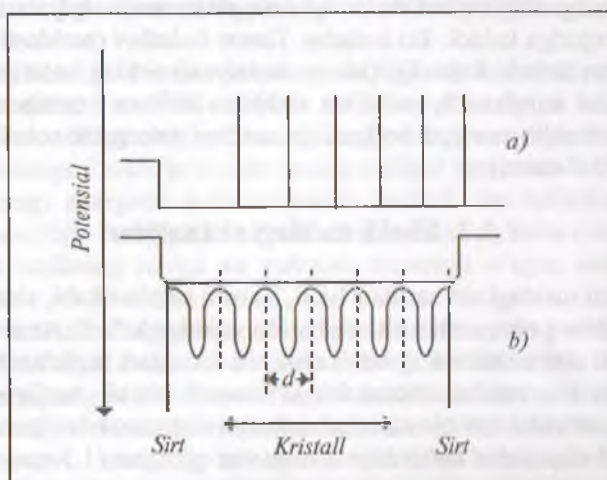
1.2. Shokli turidagi sirt sathlari

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 (1.3-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. Zanjirchadagi atomlar orasidagi masofa katta bo'lganda tizimning energetik spektri ayrim atomlar uchun diskret (uzoq-uzoq) sathlar ko'rinishida bo'ladi va har bir sath sakkiz karra aynigan bo'ladi.



1.3-rasm.



1.4-rasm.

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 (1.4-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.

1.3. Boshqa turdagi sirt sathlari

Tamm va Shokli turidagi sathlar muntazam kristall sirtida mavjud bo'lishi mumkin. Muayyan texnologiya bo'yicha olingan yarimo'tkazgich 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. Sirdagi 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 sirdagi sathlar zichligi har xil bo'ladi. Zichligi katta bo'lganda bu sathlar ham energetik sohalar tashkil qilishi mumkin.

? Savol va topshiriqlar

1. Tamm sirt holatlari paydo bo'lishining sababi nimada?
2. Shokli turidagi sirdagi holatlar nima sababdan kelib chiqadi?
3. Tamm va Shokli sathlaridan boshqa sathlarni hosil qiluvchi sabablarni aytib bering.

II BOB. YARIMO‘TKAZGICHLAR SIRTIDA FAZOViy ZARYAD SOHASI

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 beradi. 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.

2.1. Yarimo‘tkazgichlar sirtidagi fazoviy zaryad qatlami

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 xossalariga 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 (2.1-rasm).

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

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

bunda, ϵ — dielektrik doimiyligi, 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 xossalriga 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. 2.2-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.

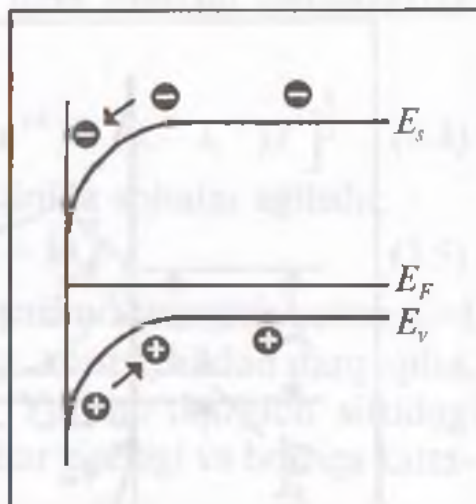
Mazkur nazariya o'z oldiga quyidagi masalalarni qo'yadi:

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

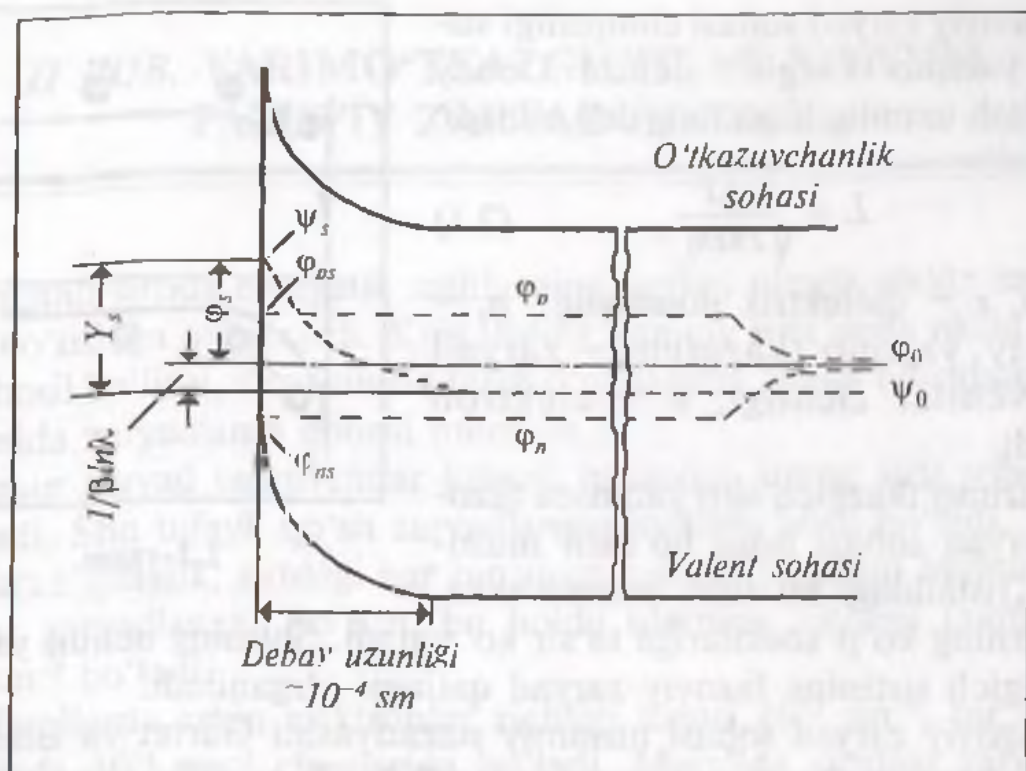
Nazariyada ushbu farazlar qabul qilingan:

- 1) yarimo'tkazgich hajmida kirishmalar zichligi kichik, binobarin, yarimo'tkazgich aynimagan va sohalardagi elektronlar hamda kovaklarga nisbatan klassik Bolsman statistikasini qo'llash mumkin;

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



2.1-rasm.



2.2-rasm.

3) kristall hajmida kirishmalar to'la ionlashgan deb hisoblanadi. Kremniyda III va V guruh elementlar kirishmalari sathi xona temperaturasida (300 K) to'la ionlashgan bo'ladi. Sirt yaqinida elektrostatik potensial $\varphi(x)$ ning o'zgarishi qonuniyatini topish uchun *Puasson tenglamasini* yechish kerak:

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

bunda, ϵ — dielektrik doimiy, $\rho(x)$ — zaryadlar zichligi.

O'lchamsiz kattaliklar kiritiladi:

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

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

bunda, $\beta = \frac{e}{kT}$, F_p , 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 argumentlar-ning muayyan funksiyasi:

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

Sirtning energetik sxemasidan sirt yaqinida sohalar egilishi:

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

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 qaraladi.

2.2. Fazoviy zaryad sohasining ko‘rinishi

(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 sohalarda $\varphi(x)$ funksiyasini topish qulayroqdir. Odatda uch soha: siyraklashtirilgan soha, inversion qatlam va boyitilgan soha ko‘rib chiqiladi.

1. Siyraklashtirilgan sohada sohalaridagi erkin zaryad tashuvchilar zichligi kompensirlanmagan kirishmalar zichligidan ancha kichik bo‘ladi. Agar n -turidagi yarimo‘tkazgichda sohalar yuqoriga egilgan ($Y_s < 0$) bo‘lsa, p -turidagi yarimo‘tkazgichda sohalar pastga ($Y_s > 0$) egilgan bo‘lsa, siyraklashtirilgan sohasi vujudga keladi.

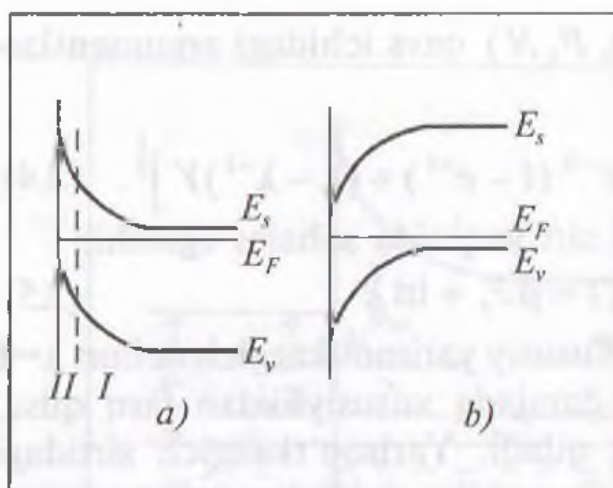
Bu sohada $F(Y, \lambda, P, N)$ funksiyada birinchi va ikkinchi hadlar uchinchidan kichik, binobarin:

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

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 (2.3-rasm, a, b).



2.3-rasm.

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 legirlanishi 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.

2.3. Sirdagi elektr o'tkazuvchanlik

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

$$G_p = \text{Ln}_i e^{\frac{1}{2} \beta (F_p - \varphi_s)}, \quad (2.9)$$

$$G_n = \text{Ln}_i e^{\frac{1}{2}(\varphi_s - F_n)} \quad (2.10)$$

Bu ortiqcha zichliklar sirtidagi o'tkazuvchanlik o'zgarishini aniqlaydi:

$$\Delta\sigma_s = e\mu_p(G_n + bG_p), \quad (2.11)$$

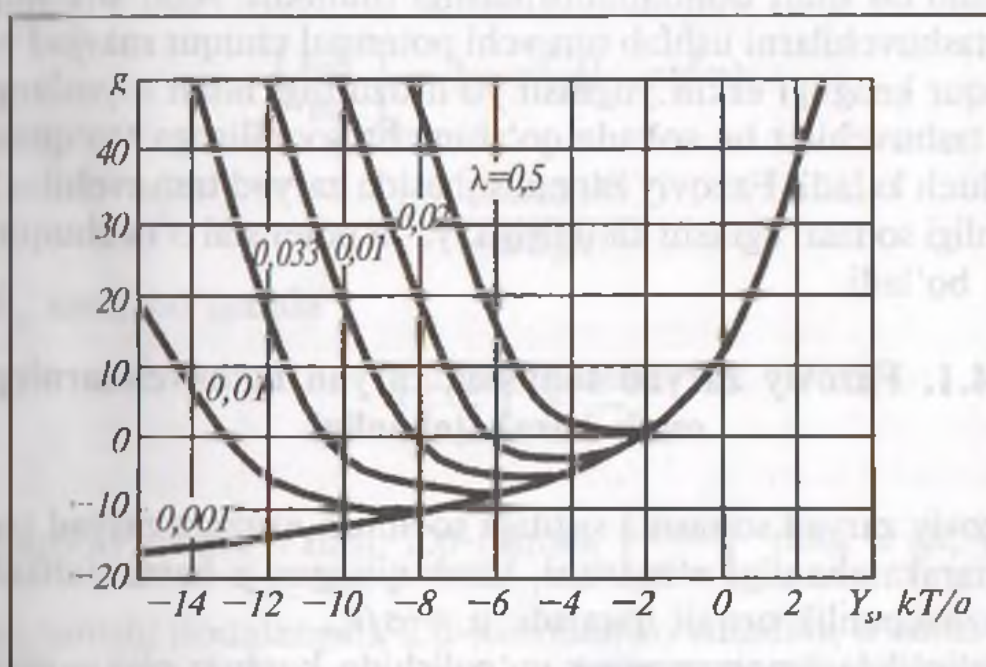
bunda $b = \mu_n/\mu_p$, μ_n va μ_p — elektronlar va kovaklar harakatchanligi. Bu hisobda zaryad tashuvchilar harakatchanligi hajmda va sirtida bir xil deb olingan. Ammo sirtidagi harakatchanlik hajmdagisidan kichikroq bo'ladi (sirtidagi qo'shimcha sochilish hisobiga). Shuning uchun $\Delta\sigma_s$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

Statsionar holda ($P=N=0$)

$$\Delta\sigma_s = \frac{1}{2} e\mu_p \text{Ln}_i g \lambda^{-1/2}, \quad (2.12)$$

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

g ning turli λ qiymatlariga tegishli qiymatlari hisoblanib, jadvallari tuzilgan. n -turdagi yarimo'tkazgich uchun sirtidagi o'tkazuvchanlik integrali (2.13) ifodaning sohalar egilishi Y_s ga bog'lanishi egri chiziqlari ko'rsatilgan. Bunda $g(Y_s)$ egri chiziqda minimumlarning mavjud bo'lishi quyidagicha tushuntiriladi (2.4-rasm).



2.4-rasm.

Y_s ning musbat qiymati oshib borgan sari sohalar pastga egila boradi. n -turdagi yarimo'tkazgich sirtidagi o'tkazuvchanligi sirtida 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 sirtidagi 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 xossalriga (λ va b ga) bog'liq.

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

2.4. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilar harakatchanligi

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'qnashishlarga) duch keladi. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilar harakatchanligi sohalar egilishi kattaligiga, ya'ni potensial o'ra chuqurligiga bog'liq bo'ladi.

2.4.1. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilarning omik harakatchanligi

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 (2.5-rasm).

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

$$I_x = \int_0^{\infty} i_x(z) dz \quad (2.15)$$

hisoblanadi. Bu integral ikki hol uchun hisoblangan:

1) $\varphi(t) = E_{zs} Z$, E_{zs} — doimiy. Bunda

sirdagi 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

$$N_1 = C \left(\frac{2\pi kT}{m} \right)^{3/2} \frac{kT}{eE_{zs}} \quad (2.16)$$

I_x tok ifodasi ham aniqlangan:

$$I_x = \pi^{1/2} D_1 \alpha kT [1 - e^{-\alpha^2} (1 - \operatorname{erf} \alpha)] \quad (2.17)$$

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

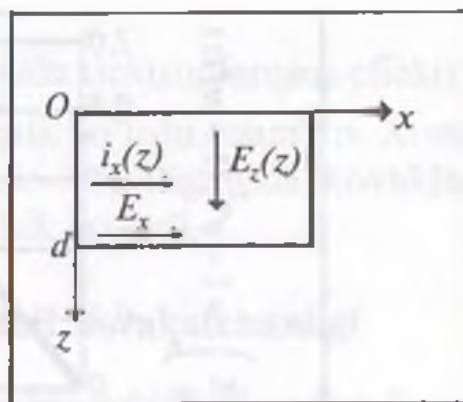
$$\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_0} \right)_{\sigma} = 1 - e^{-\alpha^2} (1 - \operatorname{erf} \alpha), \quad (2.18)$$

$$\alpha = \frac{(2mkT)^{1/2}}{eE_{zs}\tau} \quad (2.19)$$

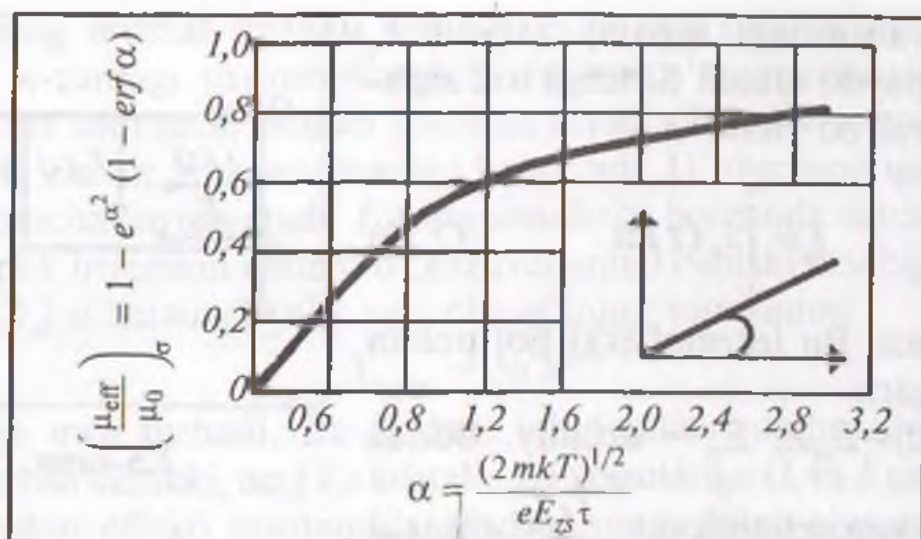
E_{zs} katta bo'lganda

$$\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_0} \right)_{\sigma} \approx \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \quad (2.20)$$

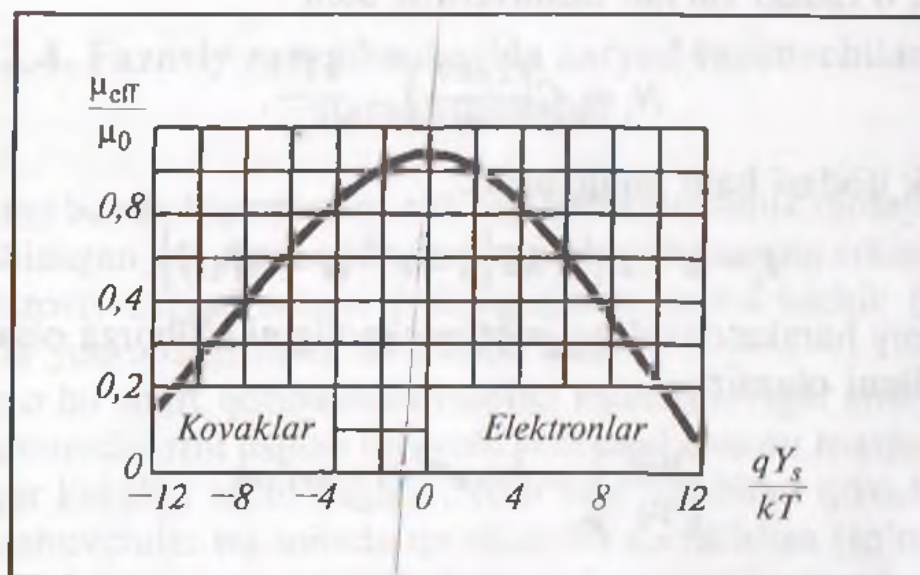
Taqribiy nisbat o'rinli. 2.6-rasmda $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_0} \right)_{\sigma}$ ning α ga, ya'ni E_{zs} ga bog'lanishi ifodalangan. 2.6-rasmdan ko'rinadiki, α katta (sohalar eptilishi kichik) bo'lganda sirdagi sodiqchilik ~~ni qat'iyan~~ emas, effektiv harakatchanlik amalda hajmiy harakatchanlikka teng ($\mu_{eff}/\mu_0 > 1$).



2.5-rasm.



2.6-rasm.



2.7-rasm.

Ammo α kichik (sohalar egilishi katta) bo'lganda effektiv harakatchanlik hajmiysidan bir necha marta kichik bo'lishi mumkin.

2) $\varphi(z)$ ni Puasson tenglamasidan topiladi. Bu holda $(\mu_{eff}/\mu_0)_\sigma$ uchun ifoda ancha katta. 2.7-rasmda xususiy o'tkazuvchanlik germa-niy uchun hisoblangan bog'lanish keltirilgan. $Y > 0$ (sohalar pastga egilgan) bo'lgan holda potentsial 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 temperaturasida va sirdagi potensial 0,25 V bo'lganida kovaklar harakatchanligi hajmdagidan 2 marta kichik bo'ladi.

2.4.2. Fazoviy zaryad sohasida Xoll harakatchanligi

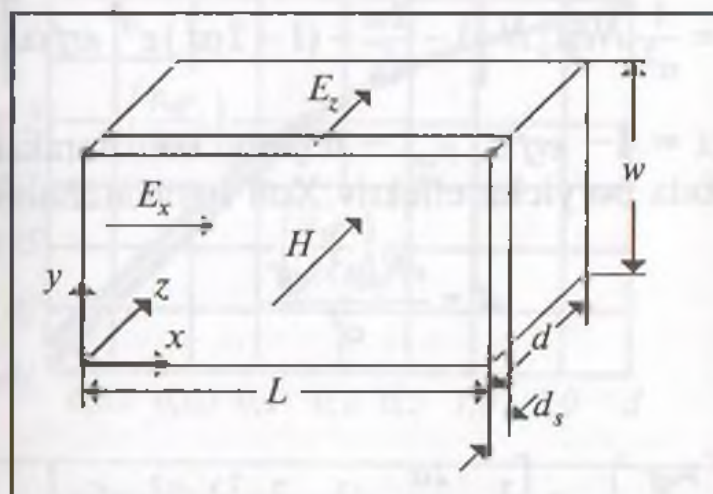
Xoll effekti bo'yicha o'lchashlarni amalga oshirib, harakatchanlikni aniqlash mumkin: $\mu_n = R\sigma$; bunda, R – Xoll doimiysi, σ – o'tkazuvchanlik. μ_n – mikroskopik yoki o'tkazuvchanlik bo'yicha μ (omik) harakatchanlikdan farq qiladi: $\mu_n = \chi\mu$, bundagi χ ko'paytgich 1 dan 2 gacha o'zgaradi, 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.

2.8-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,



2.8-rasm.

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:

$$I_x = \int_0^d ix(z) dz, \quad (2.22)$$

$$I_y = \int_0^d iy(z) dz = 0. \quad (2.23)$$

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

$$\sigma = \frac{I_x}{E_x W d}, \quad (2.24)$$

$$R = \frac{E_y W d}{I_x H} \quad (2.24)$$

ifodalarga ega.

I_x (2.22) ifodadan va E_y (2.23) ifodadan aniqlanadi. Buni (2.24) va (2.25) ga qo'yib sirtidagi o'tkazuvchanlik σ va Xoll doimiysi R ni hisoblash mumkin.

σ uchun ifoda σ_s uchun olingan (2.24) ifodaga mos tushadi, ammo

$$R = \frac{1}{\sigma^2} Ne\mu_b^2 H \left[1 - \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} - (1 - 2\alpha^2) e^{\alpha^2} \operatorname{erfc} \alpha \right], \quad (2.26)$$

bu yerda, $\operatorname{erfc} \alpha = 1 - \operatorname{erf} \alpha$, μ_{bn} – hajmiy Xoll harakatchanligi.

Quyidagi ifoda bo'yicha effektiv Xoll harakatchanligi kiritiladi:

$$R = \frac{eN(\mu^2)_{eff}}{\sigma^2}. \quad (2.27)$$

Binobarin,

$$\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b} \right)_H = \left[1 - \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} - (1 - 2\alpha^2) e^{\alpha^2} \operatorname{erfc} \alpha \right]. \quad (2.28)$$

Soniy hisob ko'rsatishicha, $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_H$ nisbat $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_\sigma$ dan birmuncha farq qiladi. α katta bo'lganda (E_z kichik, sohalar egilishi ham kichik) ikkala nisbat ham 1 ga intiladi.

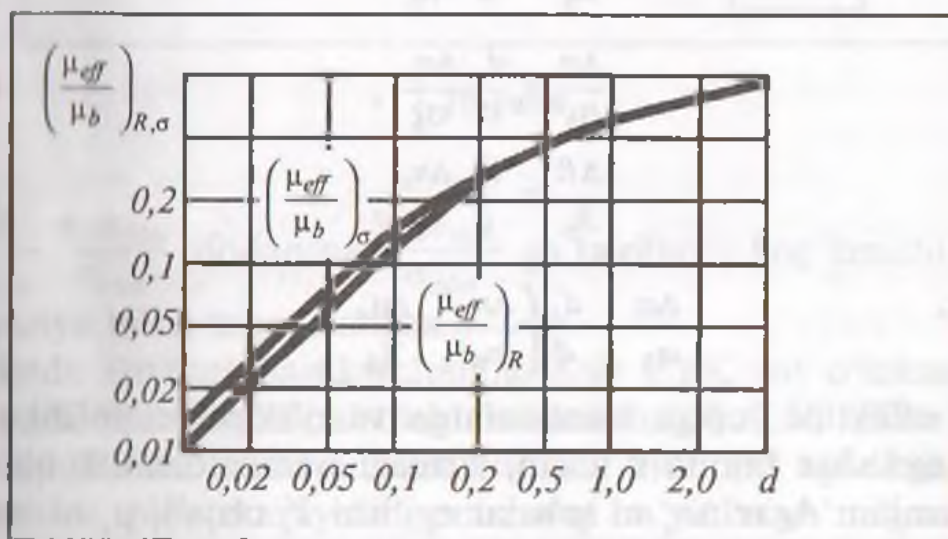
Kichik α larda (sohalar egilishi katta) $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_\sigma$ egri chiziq biroz yuqorida joylashgan $\alpha \rightarrow 0$ bo'lganda:

$$\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_\sigma = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}}, \quad \left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_H = \alpha. \quad (2.29).$$

2.4.3. Sirdagi sohada zaryad tashuvchilar harakatchanligini tajribada o'rganish

Mumkin bo'lgan o'lchash sxemalarining eng qulay ko'rinishi 2.9-rasmda tasvirlangan. Bunda zaryad tashuvchilar effektiv harakatchanligi yupqa namunalarda o'lchanadi, chunki bunday namunalarda sirdagi sochilish muhim bo'ladi.

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 sirdagi kattaliklarga, b indeks hajmiy kattaliklarga tegishli bo'ladi.



2.9-rasm.

2.10-rasmdan ko'rinadiki, Xoll kuchlanishini

$$V = \frac{RIH}{d} = \frac{I}{G} = \frac{V_b G_b + V_s G_s}{G_b + G_s} \quad (2.30)$$

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:

$$V_b = \frac{R_b I_b H}{d_b}; \quad G_b = \sigma_b \frac{L d_b}{W}; \quad \frac{I_b}{I} = \frac{G_b}{G} = \frac{\sigma_b d_b}{\sigma_b d_b + \sigma_s d_s}, \quad (2.31)$$

$$V_s = \frac{R_s I_s H}{d_s}; \quad G_s = \sigma_s \frac{L d_s}{W}; \quad \frac{I_s}{I} = \frac{G_s}{G} = \frac{\sigma_s d_s}{\sigma_b d_b + \sigma_s d_s}. \quad (2.32)$$

(2.31) va (2.32) ifodalarni (2.27) ga qo'ysak,

$$R = d \frac{R_b d_b \sigma_b^2 + R_s d_s \sigma_s^2}{(d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)^2} \quad (2.33)$$

solishtirma o'tkazuvchanlik uchun $\sigma = \frac{1}{d} (d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)$ ifodani olish qiyin emas.

Zonalarining 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

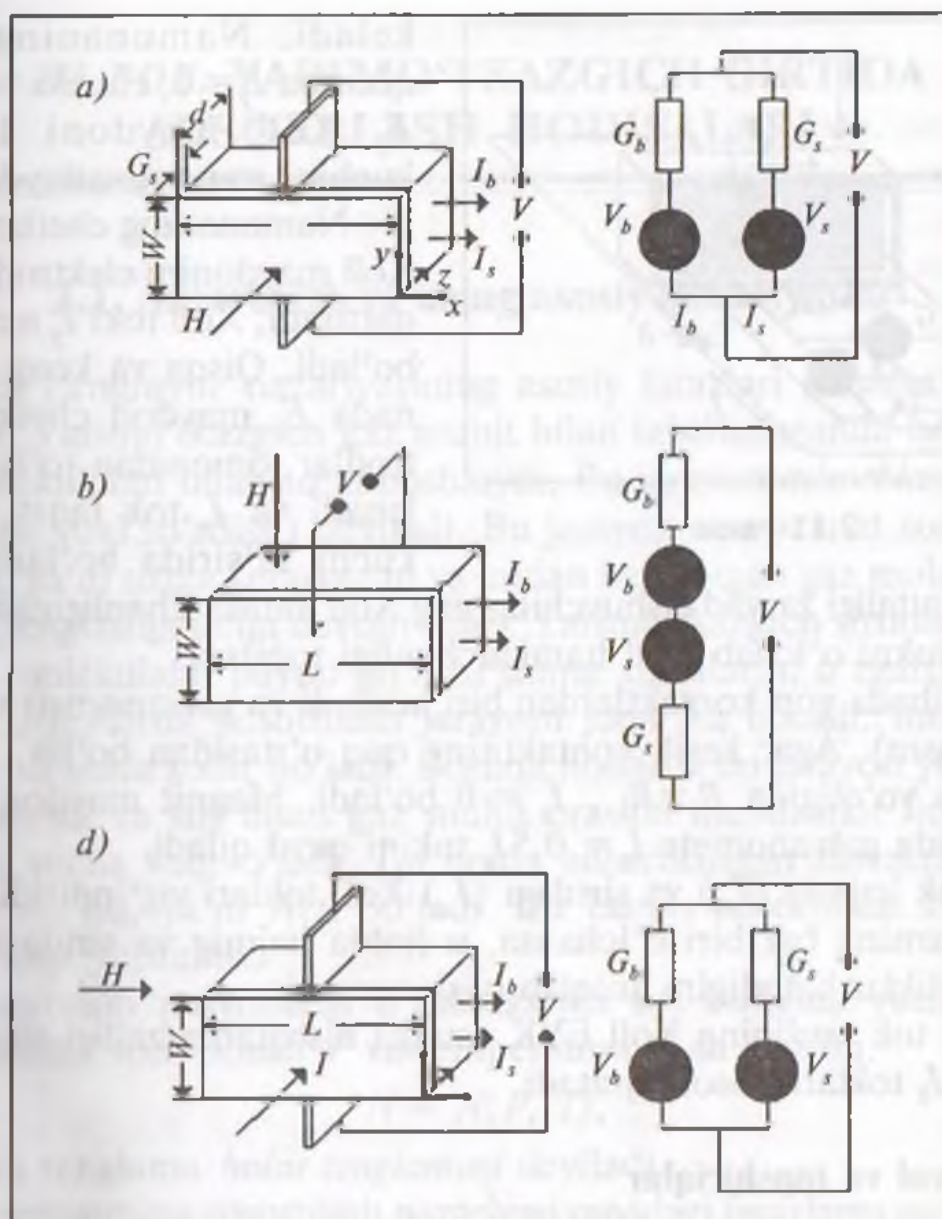
$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta R_s}{R_b}, \quad (2.35)$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta \sigma_s}{\sigma_b}, \quad (2.36)$$

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta n_s}{n_b}, \quad (2.37)$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} \approx \frac{d_s}{d} \left(\frac{\Delta n_s}{n_b} + \frac{\Delta \mu_s}{\mu_b} \right). \quad (2.38)$$

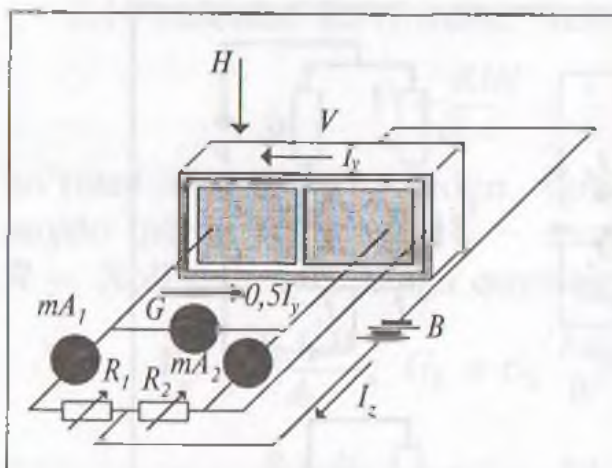
Xoll effektini yupqa namunalarda va o'tkazuvchanlilikni turli sohaviy egilishar holida o'lchab, sirdagi harakatchanlik qiymatini olish mumkin. Agar Δn_s ni sohalar egilishi Y_s orqali, μ_s ni esa turli Y_s larda baholansa, bu holda masala soddalashadi. n_b va μ_b kattaliklar R va σ ni qalin namunalarda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



2.10-rasm.

$\frac{R}{R_{\max}} \frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ ifodaning $\frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ ga tajribaviy bog'lanishi topilgan va nazariya bilan taqqoslangan.

Odatda sirdagi harakatchanlik Xoll EYK ini o'lchash orqali aniqlanadi. Shuningdek, sirdagi 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 magnet maydonga joylansa, zaryad tashuvchilarga ta'sir etuvchi Lorens kuchi y yo'nalishida Xoll toki paydo qiladi va E_y maydon vujudga



2.11-rasm.

keladi. Namunaning o'rtasida $I_y = 0$, chunki bu joyda E_y Xoll maydoni Lorens kuchini muvozanatlaydi.

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 $I_g = 0,5I_y$ tokini qayd qiladi.

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

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



Savol va topshiriqlar

1. Yarimo'tkazgichlar sirtida fazoviy zaryad sohasi paydo bo'lishini tushuntiring.
2. Sirdagi elektr o'tkazuvchanlik va uning hajmiy o'tkazuvchanlikdan qanday farqlari bor?
3. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilarning omik harakatchanligi xususiyatlarini aytib bering.
4. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilarning Xoll harakatchanligining omik harakatchanlikka munosabati qanaqa?
5. Sirdagi harakatchanlikni o'rganishning qanday usullari bor?

III BOB. YARIMO'TKAZGICH SIRTIDA ADSORBLASH HODISALARI

3.1. 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 adsorblangan molekulalar paydo bo'lishi uning xossalarini o'zgartiradi.

Ba'zi hollarda adsorblash jarayoni juda tez boradi, muvozanat deyarli bir onda sodir bo'ladi. Boshqa hollarda bu jarayon yetarlicha sekin 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:

$$N = N(P, T). \quad (3.1).$$

(3.1) 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. Sirtidagi adsorbsion markazlar soni mazkur sirt uchun doimiy berilgan kattalik. U temperaturaga bog'liqmas va sirtning to'ldirilishi uni o'zgartirmaydi.

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

3.2. Adsorblash kinetikasi

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

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P(N^* - N) - \beta N, \quad (3.2)$$

bo'ladi. Bundan

$$\alpha = \chi s / \sqrt{2\pi M k T}, \quad \beta = \eta e^{-E_b / kT} \quad (3.3)$$

kelib chiqadi. (3.2) tenglamadagi birinchi had 1 s da sirtning 1 sm² ga keluvchi molekularlar sonini, ikkinchi had esa shu vaqtda shu sirtidan ketuvchi molekularlar 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 bo'ladi. Adsorblash tezligi uchun

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P N^* \quad (3.4)$$

tenglamani olamiz.

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

$$N(t) = \frac{N^*}{1+b/p} (1 - e^{at}), \quad (3.5)$$

bunda $a = \alpha P + \beta$, $b = \beta / \alpha t \ll 1/\alpha$ bo'lganda (3.5) yechim (3.4) ifodaga mos tushadi. Bu Lengmyur ifodalari bo'lib, haqiqatda kuzatiladi, ba'zan esa Roginskiy—Zeldovich tenglamasi

$$\frac{dN}{dt} = C e^{-\gamma/N} \quad (3.6)$$

va uning yechimi

$$N(t) = \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (3.7)$$

qo'llaniladi, bunda $\gamma > 0$. Dastlab bu yechim CO ning MnO₂ sirtida adsorblanish kinetikasi uchun qo'llangan va ijobiy natija olingan.

3.3. Adsorbsion muvozanat

Agar $t = \infty$ (adsorbsion muvozanat o'rnatilgan) deb hisoblansa, (3.5) dan izoterma tenglamasi hosil qilinishi mumkin:

$$N(t) = \frac{N^*}{1+(b/p)} \quad \text{yoki} \quad N(t) = N^* \frac{P/b}{1+P/b}, \quad (3.9)$$

bunda $b = b_0 \exp(-E\alpha/kT)$.

Kichkina bosimlar sohasida ($P \ll b$ yoki $N \ll N^*$):

$$N = N^* P/b. \quad (3.10)$$

Agar adsorblash vaqtida molekula ikkita atomga ajralsa (masalan, H_2 molekulasi ikkita H atomiga), (3.9) o'rniga

$$N = \frac{N^*}{1+\sqrt{b/P}} \quad (3.11)$$

holda o'rinli bo'lib, past bosimlar sohasida

$$N(t) = N^* \sqrt{\frac{P}{b}} \quad (3.12)$$

bo'ladi.

Gaz muhit bir qancha gazlar aralashmasidan iborat bo'lsa, har bir gaz uchun izoterma

$$N(t) = N^* \frac{P_i / b_i}{1 + \sum_i P_i / b_i} \quad (3.13)$$

ko'rinishida bo'ladi. Agar hamma gazlar bir xil markazlarda adsorblansa, u holda

$$N(t) = N^* \frac{P_i / b_i}{1 + \sum_i P_i / b_i}. \quad (3.14)$$

Lengmyurning (3.9) izotermasi hamma vaqt ham tajribada tasdiqlanmaydi. Ko'pincha Freydlxning

$$N = CP^n \quad (3.15)$$

darajali izotermasi (bunda C va $n < 1$ — doimiylar) yoki

$$N = C \ln(P/P_0) \quad (3.16)$$

logarifmik izoterma (C va P_0) o'rinli bo'ladi. Yuqorida adsorbsion muvozanat o'rnatilganda qanday qonuniyatlar bo'lishligi va ularning bajarilishi haqida qisqacha to'xtaldik. Endi adsorblash kinetikasi haqida

ma'lumot beramiz. Faraz qilaylik, sirt va gaz muhiti orasida adsorbsion muvozanat o'rnatilgandan so'ng bosim keskin kamayadi — adsorblangan molekular sirtga tashlab keta boshlaydi, desorblash jarayoni boshlanadi.

(3.2) tenglamani $t = 0$ da $N = N_0$ bo'ladi (N_0 muvozanatliq to'ldirilganlik) degan boshlang'ich shartga tayanib yechilsa,

$$N = N_0 e^{-\beta t} \quad (3.17)$$

kinetika tenglamasini olamiz. Desorblash (adsorblash temperaturasi) natijasida haqiqatda sirtga hamma adsorbatni uzoqlashtirib bo'lmaydi. Molekulalarning bir qismi qaytmas ravishda adsorblanganicha qoladi. Ularni sirtga uzoqlashtirish uchun temperaturani yetarlicha ko'tarish kerak.

3.4. Fizik va kimyoviy adsorblash

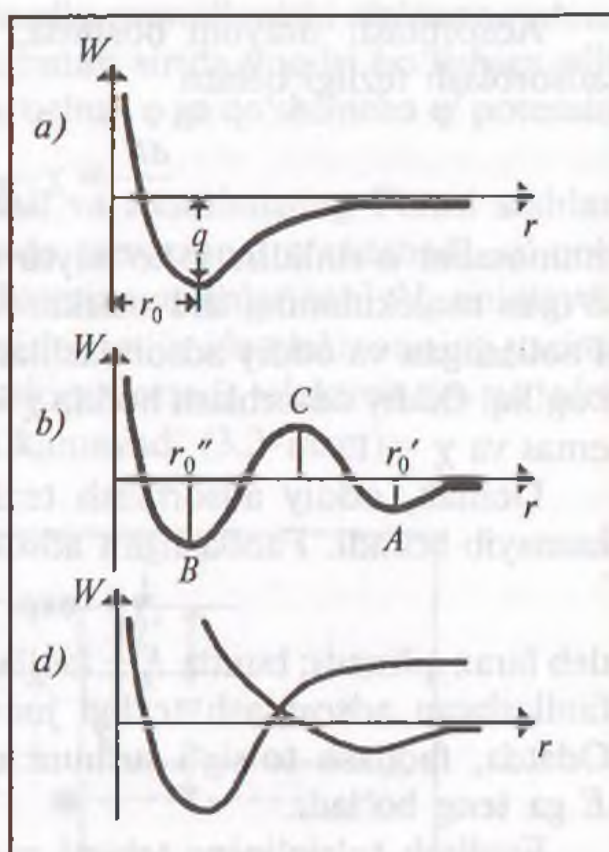
Fizik va kimyoviy adsorblashlar orasida qanday farq bor? Bu farq adsorblangan molekularni sirtga tutib turuvchi kuchlar tabiati har xilligidan kelib chiqadi.

Haqiqatan, qattiq jism bilan molekula orasida vujudga kelib adsorblashni taqozo qiluvchi kuchlar turli tabiatli bo'ladi. 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. 3.1-rasm, *a* da sistema W energiya-sining adsorbent sirti va adsorblanuvchi zarra orasidagi r masofa funksiyasi sifatidagi adsorbsion egri chiziqli 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 $E_b \sim 0,01-0,1$ eV bo'lsa, kimyoviy adsorblashda $E_b \sim 1$ eV chamasida. Fizik adsorblashda adsorblanuvchi (sirtga yutiluvchi) molekula va adsorbent panjarasi ikki mustaqil sistema tariqasida qaralishi mumkin. Kimyoviy adsorblashda molekula va panjara bitta kvantmexanik sistemani tashkil etadi.

3.1-rasmda ko'rsatilgan adsorbsion minimumlarni hisoblash masalasi ustida to'xtaylik. 3.1-rasm, *a* dagi $W = W(r)$ egri chiziqli fizik (Van-der-Vaals) adsorblash minimumini hisoblashda muvoza-

matdagi r_0 masofa uchun adsorb-
lanadigan zarra va adsorbent
atomi radiuslari yig'indisiga teng
yoki kichikroq qiymatlar olingan.
Radiuslar yig'indisidan kichik
masofalarda Van-der-Vaals kuchi
o'zaro ta'siri (fizik adsorblash
tushuniladi) ma'nosini yo'qotadi.
Bu holda almashinuv o'zaro
ta'sir kuchiga kiradi. Ko'pincha
adsorbsion egri chiziq $W=W(r)$
3.1-rasm, *b* dagidek chiziladi,
unda energetik (aktivatsion)
to'siq bilan ajralgan ikkita mini-
mum bor. Bunda birinchi chu-
qurmas $r = r_0'$ minimum fizik
adsorblash deb ataladi va chu-
qirroq $r = r_0''$ minimumni kimyo-
viy adsorblashga tegishli deb
hisoblanadi ($r_0'' < r_0'$). Zarraning



3.1-rasm.

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, 3.1-rasm, *d* da ko'rsatilganidek, ikki
adsorbsion egri chiziqlar kesishishi oqibatida vujudga kelishi mumkin.

Endi xemosorblashni ko'rib chiqamiz.

Sistemani dastavval qo'zg'atish (faollash)dan so'ng amalga osha-
digan adsorblashni faollashgan (aktivlashgan) adsorblash deyiladi.
Bunda 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
tez boradi, adsorbsion muvozanat amalda bir onda qaror topadi,
temperatura qancha past bo'lsa, shuncha tezroq yuz beradi. Faollash-
gan adsorblash hamda muvozanat sekin qaror topadi. Adsorblash
tezligini o'lchash mumkin, temperatura qancha yuqori bo'lsa, bu
tezlik shuncha katta bo'ladi. Isitish adsorblashni tezlashtiradi.

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

$$\frac{dN}{dt} = \chi \frac{sN^*}{\sqrt{2\pi MkT}} P \quad (3.18)$$

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

$$\chi \sim \exp(-E/kT) \quad (3.19)$$

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 vodород molekulasini H_2 ning ikkita N atomga ajralishi misolida ko'rib chiqilgan. Umumiy holda

$$N^* \sim e^{-E_1/kT}, \quad \chi \sim e^{-E_2/kT}. \quad (3.20)$$

Faollash energiyasi $E = E_1 + E_2$.

Faollash to'sig'i fizik va kimyoviy adsorblash (xemosorblash) hollarida vujudga kelishi mumkin.

3.5. Yarimo'tkazgichda anion va kationni adsorblash

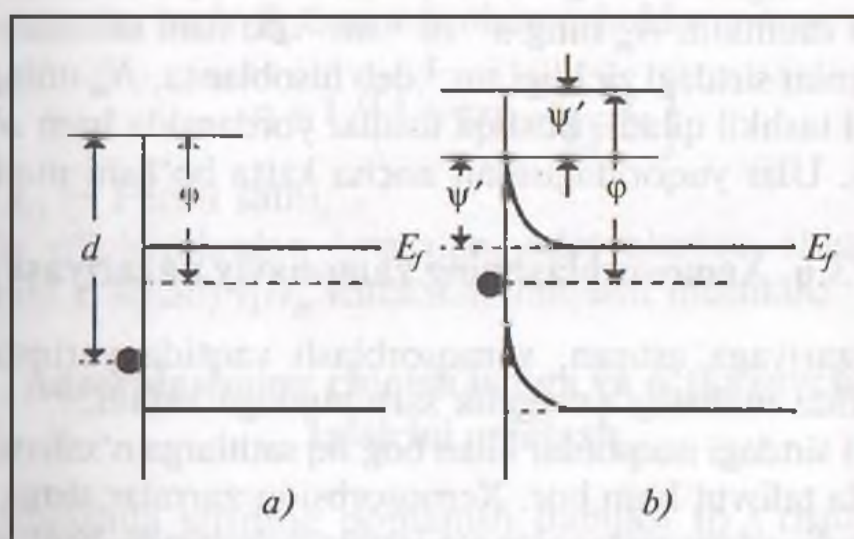
Ko'pincha, kimyoviy adsorblashda adsorblanadigan molekula va yarimo'tkazgich orasida zaryad tashuvchilar almashinuvi yuz beradi, deb hisoblanadi. Bunda sirt zaryadlanadi. Agar N_m adsorbent sirtining 1 sm^2 yuziga adsorblanadigan molekulalar soni teng bo'lsa, sirdagi zaryad zichligi eN_m bo'ladi.

Xemosorblash vaqtida elektron qattiq jismdan adsorblangan atomga o'tsa, unda manfiy ion adsorblanadi. Buni *anion adsorblash* deyiladi va u n -tur yarimo'tkazgichda sodir bo'ladi.

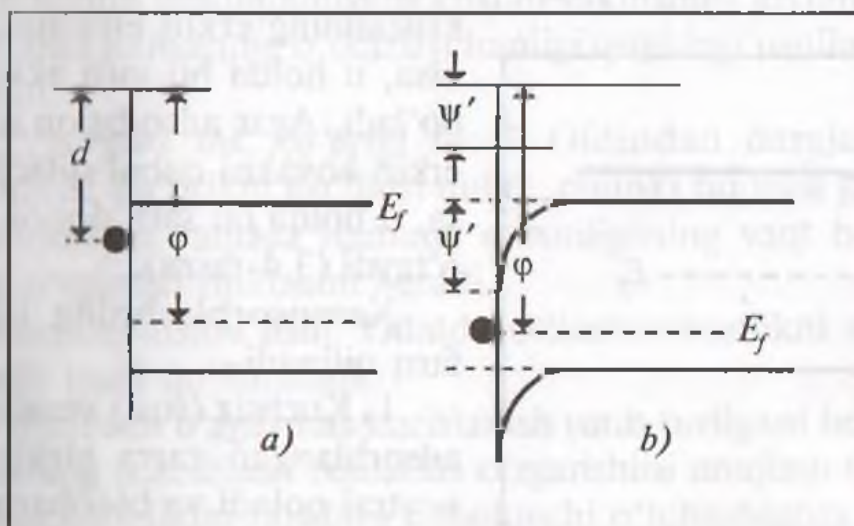
Anion adsorblashda sirtning manfiy zaryadlanishi elektron potensial energiyasining hajmdagiga nisbatan sirtga yuqori bo'lishiga olib keladi. Binobarin, elektron chiqishi uchun ϕ ga qo'shimcha ϕ' potensial to'siq vujudga keladi (3.2-rasm).

Adsorblash davomida ϕ' kristall va adsorbatning Fermi sathlari tenglashguncha ortib boradi. Bunda muvozanat o'rnashadi. ϕ' qo'shimcha to'siq balandligini adsorblangan atomlar soni N_m aniqlaydi.

Xulosa shuki, anion adsorblanishi natijasida elektronning yarim-o'tkazgichdan chiqish ishi ϕ' miqdorga ortadi, elektron (n -tur)ning yarim-o'tkazgich o'tkazuvchanligi kamayadi (3.3-rasm).



3.2-rasm.



3.3-rasm.

Kation adsorblash *p*-tur yarimo‘tkazgichda yuz beradi. Agar yarimo‘tkazgichdan chiqish ishi adsorblangan atomning ionlanish energiyasidan katta bo‘lganda kation adsorblanish kuzatiladi. Bu holda kristall sirtida musbat ion adsorblanadi. Adsorblangan atomlar soni ortib borgan sari sirt yaqinida sohalar pastga egiladi, *p*-tur yarimo‘tkazgichdan chiqishi va uning o‘tkazuvchanligi kamayadi.

Puasson tenglamasini yechib,

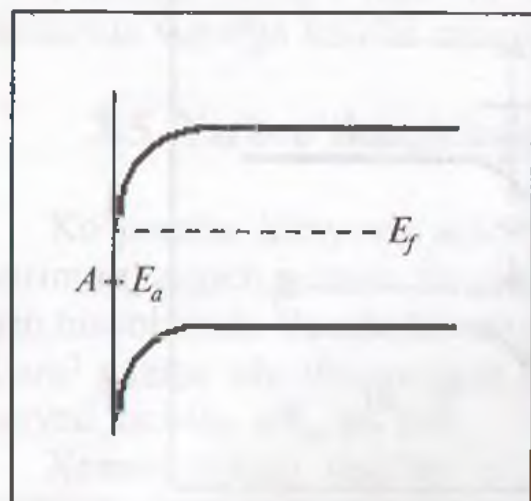
$$N_m = \left[\frac{\epsilon}{2\pi e} n_0 \phi' \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

bog‘lanish olingan. Shunga ko‘ra, tajribadan ϕ' ni aniqlab, N_m ni topib olish mumkin. N_m ning $3 \cdot 10^{12} \text{ sm}^{-2}$ bo‘lishi hisoblab topilgan. Asosiy atomlar sirtidagi zichligi sm^{-2} deb hisoblansa, N_m uning 1% dan kamrog‘ini tashkil qiladi. Boshqa usullar yordamida ham N_m qiymati aniqlanadi. Ular yuqoridagisidan ancha katta bo‘lishi ma‘lum.

3.6. Xemosorblashning zamonaviy nazariyasi

Bu nazariyaga asosan, xemosorblash vaqtida yarimo‘tkazgich kristali sirtida mahalliy energetik sath vujudga keladi.

Bu sath sirtidagi nuqsonlar bilan bog‘liq sathlarga o‘xshaydi. Ammo ular orasida tafovut ham bor. Xemosorbsion zarralar sirtga keladi va undan ketadi, oddiy nuqsonlar esa joyida qolaveradi. Yutilish vaqtida hosil bo‘ladigan sath (E_a) ning vaziyati adsorbent kristall panjarasi xossalariga hamda atomning tabiatiga bog‘liq. Agar adsorbsion sathga



3.4-rasm.

kristallning erkin elektroni joylasha olsa, u holda bu sath akseptor sath bo‘ladi. Agar adsorbsion sath o‘ziga erkin kovakni qabul qiladigan bo‘lsa, u holda bu sath donor vazifasini o‘taydi (3.4-rasm).

Xemosorblashning ikki shakli farq qilinadi.

1. Kuchsiz (sust) xemosorblashda adsorblangan zarra elektr jihatdan neytral qoladi va binobarin, u bilan qattiq jism orasidagi aloqada erkin zaryad tashuvchilar qatnashmaydi.

2. Mustahkam xemosorblashda adsorblangan zarracha elektr zaryadlangan bo'ladi. Kristall panjaraning erkin zaryad tashuvchilari xemosorbsion bog'lanishda bevosita ishtirok etadi.

N_m — kristall sirtida adsorblangan molekullarning umumiy soni, $N_{1/m}$ zaryadlangan holatdagi molekular soni bo'lsin. Adsorblangan molekulaning zaryadlangan holatda bo'lish ehtimolligi $\eta = \frac{N_{1/m}}{N_m}$ ga teng.

Agar bu sath E_a akseptor bo'lsa, u holda

$$\eta = 1 / \left(1 + \exp \frac{E_F - E_a}{kT} \right) \quad (3.22)$$

bo'ladi. Agar bu sath E_d donor bo'lsa, u holda

$$\eta = 1 / \left(1 + \exp \frac{E_d - E_F}{kT} \right) \quad (3.23)$$

bo'ladi, E_F — Fermi sathi.

Elektr o'lchamlardan (masalan, adsorblashda chiqish ishining o'zgarishini o'lchab) ηN_m kattalikni aniqlash mumkin.

3.7. Adsorblashning chiqish ishiga va o'tkazuvchanlikka ta'sirini aniqlash

Adsorblashda sirtning qoplanish darajasi to'g'risida ma'lumot beradigan tajribalar o'tkazuvchanlikni va chiqish ishini o'lchashlardir.

Yarimo'tkazgichlarning elektrik xossalariga adsorblashning ta'sirini o'rganish uchun tadqiqlanuvchi kristall vakuumga joylanadi. Bunday tadqiqotlarda namuning o'tkazuvchanligi quyidagi usullar yordamida o'lchanadi:

1. *O'zgarmas tok ko'prigi usuli.* Oldindan darajalab olingan muvozanatsiz ko'prikn qo'llash qulay, chunki bu usul jarayon kinetikasi adsorblash vaqtida namuna qarshiligining vaqt bo'yicha o'zgarishini o'rganish imkonini beradi.

2. *Kompensatsion usul.* Odatda o'tkazuvchanlikni o'lchashning ikki zondli usuli qo'llaniladi.

3. Namunada o'zgarmas kuchlanish tutib turilgani holda namuna orqali tokning adsorblash oqibatida o'zgarishini aniqlash usuli. Bu eng sodda usul kattaliklar tartibini baholovchi o'lchashlarda qo'llaniladi.

Kontakt potentsiallar ayirmasini o'lchashning butun bir qator usullari mavjud.

Adsorblash jarayonida chiqish ishining o'zgarishini tadqiqlashda yarimo'tkazgich-metall kontaktining metall qatlamida chiqish ishi o'lchashlar vaqtida o'zgarmasligiga ishonch bo'lishi kerak. Tajribalar natijalari ko'rsatishicha bu shart bajariladi.

Biqutbiy (bir vaqtda elektron va kovak) o'tkazuvchanlikli yarim-o'tkazgich uchun adsorblash vaqtida sirt zaryadi ishorasini aniqlashda bir vaqtda ham chiqish ishi, ham o'tkazuvchanlik o'lchansa yaxshi natija olinadi.

Suv bug'lari, spirt, aseton va boshqa moddalarning yarimo'tkazgichga adsorblanishi (sirtiga yutilishi) uning sohalarini pastga egadi, bu esa o'tkazuvchanlik va chiqish ishini o'lchashlarda namoyon bo'ladi. Kislorod odatda chiqish ishini va p -tur kristall o'tkazuvchanligini amalga oshiradi, ya'ni kislorod yutilganda sirt manfiy zaryadlanadi.

Dipol momentli molekulalar muayyan yo'nalishda adsorblanganda sohalar egilishiga molekulalarning kristall bilan bog'lanishi donor yoki akseptor xususiyatli bo'lishiga ta'sir ko'rsatadi. Adsorblash jarayonida sirtga har xil oriyentirlangan molekulalar sohalar egilishini bir tomonga o'zgartirishi mumkin.

Suv bug'i muhitida germaniyning sirdagi o'tkazuvchanligi n -tur, ozon atmosferasida p -tur bo'ladi, quruq kislorod muhitida o'tkazuvchanlik minimumi kuzatiladi. Ba'zi hollarda bosim keng oralikda o'zgarganida ham o'tkazuvchanlik minimumini olish va adsorblash vaqtida hosil bo'ladigan sirdagi sathlar parametrlarini aniqlash mumkin.

Molekulalar adsorblanganda sirdagi potensialning o'zgarish usuli sirdagi elektron holatlar haqida muhim ma'lumot olishga yordam beradi.



Savol va topshiriqlar

1. Adsorblash hodisasi nima?
2. Adsorblashning asosiy qonuniyatlarini bayon qiling.
3. Adsorblash jarayoni borishini tavsiflang.
4. Adsorbsion muvozanat sharoitini bayon qiling.
5. Fizik adsorblash deb qanday adsorblashga aytiladi?
6. Kimyoviy adsorblashni fizik adsorblashdan farqi nimada?
7. Anion va kation adsorblashlarni ta'riflang.
8. Xemosorblash nazariyasi asoslarini tushuntiring.

IV BOB. YARIMO'TKAZGICHLARDA MAYDON EFFEKTI

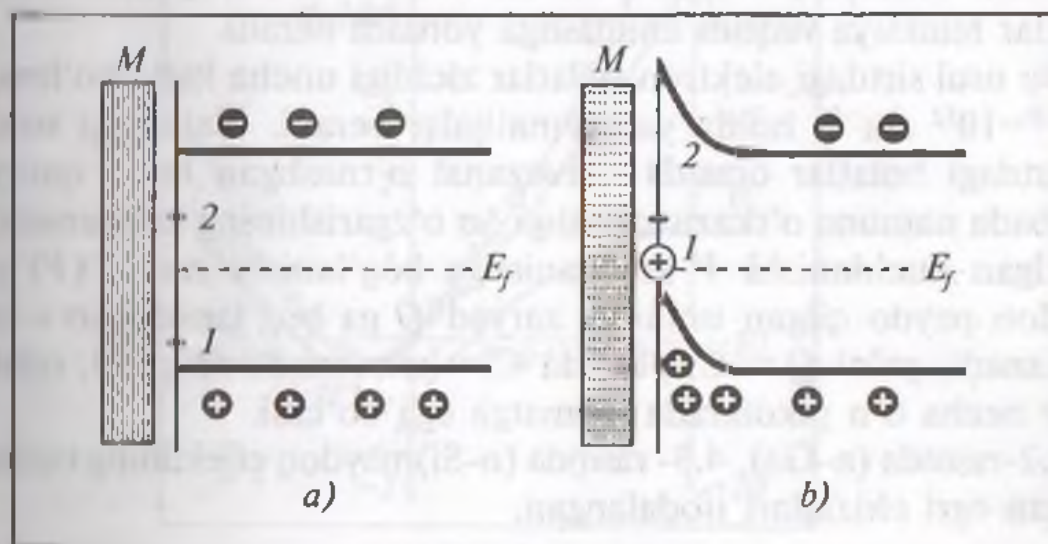
Sirtidagi potensialni o'zgartirishning mukammalroq usuli *maydon effekti* deb atalgan hodisadir.

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 (4.1-rasm, *a*). Kuchlanish berilganda (4.1-rasm, *b*) sirt yaqinidagi sohada kovaklar zichligi hajmdagidan ortiq bo'ladi, energiya sohalarini yuqoriga egiladi.

Yarimo'tkazgich namunasi sirtida hosil qilinadigan maydonni o'zgartirib, sirtidagi 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 elektron holatlari mavjud bo'ladi. Maydon ta'sirida paydo bo'lgan zaryadlarning bir qismi ana shu holatlarga o'tiradi. Sirtidagi holatlar zichligi qancha katta bo'lsa,



4.1-rasm.

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. Tashqi elektr maydon yordamida sirdagi potensialni o'zgartirish usuli oldin qaralgan molekulalar adsorblash usuliga nisbatan qator afzalliklarga ega.

1. Maydon effekti usulida tekshirishlar o'tkazilganda sirdagi holatlar tizimi o'zgarmaydi, adsorblash holida o'zgarish bo'lar edi. Bunda faqat sirdagi holatlarning to'ldirilganligi o'zgaradi. Ammo juda katta kuchlanish hosil qilinganda elektradsorblash hodisasi yuz beradi.

2. Maydon effekti usulida yetarlicha oraliqda sirdagi potensialni amalda uzluksiz o'zgartirib borish va istalgan sohalar egilishini hosil qilish mumkin.

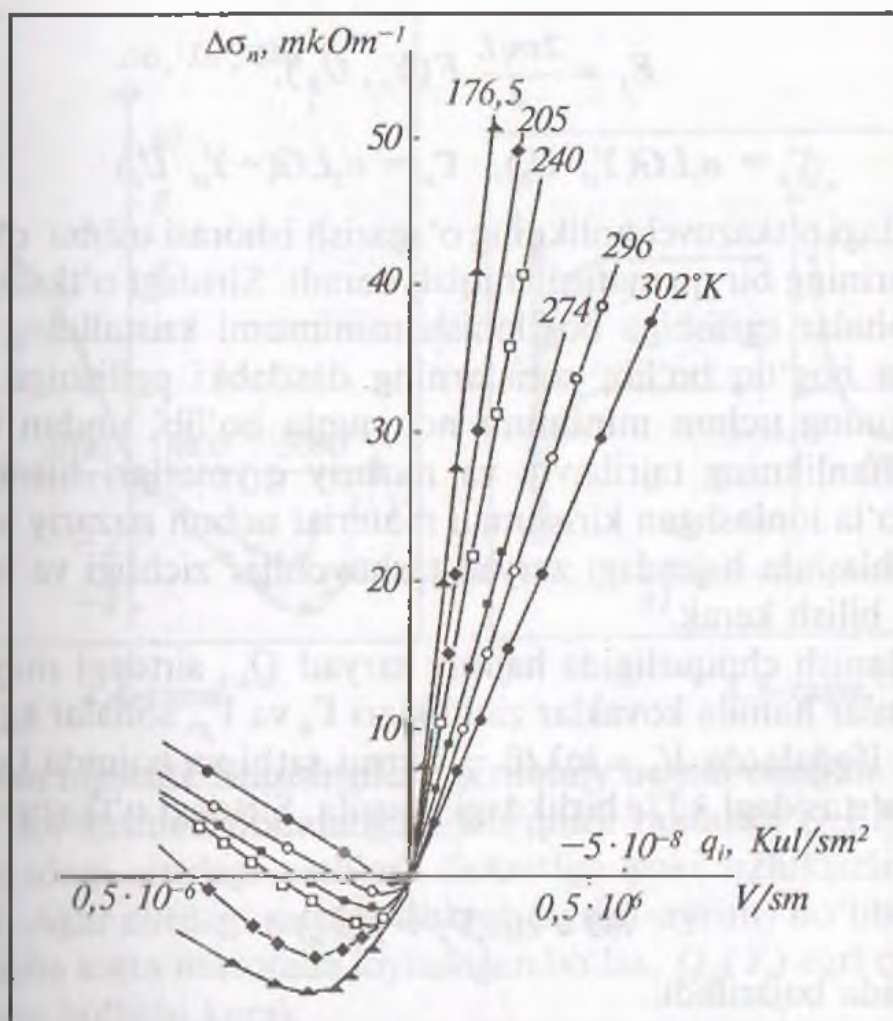
4.1. Maydon effekti usulida yarimo'tkazgichlar sirtining energetik tuzilishini o'rganish

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.

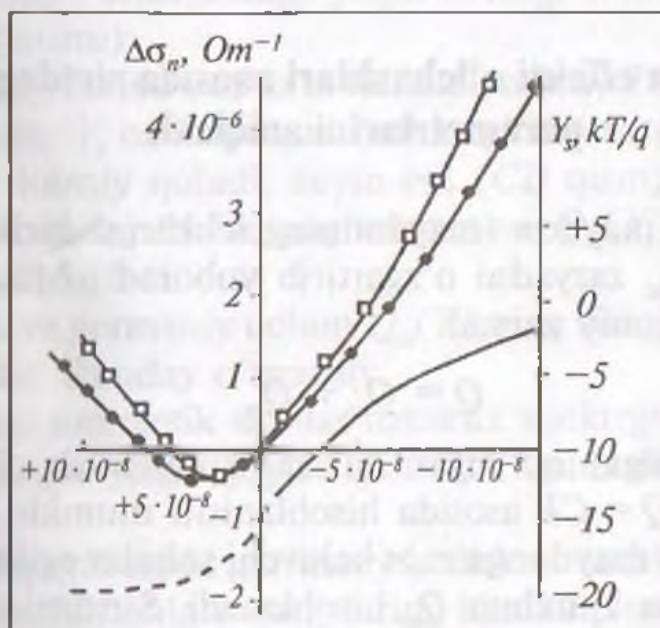
Bu usul sirdagi elektron holatlar zichligi uncha katta bo'lmagan ($\sim 10^{10} - 10^{12} \text{ sm}^{-2}$) holda yaxshi natijalar beradi. Hajmdagi sohalar va sirdagi holatlar orasida muvozanat o'rnashgan holni qaraylik. Tajribada namuna o'tkazuvchanligi $\Delta\sigma$ o'zgarishining kondensatorga qo'yilgan kuchlanishi 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.

4.2-rasmda (n -Ge), 4.3- rasmda (n -Si) maydon effektining tajribada olingan egri chiziqlari ifodalangan.

$$Q_{sc} = 2en_i L F(Y_s, U_b), \quad (4.1)$$



4.2-rasm.



4.3-rasm.

$$E_s = \frac{2en_i L}{\epsilon} F(Y_s, U_b), \quad (4.2)$$

$$\Gamma_p = n_i LG(Y_s, U_b), \quad \Gamma_n = n_i LG(-Y_s, U_b) \quad (4.3)$$

holda sirdagi o'tkazuvchanlikning o'zgarish ishorasi ushbu o'tkazuvchanlik turining bir qiymatini aniqlab beradi. Sirdagi o'tkazuvchanlikning sohalar egilishiga bog'lanish minimumi kristallning hajmiy xossalariga 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_{sc} , sirdagi maydon E_s va elektronlar hamda kovaklar zichliklari Γ_n va Γ_p , sohalar egilishi Y_s bo'lsa, bu ifodalarda $U_b = \ln \lambda / \beta - \text{Fermi sathi}$ va hajmda taqiqlangan soha o'rtasidagi kT/e birlikdagi masofa. Sirdagi o'tkazuvchanlik hisobi

$$\Delta \sigma = \epsilon(\mu_p \Gamma_p + \mu_n \Gamma_n) \quad (4.4)$$

ifoda asosida bajariladi.

Hajmda kirishmalar ionlashish darajasi ixtiyoriy bo'lganda hisob ancha murakkab bo'ladi.

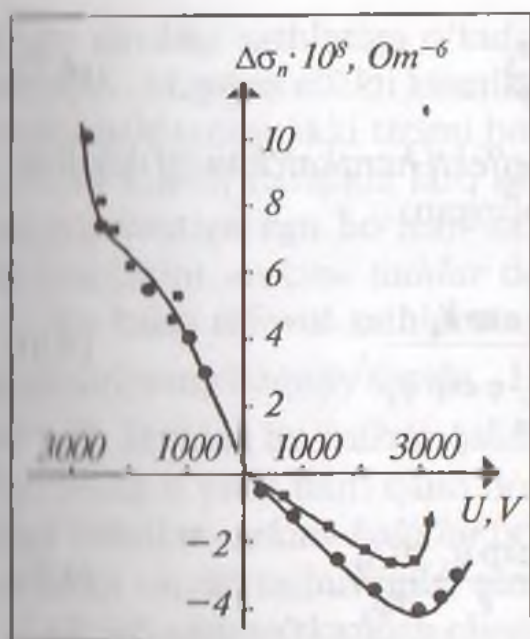
4.2. Maydon effekti o'lchashlari asosida sirdagi sathlar parametrlarini aniqlash

Tashqi elektr maydon (maydonning ichkariga kirishi) ekranlash chuqurligidagi Q_{sc} zaryadni o'zgartirib yuboradi. Maydon ta'sirida hosil bo'lgan umumiy zaryad

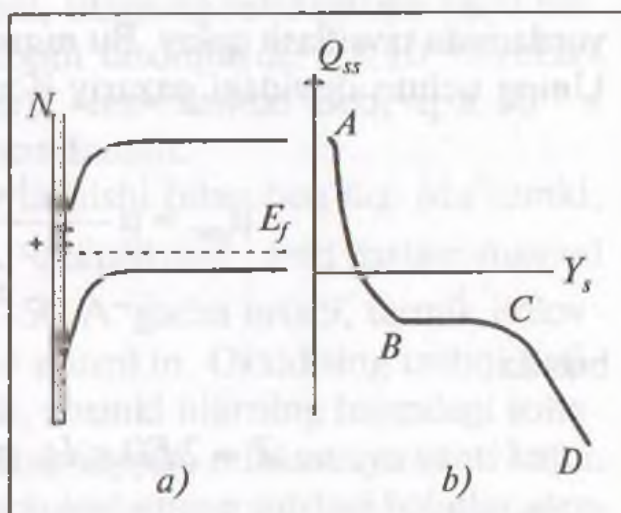
$$Q = Q_{sc} + Q_{ss} \quad (4.5)$$

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 Y_s uchun Q_{sc} hisoblanadi. Sirdagi zaryad

$$Q_{ss}(Y_s) = CV - Q_{sc} Y_s \quad (4.6)$$



4.4-rasm.



4.5-rasm.

ifodadan topiladi. Shuningdek, germaniy uchun olingan $Q_{ss}(Y_s)$ bog'lanish 4.4-rasmda ifodalangan. Bir qator hollarda $Q_{ss}(Y_s)$ bog'lanish namunadagi sirtidagi sathlari diskretligi yoki uzluksizligini aniqlab beradi. Agar sirtidagi sathlar diskret (ayrim-ayrim) bo'lib, bir-biridan yetarlicha katta masofada joylashgan bo'lsa, $Q_{ss}(Y_s)$ egri chiziq pog'onasimon bo'lishi kerak.

Buni 4.5-rasmda ko'rish mumkin. Soha pastga egiladi deyilganda ($Y_s > 0$) dastlab Fermi sathiga yaqin sirtidagi 1-sathi to'ldiriladi (4.5-rasmda, b, AB qismi).

Buor 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 qismida doimiy qoladi, keyin esa (CD qism) 2-sath to'ldirilishi o'zgaradi. Shunday holat pog'onasimon $Q_{ss}(Y_s)$ bog'lanish CH_2O uchun kuzatilgan edi.

Kremniy va germaniy uchun $Q_{ss}(Y_s)$ ning silliq pog'onasiz o'zgarib borishi xosdir. Bunday o'zgarish:

- 1) sirtidagi energetik sathlar uzluksiz spektrga ega bo'lganda;
- 2) bir-biriga yaqin joylashgan sirt sathlarida bu holat o'rinli bo'ladi.

Quyil temperaturada germaniyda diskret sathlar kuzatiladi. Maydon effekti o'lchashlari natijalarini harakatchanlik o'lchamliligiga ega kattalik

$$M_{me} = \frac{d\Delta\sigma_s}{dQ} \quad (4.7)$$

yordamida tavsiflash qulay. Bu *maydon effekti harakatchanligi* deyiladi. Uning uchun quyidagi nazariy ifoda olingan:

$$\mu_{me} = \mu \frac{b^{-1} - \lambda^{-2} \exp Y_s}{1 + \lambda^{-2} \frac{Z}{\exp Y_s} \varphi \exp \varphi_s}, \quad (4.8)$$

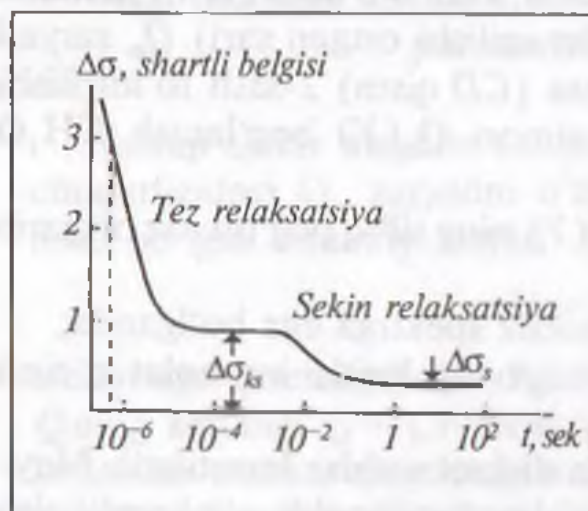
bunda

$$Z = 2F/\lambda n_i L; \quad \varphi = \frac{\exp \varphi_s}{e} \frac{dQ_{ss}}{d\varphi_s}. \quad (4.9)$$

Kremniy uchun sirdagi sathlari parametrlari μ_{ep} ni o'lchash va oddiy yo'l bilan sirdagi sathlarga ushlanish egri chizig'i tahlil etilgan.

4.3. Maydon effekti kinetikasi

Maydon effektining dastlabki tadqiqotlardayoq 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 yarim-o'tkazgichlarida kuzatilgan. 4.6-rasmda $\Delta\sigma_s$ ning τ ga bog'lanishi ifodalangan.



4.6-rasm.

Rasmdan ko'rinadiki, 10^{-8} s tartibidagi vaqtda sirdagi o'tkazuvchanlik dastlabki qiymatidan ancha pastga tushadi, $\sim 10^{-5}$ s da qandaydir $\Delta\sigma_s$ kvazistatsionar qiymatga ega bo'ladi. Keyin yana 10^{-3} s dan sekundgacha, hatto soatlargacha statsionar qiymat $\Delta\sigma_s^{sm}$ ga egalik qiladi.

$\Delta\sigma_s$ ning vaqt o'tishi bilan kamayishiga sabab: maydon hosil qilgan zaryad tashuvchilarning bir

qismini sirtidagi sathlariga o'tadi. U endi o'tkazuvchanlikda qatnasha olmaydi. Maydon effekti kinetikasining bu xususiyati germaniy va kremniyda sathlarning ikki tizimi borligini, ularning relaksatsiya vaqti birbiridan 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.

Bu katta tafovut sathlarning joylashishi bilan bog'liq. Ma'lumki, germaniyni haqiqiy sirtida ~ 10 Å qalinlikdagi oksid qatlam mavjud bo'ladi. Havoda bu qatlam qalinligi ~ 50 Å gacha ortadi, termik ishlordan 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. 4.7-rasmdagi diagrammalar yordamida maydon effekti kinetikasini batafsil qarab chiqamiz.

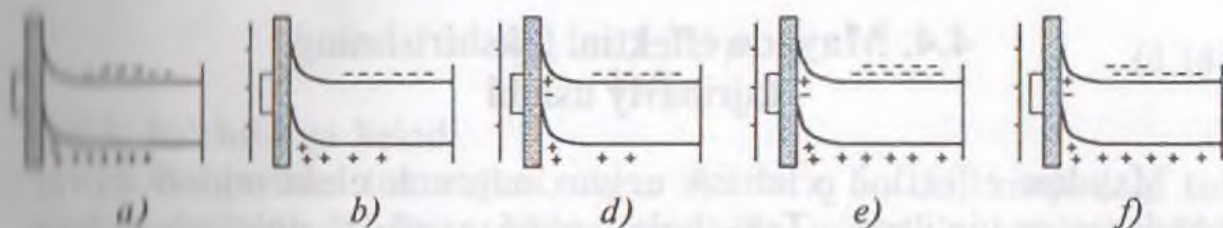
Maydon kiritilguncha n-Ge namunasi sirtida inversion qatlam mavjud bo'lsin (sohalarning boshlang'ich egilishi yuqoriga qaragan, 4.7-rasm, a).

Metall plastinka manfiy bo'ladigan qilib maydon kiritamiz (kuchlanish beramiz) (4.7-rasm, b). Plastinkadagi zaryadni neytrallash uchun mavjasiy zaryad tashuvchilar (kovaklar) hajmdan sirt yaqinidagi soha- ga, elektron esa hajmdan 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:

$$\Delta\sigma_s = eN(\mu_{ps} - \mu_{nb} - \mu_{pb}). \quad (4.10)$$

Bu $\Delta\sigma_s$ ning o'rnashish jarayoni diffuzion—dreyf muvozanat hosil bo'ladi (Maksvell relaksatsiya vaqti) $\tau_m = \epsilon/4\pi\sigma_0$ vaqt davomida yuz boradi, bunda, σ_0 — namunaning solishtirma qarshiligi.



4.7-rasm.

Bu vaqt zaryad tashuvchilarning ekranlanish masofasiga teng masofaga diffuziyasi vaqtiga to'g'ri va mazkur materialning RC si bilan aniqlanadi. Tekshirilgan Ge namunalari uchun $\tau_m \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ s bo'lgan.

Bundan keyin $\tau_s \sim 10^{-8}$ s relaksatsiya vaqti davomida sohalar va «tez» sathlar orasida muvozanat paydo bo'ladi (4.7-rasm, d): «tez» sirtidagi sathlar va hajmiy zaryad sohasidagi umumiy zaryad eN ga teng. Agar umumiy zaryadning sirtida o'rnashgan qismini x orqali belgilasak, u holda maydon paydo qilingandan 10^{-8} s keyin o'tkazuvchanlik o'zgarishi

$$\Delta\sigma_s = eN[(1 - x)\mu_{ps} - \mu_{nb} - \mu_{pb}] \quad (4.11)$$

bo'ladi. Namunada ortiqcha zaryad tashuvchilar yashash vaqtiga 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-rasm, e).

O'tkazuvchanlikning $\sim 10^{-5}$ s o'tgandan keyingi o'zgarishi

$$\Delta\sigma_s = eN(1 - x)\mu_{ps} \quad (4.12)$$

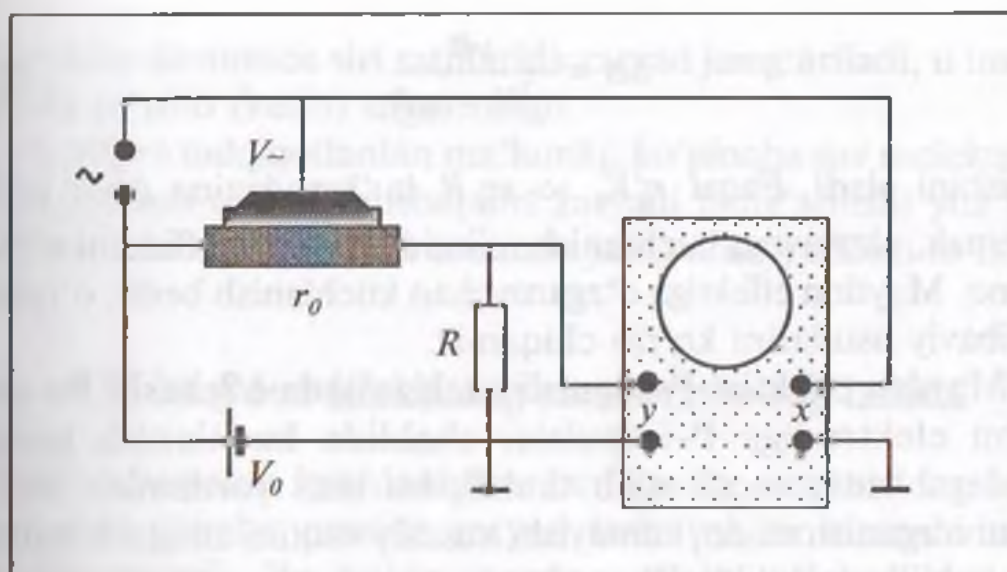
$\Delta\sigma_s$ ning keyingi o'zgarishi zaryad tashuvchilarning «sekin» sirtidagi sathlarga o'tishi bilan bog'liq bo'ladi (4.7-rasm, f). Ularning zichligi katta bo'lganligi uchun maydon paydo qilgan barcha zaryadlar «sekin» sathlarga o'tib olishi mumkin. Sohalarning sirt yaqinida egilishi o'zining oldingi 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.

4.4. Maydon effekti tekshirishning tajribaviy uslubi

Maydon effekti o'lchash uchun namuna elektroddan iborat kondensator yig'iladi. «Tez» holatlardagi zaryadni aniqlash uchun o'zgaruvchan kuchlanishga asoslangan maydon effekti usuli qo'lla-



4.8-rasm.

iladi. Uning prinsipial sxemasi 4.8-rasmda tasvirlangan. Ge namunasiga bir necha volt V_0 o'zgarmas kuchlanish beriladi. Maydoniy elektrodga V o'zgaruvchan kuchlanish ulanadi. Natijada yuklama qarshilik R da V o'zgaruvchan signal paydo bo'lib, u Y - ossillograf plastinasiga uzatiladi. Agar ossillografning X plastinasiga ma'lum kuchlanish berilsa, ekranda o'tkazuvchanlik o'zgarishining V o'zgaruvchiga bog'lanishini bevosita kuzatish mumkin. Signal bilan namuna qarshiligi orasidagi bog'lanishni topish qiyin emas:

$$\Delta\sigma = \frac{v(R+r_0)^2}{r_0^2 V_0 R - v r_0 R(r_0 + R)}. \quad (4.13)$$

Bu bog'lanish ancha murakkab. Biz ikki xususiy holni ko'ramiz.

1. O'zgarmas kuchlanish rejimi. Agar $R \ll r_0 - \Delta r$ bo'lsa, maydon ta'sirida namuna o'tkazuvchanligining o'zgarishi namuna va yuklama orasida kuchlanish taqsimotini deyarli o'zgartirmaydi. Namunada maydon o'zgarmas bo'lib, zanjirda tok o'zgaradi. (4.13) ifoda bu holda

$$\Delta\sigma = \frac{v}{V_0 R} \sim V \quad (4.14)$$

holida ko'rinishga keladi.

2. O'zgarmas tok rejimi. Agar $R \gg r_0$ bo'lsa, zanjirdagi tok o'zgarmas bo'ladi. Bu yuklama qarshiligi orqali aniqlanadi. Shu sababli (4.13) ifoda

$$\Delta\sigma = \frac{vR}{r_0^2 V_0 - vr_0 R} \quad (4.15)$$

ko'inishini oladi. Faqat $r_0^2 V_0 \gg vr_0 R$ bo'lgandagina $\Delta\sigma \sim v$ bo'ladi.

Demak, o'zgaras kuchlanish rejimida maydon effektini o'lchash qulayroq. Maydon effektiga o'zgaruvchan kuchlanish berib, o'rganishni tajribaviy usullarini ko'rib chiqamiz.

1. Maydon effektini P-impulsli kuchlanishda o'lchash. Bu usulda maydon elektrodiga P-impulslar shaklida kuchlanish beriladi. Impulslarni katta vaqtli qilib tanlab, bu usul yordamida maydon effektini o'rganish va $\Delta\sigma$, kamayishi xususiy vaqtini aniqlash mumkin. Uning ba'zi kamchiliklari ham bor.

2. Maydon effektini sinusoidal kuchlanishda o'lchash. Bu usul yordamida maydon effekti egri chizig'ini ossillograf ekranida bevosita kuzatish mumkin. Bu usulning asosiy afzalligi shundaki, maydon effekti egri chizig'ini rasimga olish vaqti ossillogrammani fotosuratga olish vaqtiga amalda teng va sirt sathlari parametrlarining mumkin bo'lgan sekin o'zgarishlar natijalarini buzmaydi va h.k.

3. Sohalar dastlabki egilishi o'zgargani sababli o'zgaruvchan signallarda maydon effektini o'lchash usuli. Kichik signal deb amplitudasi kT/e dan kichik bo'lgan o'zgaruvchan kuchlanishga aytiladi. Sirt energetik tizimini o'rganishda maydon effektini kichik sinusoidal yoki impulsli kuchlanishlardan (kichik signallardan) foydalanish usuli eng ko'p tarqalgan. Bu usulning afzalliklari: nazariya bilan taqqoslash qulayligi, elementar effektlarni ajratib olish imkoniyati, maydon yordamida, sirtida, o'rganilayotgan sohaning kichkina qismdagina sirt sathlarini to'ldirilish darajasini o'zgartirish imkoniyati.

Bu usuldan foydalanib sirt potentsiallari o'zgarish egri chizig'ini olish uchun molekulalarni adsorblash yoki ko'ndalang elektr maydon yordamida sohalarining dastlabki egilishi o'zgartiriladi. Maydon effektini o'lchash kichik o'zgaruvchan signalda (kuchlanishda) bajariladi.

Maydon effektini o'lchashda jamg'arilish effekti mavjud bo'lishini e'tiborga olish zarur. Bu effekt hamma usullarda kuzatiladi. Jamg'arilish effekti shundan iboratki, sirt sathlarida o'rnashgan zaryad kritik V_k kuchlanishdan katta kuchlanishlarda maydon ta'sirida qaytmas tarzda o'zgaradi. Aftidan, bu effekt elektr maydon ta'sirida atrof-muhit molekulalarini qo'shimcha adsorblash bilan bog'liq. Ketma-

ket impulslar davomida sirt sathlarida zaryad jamg'ariladi, u impulslar oralig'ida so'rilib (ketib) ulgurmaydi.

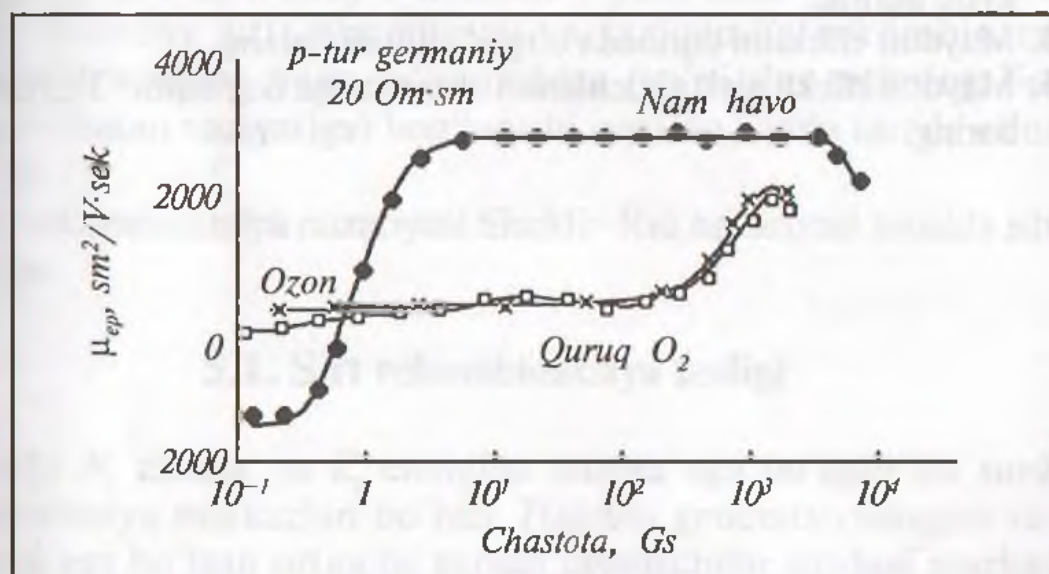
O'tkazilgan tadqiqotlardan ma'lumki, ko'pincha suv molekulalarini elektradsorblash tufayli musbat sirt zaryadi jamg'arilishi yuz beradi. $1 \cdot 10^{-6}$ mm.sim.ust. dan past bosimda jamg'arilish effekti to'la g'oyib bo'ladi.

4.5. Maydon effektining chastotaviy bog'lanishi

Yuqori chastotali kuchlanishlar berilganda «tez» sirdagi sathlari va hajmdagi sohalar orasida zaryad tashuvchilar almashinuvi yuz berib ulgurmaydi. Bu holda maydon effekti o'lchashlari zaryad tashuvchilarning sirdagi harakatchanligi haqida ma'lumot beradi. Chastotalarning keng oralig'idagi maydon effektining chastotaviy bog'lanishini o'rganish mazkur sathlarning relaksatsiya vaqtini, shuningdek, namunada zaryad tashuvchilarning yashash vaqtini aniqlaydi.

Maydon effekti kinetikasini o'rganish yana sirt holatlarining energetik vaziyatini va elektronlar, kovaklarni ushlash kesimi haqida ma'lumot beradi.

Tajribada «maydon effekti harakatchanligi»ning chastotaviy bog'lanishi ham o'rganilgan. Maxsus ishlab chiqilgan usullar yordamida maydon effekti harakatchanligining chastotaga bog'lanishi aniqlangan. Masalan, p-Ge uchun bu bog'lanish 300 Gs–10 MGs oraliqda turli gaz muhitlarda o'tkazilgan o'lchashlar natijasi 4.9-rasmda ifodalangan.



4.9-rasm.

Yuqori chastotalar sohasida (10MGs chamasida) maydon effekti harakatchanligi μ_{me} atrof-muhitga bog'liqmas va hajmdagi asosiy tashuvchilar harakatchanligiga yaqin. Bu chastotalarda sohalar va «tez» sathlar orasida zaryad tashuvchilar almashinuvi yuz bermaydi, $\tau_s \sim 10^{-8}$ s. Sirtida inversion qatlam mavjud bo'lganda yuqori chastotalar sohasida μ_{me} kovaklarning hajmdagi harakatchanligidan 50% ortiq. Biror ω oralig'ida μ_{me} o'zgarmas, ammo $\omega \sim 1/2\pi\tau$ chastotalarda u keskin pasayadi va hajmdagining $\sim 30\%$ ini tashkil qiladi.

Sirtida boyigan qatlam mavjud bo'lganida asosiy zaryad tashuvchilar sirtga chiqadi, μ_{me} ning ishorasi o'zgarmas bo'ladi.

Tajribada kuzatilgan μ_{me} ning chastotaviy bog'lanishlarini nazariya bilan taqqoslab, «tez» sirtidagi sathlar parametrlarini miqdoran aniqlash mumkin. Ammo nazariyada bir turdagi sath bor deb faraz qilingan, aslida sathda bir qancha turli sathlar bo'ladi. Bu tajriba bilan nazariya orasida nomutanosiblikni keltirib chiqaradi. Biroq nazariya mukammal bo'lsa, tajribada olinishi mumkin bo'lgan ma'lumotlarni oldindan bilish imkoniyatini beradi.



Savol va topshiriqlar

1. Maydon effekti qanday hodisa?
2. Maydon effekti usuli yordamida yarimo'tkazgichlar sirtining energetik tuzilishi qanday o'rganiladi?
3. Maydon effekti o'lchamlari orqali sirtidagi sathlar parametrlarini aytib bering.
4. Maydon effektini tajribada o'rganishni ifodalang.
5. Maydon effekti elektr kuchlanish chastotasiga bog'liqmi? Tushuntirib bering.

V BOB. YARIMO'TKAZGICHLARDA SIRTDAGI REKOMBINATSIYA

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.

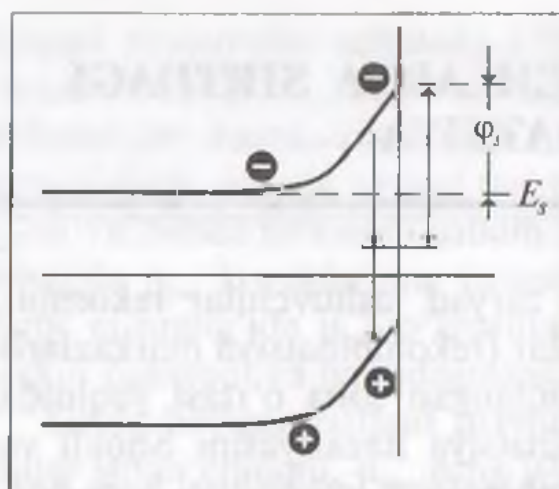
Toza kristallar hajmda rekombinatsiya markazlari kam, shu sababli sirt sathlari orqali rekombinatsiya muhim bo'lishi mumkin. Yupqa namunalarda elektron va kovaklar asosan sirtida rekombinatsiyalanadi va shuning uchun zaryad tashuvchilarning effektiv yashash vaqti ana shu rekombinatsiya orqali aniqlanadi. Sirtidagi rekombinatsion markazlar vazifasini sirt elektron holatlar bajaradi. Ular hajmdagi aholular bilan yaxshi aloqada bo'ladi va zaryad tashuvchilarni tutib qolishning yetarlicha katta kesimlariga egadir.

Sirt rekombinatsiya jarayonlarini o'rganish sirtidagi sathlar tabiati, ularning energetik tizimi haqida ma'lumotlar beradi. Ba'zi o'ziga xosliklardan qat'i 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 sirt rekombinatsiya tezligining rekombinatsion sathning elektronlar bilan to'ldirilishiga (ya'ni shu sathning Fermi sathiga nisbatan vaziyatiga) bog'lanishi qiyosan sodda tarzda olinishi mumkin.

Sirt rekombinatsiya nazariyasi Shokli–Rid nazariyasi asosida ishlab chiqilgan.

5.1. Sirt rekombinatsiya tezligi

Sirtida 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 sirtidagi markazlar orqali rekombinatsiyalanadi. Shu rekombinatsiya tezligini hisoblaymiz.



5.1-rasm.

Agar E_s sathda elektronning bo'lish ehtimoligini f_s bilan belgilasak, uning termodinamik muvozanat holati ifodasi quyidagicha bo'ladi:

$$f_{s0} = \left[\exp \frac{-E_s - E_F}{kT} + 1 \right]. \quad (5.1)$$

Elektronlarning o'tkazuvchanlik sohasidan E_s sathiga o'tish surati sirt yaqinida n_s zichlikka, E_s sathning band bo'lmagan qismiga proporsional bo'ladi:

$$-\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 = \chi_{ns} n_s N_s (1 - f_s), \quad (5.2)$$

bunda χ_{ns} — elektronning E_s sathda bo'lish koeffitsiyenti, elektronlarning shu sathdan ketish sur'ati:

$$\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_2 = \beta_{ns} f_s N_s, \quad (5.3)$$

bunda β_s — mazkur o'tish koeffitsiyenti. Ravshanki, elektronlar zichligi o'zgarishi deb

$$-\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 = -\left(\frac{dn_s}{dt}\right)_1 - \left(\frac{dn_s}{dt}\right)_2 = \chi_{ns} (1 - f_s) n_s N_s - \beta_s f_s N_s, \quad (5.4)$$

muvozanat sharoitida:

$$\chi_{ns} (1 - f_s) n_{s0} N_s = \beta_s f_{s0} N_s. \quad (5.5)$$

(5.1) ifodadan foydalansak,

$$\beta_{ns} = \chi_{ns} N_s \left(\frac{-E_s}{kT} \right), \quad (5.6)$$

endi $\beta_{ns} = \chi_s \exp \left(\frac{-E_s}{kT} \right)$ belgilash kiritsak,

$$-\frac{dn_s}{dt} = \chi_{ns} n_s N_s [(1 - f_s) n_s - n_{1s} f_s], \quad (5.7)$$

bundagi

$$n_{1s} = N_s \exp \left(\frac{E_s}{kT} \right). \quad (5.8)$$

Xuddi shu yo'l bilan kovaklar zichligining o'zgarishini topamiz:

$$-\frac{dP_s}{dt} = \chi_{ns} N_s [P_s f_s - P_{1s} (1 - f_s)], \quad (5.9)$$

bunda
$$p_{1s} = N_s \exp\left(\frac{E_s}{kT}\right). \quad (5.10)$$

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:

$$f_s = \frac{\alpha_{ns} n_{1s} + \alpha_{ps} p_{1s}}{\alpha_{ns} (n_s + n_{1s}) + \alpha_{ps} (p_s + p_{1s})}. \quad (5.11)$$

Rekombinatsiya natijasida elektron zichligi o'zgarishi endi

$$-\frac{dn_s}{dt} = \frac{\alpha_{ns} \alpha_{ps} N_s (n_s p_s - n_{s0} p_{s0})}{\alpha_{ns} (n_s + n_{1s}) + \alpha_{ps} (p_s + p_{1s})} \quad (5.12)$$

ko'rinish oladi. $\frac{dn_s}{dt} = \frac{\Delta n_s}{\tau_s} = s$ sirt rekombinatsiya tezligini bildiradi, ya'ni 1 s da sirtning 1 sm² yuzida rekombinatsiyalanayotgan elektronlar va kovaklar sonini bildiradi va sm/s birlikka ega. Hajmiy p va n zichliklar bilan sirt p_s va n_s zichliklari orasidagi bog'lanishlar:

$$p_s = p e^{+\varphi_s/kT}, \quad n_s = n e^{-\varphi_s/kT} \quad (5.13)$$

ko'rinishlarda bo'lgani uchun, $n_s \cdot p_s - n_{s0} \cdot p_{s0}$ ayirmanini $p \cdot n - n_0 \cdot p_0$ ayirma bilan almashtirish mumkin:

$$p = p_0 + \Delta p, \quad n = n_0 + \Delta n, \quad \Delta n = \Delta p_s. \quad (5.14)$$

Natijada s uchun uzil-kesil quyidagi ifoda olinadi:

$$s = \frac{(p_0 + n_0 + \Delta n) N_s \gamma_{ns} \gamma_{ps}}{\gamma_{ns} n_1 + \gamma_{ps} p_1 + [\gamma_{ns} n \exp(-\varphi_s/kT) + \gamma_{ps} p \exp(\varphi_s/kT)]}. \quad (5.15).$$

Kuchsiz generatsiya holida $\Delta p \ll p_0$, $\Delta n \ll n_0$, ammo $\Delta p = \Delta n$ bo'ladi va rekombinatsiya tezligi

$$s = \frac{\gamma_{ns} \gamma_{ps} N_s (p_0 + n_0)}{\gamma_{ns} (n_s + n_1) + \gamma_{ps} (p_s + p_1)} \quad (5.16)$$

sodda ko'rinishni oladi. Bu yerda

$$p_1 n_1 = n^2, \quad p_s n_s = pn. \quad (5.17)$$

Sirt rekombinatsiya tezligi tushunchasini qo'llash chegarasi bormi? Ha, bor. Uni quyidagi tahlildan ko'ramiz. Bu masalani miqdoran tadqiqi quyidagi xulosalarga olib keladi:

1. Agar butun hajm bo'yicha generatsiya bir tekis bo'lib, sirt potentsiali uncha katta bo'lmasa, yuqorida kiritilgan sirt rekombinatsiyasi 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_{dr} fazoviy zaryad sohasi L_s uzunligidan kichik bo'lsa, bu holda ana shu qatlamdagi rekombinatsiya muhim bo'lib qoladi, hajm va sirt muvozanati buziladi.

Hisobning natijasiga ko'ra, $p_s n_s = pn$ tenglikning bajarilishi sharti

$$L_1 = \left(+L_2 + \frac{s}{v_d} \right); \quad (5.18)$$

$$L_1 = \frac{1}{l_{dr}} \int_0^p e^{-Y} dx; \quad L_2 = \frac{1}{l_d} \int_0^{l'} e^Y dx; \quad v_d = \frac{l_{dr}}{\tau_p}, \quad (5.19)$$

bunda, l' — sirdan $Y = 1$ bo'ladigan tekislikkacha masofa; l_{dr} — diffuzion siljish uzunligi; τ_p — elektron yarimo'tkazgichlarda kovaklar yashash vaqti; v_d — diffuzion siljish tezligi.

Germaniy uchun amalda foydalaniladigan sohalar egilishi sohasida (6.18) shart bajarilishi tasdiqlangan. Ammo yetarlicha katta Y_s va juda katta s bo'lganda rekombinatsiya tezliklari bo'lganda mazkur tushuncha ma'nosini yo'qotadi. Yuqori om li kristallarda (past om lilarga nisbatan) kichik egilishlarda (6.18) 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.

5.2. Sirt rekombinatsiyasini o'rganish

Sirt rekombinatsiyasi tezligi sohalarning sirt yaqinida egilishi kattaligiga bog'liq, chunki u sirt yaqinida qancha ortiqcha elektronlar va kovaklar bo'lishligini, sirt rekombinatsiya markazlarining zaryad tashuvchilar bilan to'ldirilishini aniqlaydi.

Sirt rekombinatsiyasi tezligining sirt Φ_s potensial bog'lanishi o'rganilgan. Bunday bog'lanishning ko'rinishi 5.2-rasmda tasvirlangan.

Undan kovaklar va elektronlar ushlanishi effektiv kesimlari nisbatini $s(\Phi_s)$ bog'lanish maksimumi siljishi kattaligi bo'yicha ushbu

$$\varphi_0 = \frac{kT}{2I} \ln \frac{\gamma_{ps}}{\gamma_{ns}} \quad (5.20)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

Rekombinatsion sath energiyasi E_s ni aniqlash uchun $s(\Phi_s)$ bog'lanishni ikki xil temperatura T_1 va T_2 da o'lchanadi. Bu holda har bir temperatura uchun Φ_s ning ikkita qiymati olinadi, bunda $s = \frac{1}{2} s_{\max}$. Yana rekombinatsion sath vaziyatini $s_{\max}$ ning temperaturaviy bog'lanishidan aniqlasa ham bo'ladi, chunki

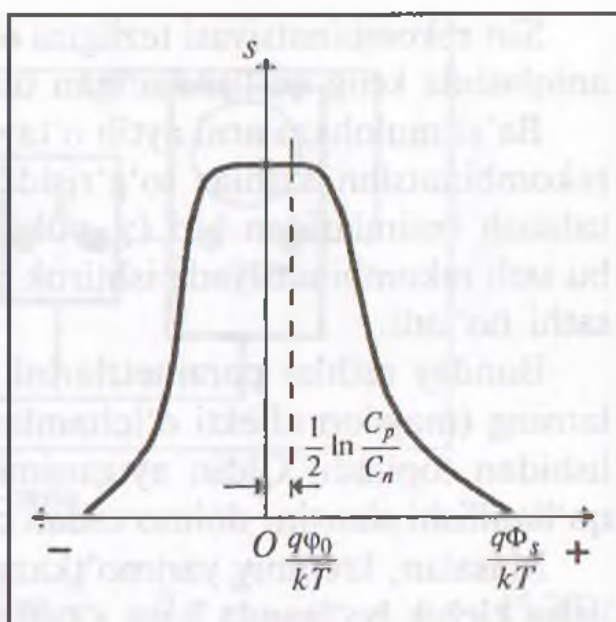
$$s_{\max}(T) = \text{const} \exp\left(\frac{E_c - E_s}{kT}\right). \quad (5.21)$$

Birgalikda olib borilgan mazkur ikkala o'lchashlar E_s ni bir qiymatli aniqlash imkonini beradi.

Sirt rekombinatsiya markazlari N_s zichligini odatda sirt sathlariga tutilgan zaryadning sohalar egilishiga bog'lanishidan topiladi. Bu bog'lanish maydon effekti o'lchashlaridan olinadi.

γ_p/γ_n nisbat $s(\Phi_s)$ bog'lanish maksimumi siljishidan aniqlanadi, $s_{\max}$ qiymatlaridan har ikki γ_p va γ_n ushlanish ko'ndalang kesimlarini aniqlash mumkin.

Shunday qilib, maydon effekti va sirt rekombinatsiya tezligini o'rganish bo'yicha birgalikda o'tkaziladigan o'lchashlar natijalari asosida sirt sathini xarakterlovchi barcha to'rt parametрни — sirt sathining zichligi N_s , uning energetik vaziyati E_s , bu sathga kovaklar va elektronlar tutib olinishi (ushlanishi), γ_{ps} va γ_{ns} ko'ndalang kesimlarini aniqlab olish mumkin.



5.2-rasm.

Sirt rekombinatsiyasi tezligini o'lchash sirt sathlari parametrlarini aniqlashda keng qo'llaniladigan usuldir.

Ba'zi mulohazalarni aytib o'taylik. Mazkur usul yordamida faqat rekombinatsion sathlar to'g'risida ma'lumot olish mumkin. Agar ushlar kesimlaridan biri (γ_{ps} yoki γ_{ms}) ancha kichik bo'lsa, u holda bu sath rekombinatsiyada ishtirok qilmaydi, yopishish yoki ushlanish sathi bo'ladi.

Bunday sathlar parametrlarini sirt sathlariga ushlangan zaryadlarning (maydon effekti o'lchamlaridan aniqlanadigan) sohalar egilishidan topiladi. Oldin aytganimizdek, sirt rekombinatsiya tezligi qo'llanilishi shartini doimo esdan chiqarmaslik kerak.

Masalan, kremniy yarimo'tkazgichi holida sohalar egilishi yetarlicha kichik bo'lganda ham s tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi, demak, s ning o'lchanishlaridan kremniy uchun sirdagi sathlar parametrlarini aniqlash hamma vaqt ham mumkin bo'la bermaydi.

5.3. Sirt rekombinatsiyasi tezligi s ni o'lchashning tajribaviy usullari

Sirt potensialning qiymati turlicha bo'lgan hollarda sirdagi rekombinatsiya tezligi s ni o'lchash sirt sathlarning rekombinatsion parametrlarini aniqlash imkoniyatini berishligini ko'rdik.

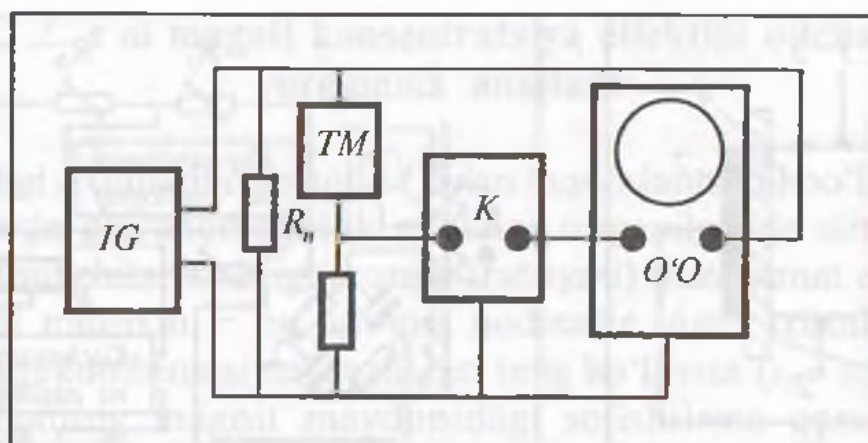
$s(Y_s)$ tajribaviy bog'lanishni olish uchun molekulalarni adsorblash yoki tashqi elektr maydon yordamida sohalar egilishini o'zgartirib o'lchashlar o'tkazilishi kerak. Agar maydon effektining tajribaviy egri chizig'ini nazariyasi bilan solishtirib sohalar egilishining maydonga bog'lanishini topilsa, bu holda undan $s(Y_s)$ bog'lanishini topish qiyin emas.

5.3.1. s ni impulsli usullar yordamida effektiv yashash vaqtini aniqlash

Yupqa namunalarda effektiv yashash vaqti va sirt rekombinatsiyasi tezligi s orasidagi munosabat.

Agar namuna L balandlikli va $W \cdot d = S$ asosli to'g'ri burchakli parallelepiped shaklida bo'lsa va bu holda $s \ll 2D/d$ shart bajarilsa, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{t_b} + \frac{2s}{d}, \quad (5.22)$$



5.3-rasm.

hunda
$$\tilde{d} = \frac{d}{1+\alpha+\beta}, \quad \alpha = \frac{d}{L}, \quad \beta = \frac{d}{w}, \quad (5.23).$$

bu yerda: D — diffuziya koeffitsiyenti, τ_f — effektiv yashash vaqti, τ_b — hajmiy yashash vaqti. (5.22) ifodaga asosan, s ni o'lchash τ_f va τ_b ni o'lchashdan iborat bo'ladi.

τ_f ni ortiqcha o'tkazuvchanlikning so'nishi bo'yicha aniqlash.

Usul quyidagidan iborat. To'g'ri to'rtburchakli parallelepiped shaklidagi yarimo'tkazgich namunasiga zaryad tashuvchilar to'dasi kiritiladi (purkaladi) va vaqt davomida namunaning ortiqcha o'tkazuvchanligi o'zgarishi kuzatiladi. Qurilmaning blok-sxemasi 5.3-rasmda tasvirlangan.

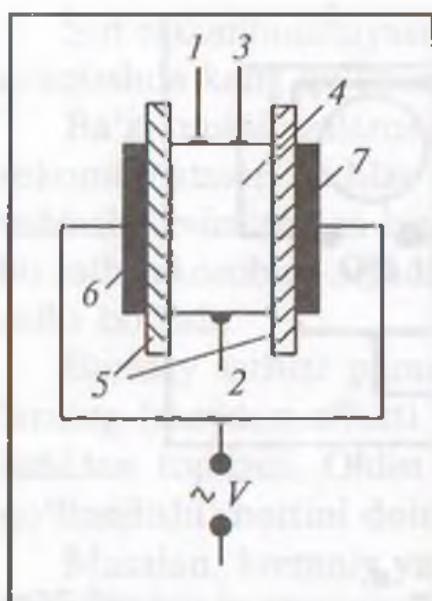
O'lchashlar tashqi (tortuvchi) V_0 kuchlanishning kichik qiymatlarida bajariladi. Agar τ_f yetarlicha katta yoki o'lchagich maydon katta bo'lsa, u holda maydon zaryad tashuvchilarni tortib chiqaradi. Bu effekt e'tiborga olinsa,

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_1} - \frac{\mu V_0}{L^2} \quad (5.24)$$

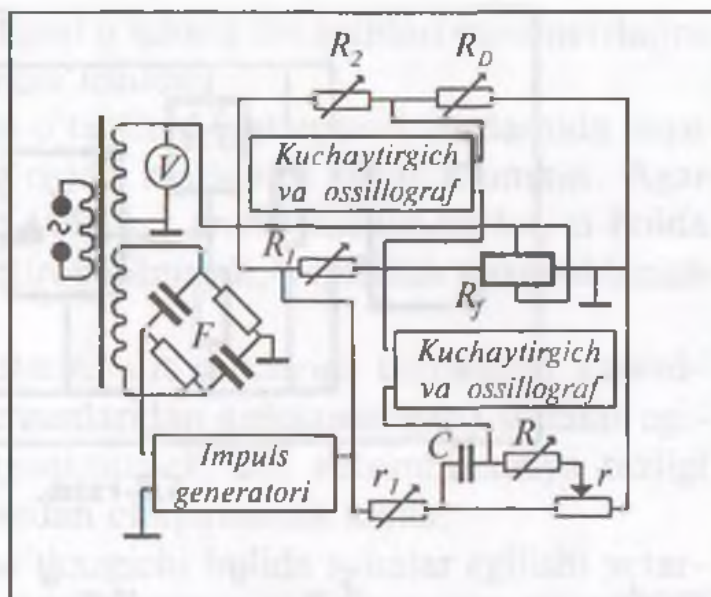
hosil bo'ladi. τ_f — o'lchagich maydon yo'q bo'lgandagi, τ_1 esa o'lchagich maydon borligidagi ortiqcha o'tkazuvchanlik pasayishi vaqti doimiylari.

Effektiv yashash vaqti τ_f ni Meni ko'prigi yordamida o'lchash.

Effektiv yashash vaqtini, ya'ni s ni sohalar egilishi turlicha bo'lganda o'lchashda, τ_f ni Meni ko'prigida o'tkazuvchanlik o'zgarishini esa oddiy o'zgaruvchan tok ko'prigida o'lchanadi. Namunani bunday o'lchashlarga quyidagicha tayyorlanadi. Namunaning chet-



5.4-rasm.



5.5-rasm.

lariga omik kontaktlar o'tkaziladi. Chetlardan birida omik kontakt yonida sust injensiyalaydigan (kam zaryad tashuvchilar kirita oladigan) kontakt kavsharlanadi (5.4-rasm).

O'tkazuvchanlik o'zgarishini oshirish uchun ko'ndalang maydon paydo qilinishida kuchlanish namunaning ikkala sirtiga ulanadi.

Bir vaqtda τ_f va maydon effektini o'lchash uchun yig'iladigan qo'sha-loq ko'prik sxemasi 5.5-rasmida tasvirlangan. Maydon elektrod-larga va impulsli generatorni yurgazib yuborishga beriladigan o'zgaruvchan kuchlanishlar birgina transformatorning ikkita ikkilamchi o'rama-laridan olinadi. Faza aylantirgich FA shunday boshqariladiki, P-im-puls-lar ko'prikka berilgan paytda sinusoidal ko'ndalang maydon musbat yoki manfiy maksimumga erishadi. Impulsning davomiyligi sinusoidal kuchlanish davridan ancha kichik qilib beriladi, bunda impuls berilganda ko'ndalang maydonni o'zgar-mas deb hisoblash mumkin.

Sinusoidal signal (kuchlanish) amplitudasini o'zgartira borib τ_f va sirdagi o'tkazuvchanlikning sirtga qo'yilgan maydonga (kuch-lanishga) bog'lanishini aniqlash mumkin. Bunday uslubiyatni qo'llash o'lchash vaqtini qisqartiradi, o'lchashlar jarayonida maydon effekti egri chizig'i o'zgarishini nazorat qilish imkonini beradi.

Maxsus uslubni qo'llab, maydon effektini bevosita ekranda kuza-tish mumkin. Agar faza aylantirgich yordamida Meni ko'prigini ishga tushiruvchi impuls vaqtini sinusoidal ko'ndalang kuchlanishga nisbatan o'zgartirilsa, τ_f ni turli kuchlanishlarda o'lchash mumkin.

5.3.2. s ni magnit konsentratsiya effektini o'lchash yordamida aniqlash

Qalinligi d diffuzion uzunlik l_d bilan taqqoslanuvchi bo'lgan yupqa namunalarda galvanomagnitik effektlar o'rganilganda sirt yaqinida zaryad tashuvchilar zichligi (konsentratsiyasi) muvozanat qiymatdan chetlanishi mumkin — bu anomal hodisadir. Agar kristallning ikki sirtida sirt rekombinatsiyasi tezliklari teng bo'lmasa ($s_1 \neq s_2$), u holda bu namunaning magnit maydonidagi solishtirma qarshiligi $\Delta\rho_n$ o'zgarishi uchun ifodada ikki had — odatdagi H^2 ga proporsional had, undan boshqa yana H ga proporsional had mavjud bo'ladi:

$$\frac{\Delta\rho_n}{\rho_0} = \alpha H^2 + 4ALHE_r \frac{s_1 - s_2}{s_1 + s_2 + d/\tau}, \quad (5.25)$$

bunda ρ_0 — magnit maydon bo'lmaganda namuna solishtirma qarshiligi; A — namuna parametrlari (p , n , μ_n , μ_p) ga, temperaturaga, namuna geometriyasiga bog'liq ko'paytuvchi; E_r — namunadagi elektr maydon. Bu effektни *magnit konsentratsiya effekti* deyiladi. (5.25) ifodada ikkinchi had s ga bog'liq bo'lgani uchun bu effektdan s ni o'lchash maqsadida foydalanish mumkin. (5.25) ifoda

$$d \ll l_d = \sqrt{D\tau}; \quad d \ll \frac{D}{s} \quad (5.26)$$

shartlar bajarilganda adolatli, bunda s kattalik s_1 va s_2 lardan eng kichigi, D — diffuziya koeffitsiyenti:

$$D = \frac{kT}{e} \cdot \frac{(n+p)\mu_n\mu_p}{n\mu_n + p\mu_p}. \quad (5.27)$$

Kuchsiz H maydonda

$$\frac{\mu_n H}{c} \ll 1 \quad \text{va} \quad \Delta\rho_n \ll \rho_0. \quad (5.28)$$

Bu shartlar bajarilganda (5.25) ifoda o'zgarmas maydonda ham

$$\omega \ll \omega_{kr} = \frac{2D}{d^2} \quad (5.29)$$

chastotali o'zgaruvchan maydon uchun ham adolatli. $\omega = \omega_{kr}$ chastotalarda (5.25) dagi ikkinchi had yo'qoladi. Ikkinchi hadni o'lchash — uning E_r ga bog'liqligidir. $\Delta\rho_n \ll \rho_0$ bo'lganda namunaning r qarshiligi

$$\tau_r = r_0(1 + cE_r); \quad c = 4AH \frac{s_1 - s_2}{s_1 + s_2 + d/\tau}, \quad (5.30)$$

bunda r_0 namunaning $E_r=0$ bo'lgandagi magnit maydondagi qarshiligi.

Agar namunaga o'zgaruvchan $E = E_0 \sin \omega t$ elektrik maydon berilsa va uni H magnit maydonga joylashtirilsa, namunadagi E_r asosiy garmonikadan tashqari yana o'zgarmas E_c tashkil etuvchi va ikkinchi garmonikaga ega bo'ladi:

$$E_r = E_c + E_\omega \cos \omega t + E_{2\omega} \cos 2\omega t. \quad (5.31)$$

Bu ifodada E_c , $E_{2\omega}$ kattaliklar $E_\omega^2 \cdot \frac{s_1 - s_2}{s_1 + s_2 + \frac{d}{\tau}}$ ga proporsional.

Shuning uchun bu nisbatni:

1) E va E_c ni o'lchashlardan,

2) $E_{2\omega}$ va E_ω ni ayrim-ayrim o'lchashlardan aniqlab olish mumkin.

Agar s_1 va s_2 lardan biri ma'lum bo'lsa, qaralayotgan usul ikkinchisini aniqlash imkonini beradi.

Namunaning biror tarafida sirdagi rekombinatsiya tezligi aniqlanmoqchi bo'linsa, bu usul qulay. Haqiqatan ham

$s = |s_1 - s_2| \ll s_1$ bo'lganda

$$\Delta E_{2\omega} = \frac{AHE_\omega^2}{2s_1} \Delta s = B \frac{\Delta s}{s_1}. \quad (5.32)$$

A o'zgarmas tajribada aniqlanadi.

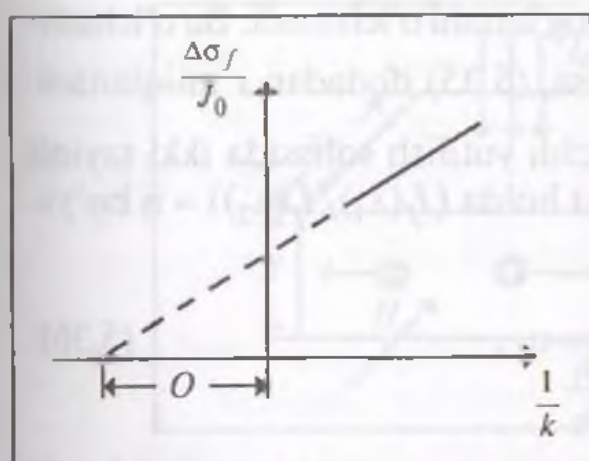
$E_{2\omega}$ va E_ω ni o'lchab, bevosita Δs aniqlanadi. Mazkur o'lchashlar usulini:

1) noasosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (zichligi) asosiy-larnikidan uncha kichik bo'lmaganda;

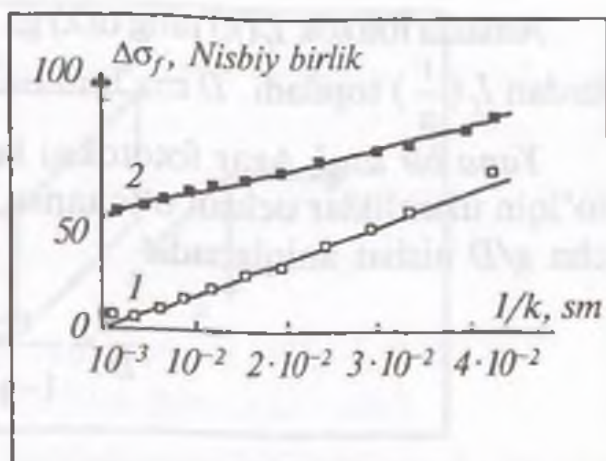
2) diffuzion siljish uzunligi yetarlicha katta bo'lganda (bu holda l_g dan qalinligi kam namuna tayyorlash mumkin) sirt rekombinatsiya tezligi s ni o'lchashda qo'llanilishi mumkin.

5.3.3. Fotoo'tkazuvchanlikning spektral bog'lanishini o'lchash orqali s ni aniqlash

Fotoo'tkazuvchanlikning spektral taqsimoti egri chizig'ining shakli, ma'lumki, kristallarning sirt xossalari bilan qattiq bog'langan. Masalan, sirt (sohalararo) yutilish sohasida yorug'lik kuchli yutilganda



5.6-rasm.



5.7-rasm.

zaryad tashuvchilar sirt yaqinidagi sohada vujudga keladi (generatsiyanadi) va s ancha katta bo'lganda sirt sathlari orqali tez rekombinatsiyanadi. Sirt rekombinatsiya tezligini fotoo'tkazuvchanlikning spektral bog'lanishini o'lchash natijalari asosida aniqlashning bir necha usuli mavjud. Ularning eng soddasini ko'rib chiqamiz.

Kuchli darajada yutiladigan yorug'lik uchun $\alpha l g \gg 1$ va $\alpha d \gg 1$ shartlar bajarilganda $\Delta\sigma_f$ fotoo'tkazuvchanlik (yorug'lik hisobidan qo'shimcha o'tkazuvchanlik) quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\Delta\sigma_f}{J_0} = A^* \left(1 + \frac{s}{D} \cdot \frac{1}{\alpha} \right), \quad (5.33)$$

$$A^* = \frac{\beta_1 e \lg^2 (1-r)(\mu_n + \mu_p)}{l \left(D + s \lg \operatorname{cth} \left(\frac{d}{2 \lg} \right) \right)}, \quad (5.34)$$

hunda, α va r — mos ravishda, yorug'lik yutilish va qaytarilishi koefitsiyentlari; β_1 — kvant chiqish, D — diffuziya koefitsiyenti, $J_0 = 1$ s da 1 sm^2 sirt yuziga tushayotgan fotonlar soni.

(5.33) ifodadan ko'rinishicha, bu holda $\frac{\Delta\sigma_f}{J_0}$ ning $\frac{1}{\alpha}$ ga bog'lanishi chizig'iy funksiyadir (5.6-, 5.7-rasmlar).

Bu chiziqni $\frac{1}{\alpha}$ o'qi bilan kesishguncha ($\frac{\Delta\sigma_f}{J_0} = 0$ bo'lguncha) davom ettirilsa, uning kesishish nuqtasida

$$\alpha = -\frac{D}{s}. \quad (5.35).$$

Amalda fototok $I_f(\lambda)$ ning $\alpha(\lambda)$ ga bog'lanishi o'lchanadi. Bu o'lchashlardan $I_f(\frac{1}{\alpha})$ topiladi. D ma'lum bo'lsa, (5.35) ifodadan s aniqlanadi.

Yana bir usul. Agar fototokni kuchli yutilish sohasida ikki tayinli to'lqin uzunliklar uchun o'lchansa, u holda $(I_f(\lambda_1)/I_f(\lambda_2)) = \eta$ bo'yicha s/D nisbat aniqlanadi:

$$\frac{s}{D} = \frac{\eta - 1}{1 - \eta \frac{\alpha_1}{\alpha_2}} \alpha_1, \quad (5.36)$$

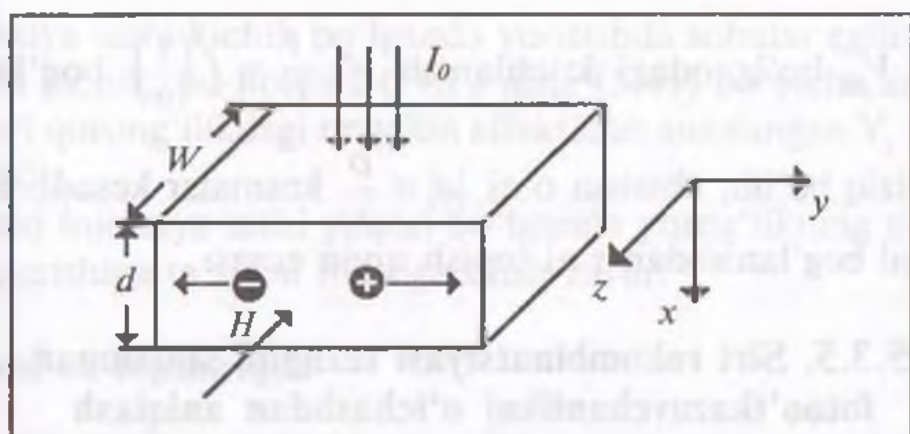
bunda α_1 va α_2 mos ravishda, λ_1 va λ_2 ga tegishli yutilish koefitsiyentlari. Mazkur material uchun tayinli α_1 va α_2 qiymatlar uchun $s/D = f(\eta)$ bog'lanish grafigi yasaladi. Bu holda nisbatning o'lchanishi birdaniga s/D qiymatini beradi. Bu usulni qo'llash uchun ikki tayinli to'lqin uzunlikni ajratib beruvchi filtrlar (elaklar) bo'lishi kifoya.

5.3.4. Sirt rekombinatsiyasi tezligi s ni fotomagnit effekt (Kikoin-Noskov effekti) asosida aniqlash

Yarimo'tkazgichni kuchli darajada yutiladigan yorug'lik bilan yoritganda, yoritilayotgan sirt qatlamida ortiqcha zaryad tashuvchilar paydo bo'ladi va yorug'lik tushishi yo'nalishida ularning zichliklari gradiyenti vujudga keladi. Yoritilayotgan sirtga qarama-qarshi x tomonga zaryad tashuvchilarning diffuzion oqimlari paydo bo'ladi. Agar yoritilayotgan bu namunani z yo'nalishidagi (ko'ndalang) magnit maydonga joylansa, Lorens kuchi ta'sirida elektronlar va kovaklar y o'qining qarama-qarshi tomonlariga og'adi va magnit diffuzion tok hosil bo'ladi. Bu esa namunaning qarama-qarshi yon yoqlarida teskari ishorali zaryadlar to'planishiga va tegishli elektr (E_y) maydon hosil bo'lishiga olib keladi. Bu esa magnit diffuzion tokka qarshi dreyf tok paydo qiladi. Statsionar holatda bu toklar bir-birini muvozanatlaydi, ammo E_y bilan bog'liq fotomagnitik EYK V_{fm} hosil bo'ladi (5.8-rasm):

$$V_{fm} = \frac{A\beta_1 I_0}{B + \beta_1 I_0}, \quad (5.37)$$

bunda, A va B — kattaliklar magnit maydoni H bo'lgan namunaning fizik va geometrik parametrlari. Bu kattalik sirtidagi rekombinatsiya tezliklari bilan ifodalanadi, β_1 — kvant chiqish, I_0 — yoritilish tezligi. Yoritilish yetarlicha kuchli bo'lganda ($B \ll \beta_1 I_0$):



5.8-rasm.

$$V_{fm} = A = W \frac{\chi H}{C} \frac{D}{\lg s_l} \frac{\frac{D}{\lg s_l} (\operatorname{ch} \frac{d}{\lg} - 1) + \operatorname{sh} \frac{d}{\lg}}{\frac{D}{\lg s_L} \operatorname{sh} \frac{d}{\lg} + \operatorname{ch} \frac{d}{\lg} - 1}. \quad (5.38)$$

Bu yerdagi manfiy belgilar oldingi bandlarda izohlangan, ammo s_0 va s_L — yoritilayotgan va yoritilmayotgan qarshi sirtga tegishli.

Yupqa namunalar ($d \ll \lg$) uchun sirt rekombinatsion sathlar va noasosiy tashuvchilar zichligi gradiyenti muhim, x yoʻnalishida diffuzion oqim, binobarin, y yoʻnalishda magnitdiffuzion tok namunasining yoritilmaydigan sirtidagi rekombinatsiya tezligi s_L orqali aniqlanadi. Yoritilayotgan sirtidagi rekombinatsiya namuna ichkarisida nomuvozanatli tashuvchilar taqsimotiga taʼsir koʻrsatmaydi, faqat effektni biroz kamaytiradi. $\lg \gg \frac{D}{s} \gg \frac{d}{2}$ shart bajarilganda

$$V_{fm} = \omega \frac{\chi H}{C} s_L. \quad (5.39).$$

Yana boshqa usul — fotooʻtkazuvchanlik kompensirlangan fotomagnit effekt spektr taqsimotini oʻlchash orqali s ni aniqlash usuli ham mavjud. Agar namuna orqali fototok oʻtkazib, fotomagnit effekt EYK ni fotokuchlanish bilan qoplansa, yaʼni $V_{fk} = V_{fm}$ qilinsa, $\alpha d \gg 1$ va $\alpha \lg \gg 1$ boʻlganda

$$\frac{1}{V} = \frac{B}{H} \left(1 + \frac{s}{D} \frac{1}{\alpha} \right), \quad (5.40)$$

hunda $B = B(\lg, s, d, \omega, \tau_p, \tau_n)$.

$V_{fk} = V_{fm}$ bo'lgandagi kuchlanish V , $\frac{1}{V} = f\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ bog'lanishlar to'g'ri chiziq bo'lib, absissa o'qi $|a| = \frac{D}{s}$ kesmalar kesadi. Demak, bu spektral bog'lanishdan s ni topish qiyin emas.

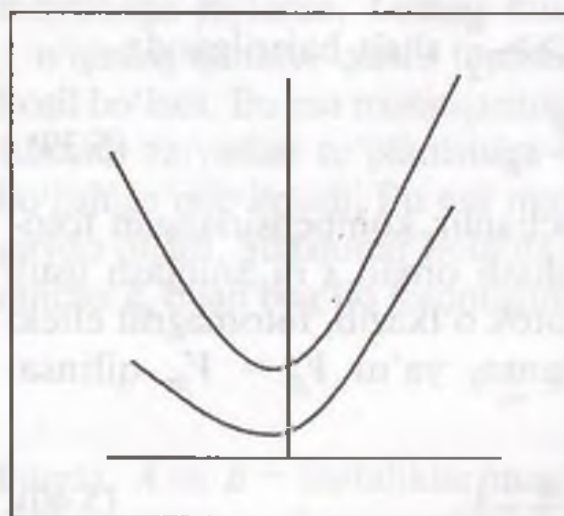
5.3.5. Sirt rekombinatsiyasi tezligini statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchashdan aniqlash

Kuchli yutiladigan yorug'lik ($\alpha \rightarrow \infty$) hamda yupqa namunalar ($d \ll lg$) uchun ikkala sirtida ham rekombinatsiya tezligi bir xil ($s_o = s_L$). Statsionar fotoo'tkazuvchanlik

$$\Delta G = K\tau_1 = K\left(\frac{1}{\tau_b} + \frac{2s}{d}\right)^{-1}, \quad (5.41)$$

bunda, $K = e(\mu_n + \mu_p)g$; g — generatsiya tezligi.

K doimiyni effektiv yashash davrini o'lchashdan ($\mu = \frac{e\tau_f}{m}$!) aniqlash mumkin. U holda ΣG ni sohalarning tayinli egilishida o'lchash s ni aniqlash imkonini beradi. $s(Y_s)$ bog'lanishni o'rganish usuli ishlab chiqilgan. Bunda bir vaqtda maydon effekti va statsionar fotoo'tkazuvchanlik (har xil kuchlanishda) o'lchanadi va yorug'likning



5.9-rasm.

P-impulslari bilan yoritiladi, davomiyligi $t_{im} \gg \tau_f$. Sinusoidal ko'ndalang maydon chastotasi yorug'likni uzib turish chastotasiga karrali bo'lmaydi.

Maydon effekti va fotoo'tkazuvchanlik signallari qator bosqichlardan so'ng ossillografga uzatiladi. Ossillograf ekranida ikki egri chiziq kuzatiladi, biri (5.9-rasm, pastki chiziq) qorong'idagi maydon effektiga, ikkinchisi (yuqorigi chiziq) yoritilgandagi maydon effektiga tegishlidir.

Injeksiya sathi kichik bo'lganda yoritishda sohalar egilishi o'zgarishi ham kichik, bu holda ΣG va s ning (5.41) bo'yicha aniqlangan qiymatlari qorong'ilikdagi maydon effektidan aniqlangan Y_s qiymatiga mos keladi.

Ammo injeksiya sathi yuqori bo'lganda yorug'likning sirt potentsiali o'zgarishiga ta'sirini hisobga olish zarur.

? Savol va topshiriqlar

1. Generatsiya va rekombinatsiya jarayonlarining umumiy ta'riflarini aytib bering.
2. Sirt rekombinatsiyasining qanday markazlari bor? Uning tezligi s qanday kattalik?
3. Sirti rekombinatsiyani o'rganish usullarini tavsiflang.
4. Sirti rekombinatsiya tezligi s ni impulsli usullar yordamida aniqlashni tushuntiring.
5. Fotoo'tkazuvchanlikdan foydalanib s qanday aniqlanadi?
6. Magnit konsentratsiya effektini o'lchash usulida s qanday topiladi?

VI BOB. YARIMO'TKAZGICHLAR SIRTIDAGI «TEZ» SATHLAR

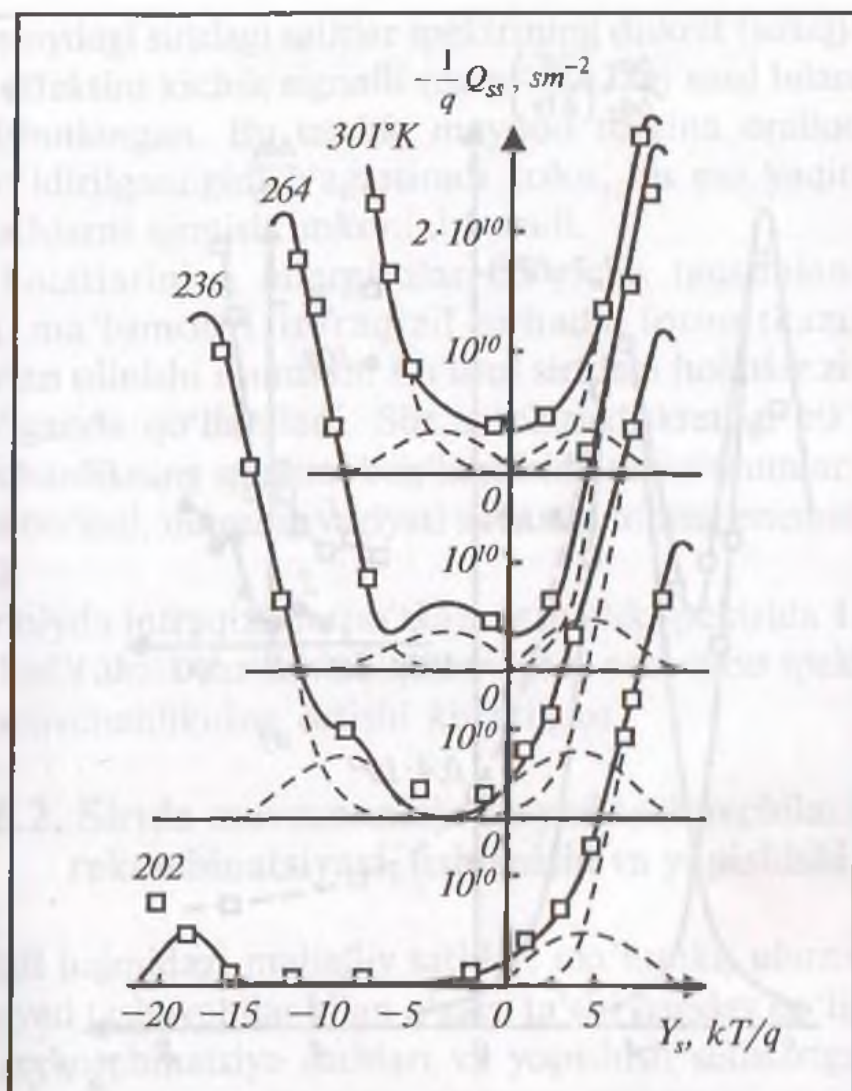
Maydon effekti kinetikasini o'rganish natijasida germaniy va kremniy sirtida farqli relaksatsiya vaqtlariga ega bo'lgan sirt sathlarining ikki tizimi mavjudligi aniqlangan. Yarimo'tkazgich—oksid chegarasida joylashgan sirtidagi sathlar hajmdagi energiya sohalari bilan yaxshi elektrik aloqada bo'ladi va ularning relaksatsiya vaqtlari kichik ($\sim 10^{-8}$ s). Bu sathlar shartli ravishda «tez» sathlar deb nomlangan. Ulardan farqli ravishda, oksid—atrof-muhit chegarasida joylashgan sirt holatlarni «sekin» sathlar deb nomlangan, chunki ularning relaksatsiya vaqti katta (10^{-3} s dan o'nlab sekund va undan ham ortiq).

Elektronlar va kovaklarni ushlab olish ko'ndalang kesimlari nisbatiga qarab «tez» sirt sathlari rekombinatsiya sathlari ham, yopishish yoki tutish sathlari ham bo'lishi mumkin. «Sekin» sathlar orqali rekombinatsiya bo'lmaydi va ular tutish sathlari bo'ladi. Ularda tutilgan zaryad katta zichlikka ega bo'lganligi tufayli sirtida sohalar egilishi kattaligini aniqlaydi.

6.1. «Tez» sathlarning energetik spektri

Yarimo'tkazgich sirti modelini to'g'ri tanlash uchun sirt sathlari energetik spektri qanday bo'lishligini bilish kerak. Agar sirt holatlari diskretligi ravshan bo'lsa, tez sathlardagi zaryadning Y_s ga bog'lanishi egri chizig'ida bir necha pog'onalar bo'lishi kerak, maydon effekti harakatchanligining Y_s ga bog'lanishida esa bir necha maksimumlar bo'lishi lozim. Agar ularning bir qismi rekombinatsiya sathlari xizmatini bajarsa, u holda $s(Y_s)$ bog'lanishda ham bir necha maksimum bo'lishi kerak (6.1-rasm).

Ammo germaniyda ham, kremniyda ham mazkur egri chiziqlar silliq shaklda bo'ladi. Ularning hech birini sirtida bir sath bor degan faraz asosida tushuntirib bo'lmaydi. Bunday holat sirt holatlari uzluksiz spektrga, diskret spektrga (holatlar yaqin joylashgan) ega bo'lganida ham o'rinli bo'ladi.



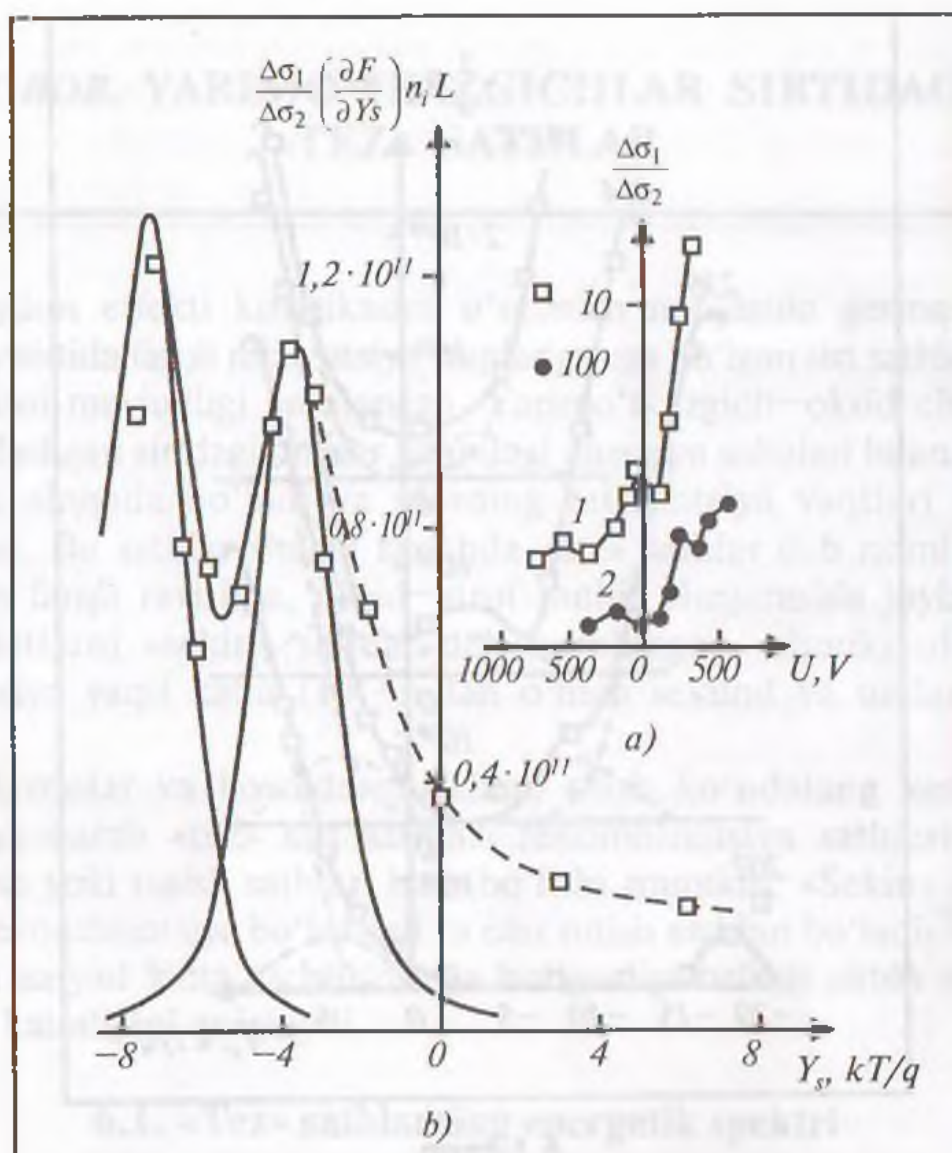
6.1-rasm.

Biroq, germaniy va kremniyning taqiqlangan sohasi o'rtasi yaqinida diskret sathlar tizimi mavjudligi tajribada tasdiqlangan. Ba'zi hollarda diskret sathlar bilan birga uzluksiz taqsimlangan sathlar ham bor deb faraz qilinadi, ular ruxsatlangan sohalar yaqinida joylashgan bo'ladi.

«Tez» sathlarning miqdoriy parametrlarini, asosan, uchta usul bilan:

- 1) statsionar maydon effektining o'lchashlaridan;
- 2) sirt rekombinatsiyasi tezligi va maydon effektini bir vaqtda o'lchashlaridan;
- 3) maydon effektining kinetikasi va chastotaviy bog'lanishini o'rganish aniqlangan.

«Tez» sirt sathlarining turli temperaturadagi parametrlari $\partial Q_{ss} / \partial Y_s$ hosila orqali ifodalanadigan maydon effekti harakatchanligini



6.2-rasm.

o'lchashdan topiladi. Agar sathlar diskret bo'lsa, $\frac{\partial Q_{ss}}{\partial Y_s}$ ning Y_s ga bog'lanishi bir qator cho'qqilarga ega bo'ladi. 6.1 va 6.2-rasmlarda turli temperaturalarda bu bog'lanish tasvirlangan. Xona temperaturasida taqiqlangan soha o'rtasi yaqinida ikki sath yetarlicha aniq ko'rinadi, ularning zichligi $\sim 10^{-10} \text{ sm}^{-2}$. Temperatura pasaysa, ruxsatlangan sohalarga yaqin joylashgan va kattaroq zichlikka ega bo'lgan $(\sim (1-2,5)10^{11} \text{ cm}^{-2})$ yana ikki sath ko'rinadi. Past temperaturada (masalan, $\sim 202 \text{ K}$ da) taqiqlangan soha o'rtasidagi sathlar yo'q yoki zichligi juda kam, shuning uchun ham ular maydon effekti o'lchashlarida namoyon bo'lmaydi.

Kremniydagi sirtidagi sathlar spektrining diskret (uzuq) bo'lishligini maydon effektini kichik signalli ($\Delta\Phi_s \ll kT/e$) usul bilan o'lchashlar asosida isbotlangan. Bu usulda maydon torgina oraliqdagi sirtidagi sathlar to'ldirilganligini o'zgartiradi xolos, bu esa yaqin joylashgan diskret sathlarni ajratish imkonini beradi.

Sirt holatlarining energiyalar bo'yicha taqsimlanishi haqida bevosita ma'lumotni infraqizil sohada fotoo'tkazuvchanlikni o'lchashdan olinishi mumkin. Bu usul sirtidagi holatlar zichligi ancha katta bo'lganda qo'llaniladi. Sirt sathlari diskretligi bu holda fotoo'tkazuvchanlikning spektral bog'lanishida maksimumlar ko'rinishida namoyon bo'ladi, ularning vaziyati sirt sathlarining energetik vaziyatini aniqlaydi.

Kremniyda infraqizil fotoo'tkazuvchanlik spektrida 1 dan 4 mkm gacha sohada nozik tuzilish aniqlanmagan, ammo bu spektral oraliqda fotoo'tkazuvchanlikning ortishi kuzatilgan.

6.2. Sirtida muvozanatsiz zaryad tashuvchilarning rekombinatsiyasi, ushlanishi va yopishishi

Kristall hajmidagi mahalliy sathlar, ma'lumki, ularning muvozanatsiz zaryad tashuvchilar bilan o'zaro ta'siri qanday bo'lishiga bog'liq ravishda rekombinatsiya sathlari va yopishish sathlariga ajratib qaratiladi. Agar kristallda, masalan, yoritish oqibatida, ortiqcha tashuvchilarning muvozanatsiz zichligi paydo qilingan bo'lsa, bu holda yoritish to'xtatilganda zichlik muvozanat qiymatiga qaytishi (relaksatsiya) yuz beradi. Bir ishorali (masalan, elektronlar) tashuvchilar kirishmaviy markazga to'planadi. Ma'lum vaqt o'tgach kirishmaviy sath to'plangan elektronlarni sohaga qaytarib issiqlik (issiqlik harakati hisobiga) berishi yoki muvozanatsiz kovakni ushlab olishi mumkin. Agar kovakni ushlab olish ehtimolligidan elektronni sohaga qaytarib berish ehtimolligi katta bo'lsa, mazkur sath *yopishish sathi* deyiladi. Aks holda, agar sathning elektron va kovakni ushlab olish ehtimolligi sohaga qaytarib berish ehtimolligidan katta bo'lsa, bunday sathni *rekombinatsiya sathi* deyiladi.

Elektronni ushlab olgan qandaydir A sath uchun kovakni ushlab olish ehtimolligini sohaga qaytarib berish (issiqlik energiyasi hisobiga sohaga o'tkazish) ehtimolligiga nisbati

$$K_n = \frac{\gamma_n \gamma_p}{\gamma_n N_c \exp(-E_a / kT)}, \quad (6.1)$$

bunda p – kovaklar zichligi, E_a – sathning energetik vaziyati.

Kovakni ushlab turgan sath uchun

$$K_p = \frac{\gamma_p n}{\gamma_p N_v \exp(-(E_g - E_a) / kT)}, \quad (6.2)$$

bunda E_g – taqiqlangan soha kengligi.

Agar $K_p \ll 1$ bo'lsa, A sath yopishish sathi bo'ladi, agar $K_p \gg 1$ bo'lsa, u tez rekombinatsiya sathi bo'ladi va $K_p \sim 1$ bo'lsa, sekin rekombinatsiya sathi bo'ladi. (6.1) va (6.2) ifodalardan ko'rinib turganidek, sathning qanday bo'lishi temperaturaga, noasosiy zaryad tashuvchilar zichligi va boshqa omillarga ham bog'liq bo'ladi.

Yupqa namunalar fotoo'tkazuvchanligi, maydon effektini o'rganishdan ma'lumki, mazkur effektlarning tez relaksatsiyasi sirt rekombinatsiya jarayonlari bilan ham, sirt tutish jarayonlari bilan ham bog'liq. Mazkur sathning yopishish markazi bo'lishi sharti quyidagicha ifodalanadi:

$$K_{ns} = \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \exp(E_i - E_f + Y_s) \ll 1, \quad (6.3)$$

bu joyda E_f – fermi sathi energiyasi; E_f va E_i taqiqlangan sohaning o'rtasidan hisob qilinadi.

«Tez» sirt sathlar parametrlari temperaturaga bog'liq. Masalan, germaniyda o'tkazilgan maydon effekti o'lchashlariga asosan xona temperaturasida to'rtta «tez» sirt sathlarning hammasi rekombinatsion markazlar bo'ladi. Temperatura pasaygan sari sathlarning rekombinatsion xossalari susayib, yopishish ehtimolligi ortib boradi. Temperatura ~ 250 K gacha pasaytirilganda taqiqlangan sohaning yuqorigi yarmisida sathlar yopishishi sathlari bo'la boshlaydi. Yana ham past temperatura T da qolgan 2 ta sath ham yopishish sathlari bo'lib oladi.

Kremniyning yupqa namunalarida kichik signalli maydon effekti va fotoo'tkazuvchanlik relaksatsiyasi ko'rinishi Y_s ga bog'liq. Boyitilgan yoki kuchsiz siyraklashtirilgan qatlamlar uchun sirt rekombinatsiyasi aniqlaydigan tez relaksatsiya jarayoni kuzatiladi. Sirtida inversion qatlam bo'lgani uchun relaksatsiya sekin boradi, bu esa sirtida yopishish borligini ko'rsatadi.

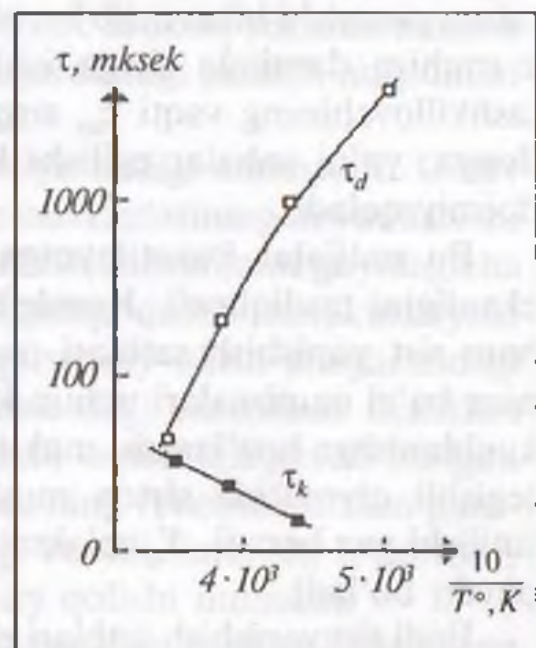
6.3. Sirtagi yopishish sathlari

Kremniyning yupqa namunalarda xona temperaturasida fotoo'tkazuvchanlik ikki — qisqa vaqtli va uzoq vaqtli tashkil etuvchilardan iborat. Tashkil etuvchilarni tavsiflovchi xususiy vaqtning temperaturaga bog'lanishi turlicha: uzoq vaqtli tashkillovchining vaqti doimiysi τ_{uz} temperatura kamaygan sari ortib boradi, qisqa vaqtlisiniki τ_q pasayadi. $\tau\left(\frac{1}{T}\right)$ bog'lanishning ortishi yopishish jarayonlariga xos, pasayuvchi $\tau\left(\frac{1}{T}\right)$ bog'lanish esa rekombinatsion jarayonlarga xosdir.

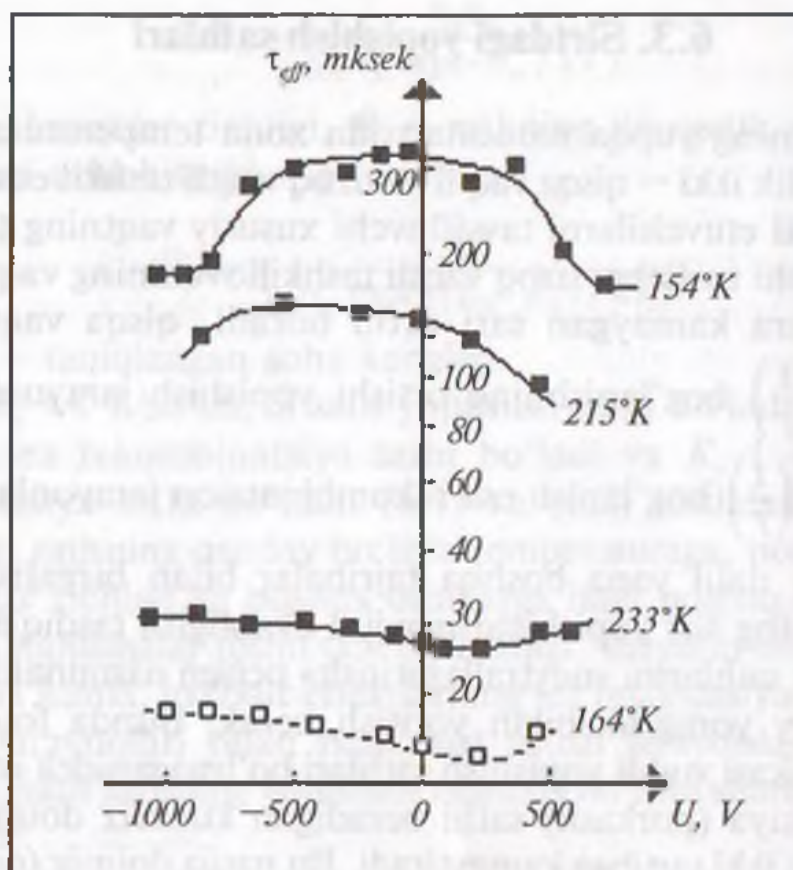
Bu tajribaviy dalil yana boshqa tajribalar bilan birgalikda zaryad tashuvchilarning sirt yopishishi mavjud ekanligini tasdiqladi.

Yopishish sathlarini «neytrallashtirish» uchun namunani yetarlicha kuchli doimiy yorug'lik bilan yoritish kerak. Bunda fotoo'tkazuvchanlik kinetikasi xuddi yopishish sathlari bo'lmaganidek o'tib boradi. — 0,5% injeksiya (purchash) sathi beradigan kuchsiz doimiy yoritish xususiy vaqtni ikki tartibga kamaytiradi. Bu natija doimiy (qo'shimcha) yoritish holida relaksatsiya rekombinatsion tabiatga ega, degan xulosaga olib keladi.

Namunada elektron-kovak juftlarni tortib chiqaruvchi bo'y-lama elektr maydonning fotoo'tkazuvchanlik tashkillovchilariga ta'sirini o'rganish ham sirtagi yopishish hodisasi mavjudligini tasdiqlaydi. Maydonni paydo qilish (kuchlanish berish) rekombinatsiya bilan, ya'ni namunada elektron-kovak juftlari borligi bilan bog'liq qisqa vaqtli relaksatsiyani muhim darajada tezlashtiradi. Maydon τ_{uz} ni o'zgartirmaydi, bu yopishish effekti uchun tabiiydir, chunki yorug'lik paydo qilgan zaryad tashuvchilar yopishish markazlari tutib olgani yaqinida mahalliy-lashgan va ularni maydon kristalidan chiqara olmaydi.



6.3-rasm.



6.4-rasm.

Sirt sathlarida zaryad tashuvchilarning yopishishi effektini n -tur yarimo'tkazgichda kuzatish oson. Relaksatsiya vaqti τ ning T temperatura pasayishi bilan ortib borishi faqat yupqa namunalarda kuzatiladi. τ muhim darajada sirtga ishlov berilishiga bog'liq. Uzoq vaqtli tashkillovchining vaqti τ_{uz} sirtga qo'yilgan tashqi ko'ndalang maydonga, ya'ni sohalar egilishi kattaligiga bog'liq, ammo τ_{uq} amalda doimiy qoladi.

Bu natijalar kuzatilayotgan yopishish effektlari sirtga tegishli ekanligini tasdiqlaydi. Kondensator foto EYK i Y_{kf} ni o'lchashlarda ham sirt yopishish sathlari namoyon bo'ladi. Aniqlanishicha, n -Si ning ba'zi namunalari uchun kondensator foto EYK ining qo'yilgan kuchlanishga bog'lanishi maksimumga ega, ya'ni sohalar egilishining tegishli qiymatida sirtida musbat zaryad to'planadi, kovaklarning tutilishi yuz beradi. Y_{kf} relaksatsiyasida uzoq vaqtli (τ_{uz}) tashkillovchi paydo bo'ladi.

Endi sirt yopishish sathlari zichligini baholaymiz. Uni bu markazlar to'yinib oladigan injeksiya sathi kattaligi bo'yicha amalga oshiriladi.

Olingan $N_{\text{yon}}^s \sim 7 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-2}$ qiymatlar maydon effekti o'lchashlaridan topilgan qiymatlarga yaqin, ammo hajmiy yopishish sathlari zichligidan ($N_{\text{yon}}^b \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ sm}^{-2}$) ancha kam. Katta signallar (kuchlanishlar)da olib borilgan o'lchashlarda sirtidagi yopishish sathlari to'la to'yingan va namoyon bo'lmaydi. Kichik signallar bilan o'lchashlar olib borilganda sirt yopishishni e'tiborga olish zarur. Kremniy uchun zaryad tashuvchilarning sirtida yopishishi xona temperaturasida mavjud bo'ladi.

6.4. «Tez» sirtidagi sathlarning tabiati

«Tez» sirtidagi sathlar parametrlarining temperaturaga, yoritishga bog'liq ravishda o'zgarishi o'rganilgan, sirt tabiiy qariganida, vakuumda va gaz muhitida yuqori temperaturada qizdirilganda sathlar tizimi o'zgarishi o'rganilgan, molekulalarni adsorblashning rekombinatsion xossalarga ta'siri tekshirilgan. Bu sohada hali o'rganiladigan ko'p muammolar mavjud.

Germaniy dastlab yaxshi o'rganilgan yarimo'tkazgich. Germaniyni sirtidagi rekombinatsion markazlar germaniy-oksidi chegarasida adsorblangan kislorod bilan bog'liq degan farazni atoma toza sirt xossalari tadqiqlashlar tasdiqladi. Namunalarni vakuumda $T \sim 500^\circ \text{C}$ bo'lganda qizdirish oqibatida paydo bo'lgan rekombinatsion markazlar eng katta zichligi 10^{12} sm^{-2} bo'lib, u sirtidagi atomlar zichligi (10^{15} sm^{-2}) dan ancha kichik. Bu ma'lumot asosida rekombinatsion markazlar vazifasini germaniy-oksidi chegarasidagi tuzilish nuqsonlari bajaradi, degan xulosaga kelish mumkin.

Suvni adsorblashda sirt rekombinatsiya tezligi kamayadi. U suv molekulalari tomonidan rekombinatsion markazlarining neytrallanishi oqibati deb talqin qilinadi. Neytrallash effekti mexanizmi quyidagicha tasavvur qilinadi. Suv molekulasini yoki boshqa qutbli molekula (yoki ion) sirtidagi rekombinatsion markaz (germaniy-oksidi chegarasidagi nuqson) yaqinida panjara doimiysi tartibidagi masofada mahkam joylashadi. Molekular yoki ion adsorblash oqibatida paydo bo'lgan mahalliy maydon ta'siri natijasida markazning rekombinatsion parametrlari (uning energetik vaziyati γ_n, γ_p) kuchli darajada o'zgarishi, xususan, markaz rekombinatsion bo'lmay qolishi mumkin.

Suvni efir bilan almashtirilsa, markazning tutib olish ko'ndalang kesimi o'zgarishi kuzatiladi. Germaniy sirtiga xos effektlar kremniy

ustida bajarilgan tadqiqotlarda namoyon bo'lmaydi, chunki germaniy va kremniyning sirti har xil yedirish va oksidlash tezliklariga, shuningdek, turli adsorbsion-desorbsion xossalarga ega.

«Tez» sathlar kremniyda ham, germaniyda ham yarimo'tkazgich-oksidi chegarasidagi tuzilish nuqsonlari bilan bog'liq. Bu sathlarning zichligi germaniydagiga nisbatan kremniyda bir necha marta katta ekan. Kremniy sirtiga barqarorlik xos: suv yoki kislorod adsorblanganida (sirtga yutilganda) mustahkam Si-O bog'lanishlar vujudga keladi. Shakllangan oksid pardasi mustahkam va kimyoviy barqaror. Atmosferani yana o'zgartirish «tez» sirt sathlar tizimiga ta'sir qilmaydi. Namunalarni vakuumda qizdirish sirtidagi sathlar zichligini qaytmis ravishda kamaytiradi, sirtidagi rekombinatsiya tezligini ancha kamaytiradi.

«Kuydirish» ishlovi kremniydagi sirt yopishish sathlariga ta'sir ko'rsatadi, ularning shakllanishida sirtidagi yutilgan (adsorblangan) suv molekullari muhim o'rin tutadi. Nam gely atmosferasida ($T \sim 250-400^\circ \text{C}$) kuydirilganda (qizdirilganda) yopishish sathlari zichligi ortadi. Ammo sirtni «suvsizlantiruvchi» kuydirishda (masalan, vakuumda) sirtidagi yopishish sathlari ancha kamayib ketadi. Bu natija kremniy sirtida yopishish sirti paydo bo'lishida xemosorbsion o'zgarishlar borligidan darak beradi.



Savol va topshiriqlar

1. Yarimo'tkazgichlar sirtidagi «tez» sathlarning asosiy xossalari va tabiati nimadani iborat?
2. Sirtidagi zaryad tashuvchilar rekombinatsiyasi qanday tarzda kechadi?
3. Sirtidagi zaryad tashuvchilar tutilishi hodisasini tavsiflang.
4. Sirtidagi yopishish sathlarining asosiy belgisini aytib bering.
5. «Tez» sathlarning yarimo'tkazgichda kechadigan jarayonlarga ta'siri qanday?
6. «Tez» sathlar hosil qilishda qanday omillar muhim ahamiyatga ega?

Yarimo'tkazgich — gaz sirtida «sekin» sathlar deb atalgan sirt sathlari tizimi mavjud. Ularning vaqtiy doimiysi 10^{-5} s dan to minut, hatto soatlargacha qiymatlarga ega bo'ladi. «Sekin» sathlarining «tez» sathlardan farqi shundaki, «sekin» sathlarning relaksatsiya vaqti katta, chunki ular bilan sohalar orasida zaryad tashuvchilar almashinuvi qiyinlashgan, ammo «sekin» sathlar zichligi ancha katta (10^{11} – 10^{13} sm^{-2}) va u sirt to'siq balandligini «sekin» sathlar to'ldirganligi asosida aniqlanadi.

7.1. «Sekin» sirt sathlarining energetik spektri

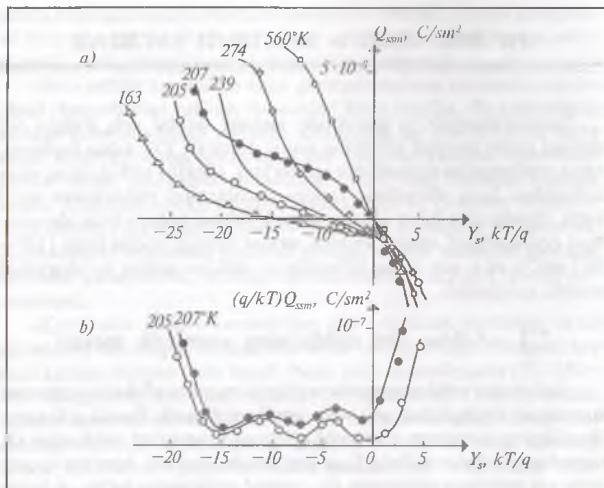
«Sekin» sirt sathlarning parametrlarini maydon effektini o'zgarmas kuchlanish berilgandagi o'lchash orqali aniqlanadi. Bunda o'tkazuvchanlikning statsionar o'zgarishi o'lchanadi va sirtga ushlangan Q_{ss} zaryadning sohalar egilishi Y_s ga bog'lanishi topiladi. Agar bir vaqtda «tez» sirt sathlarga ushlangan $Q_{ss,t}$ zaryad aniqlangan bo'lsa, u holda «sekin» sathlarga zaryad $Q_{ss,s} = Q_{ss} - Q_{ss,t}$ bo'ladi.

Shunday o'lchashlar germaniy, kremniy va ayrim boshqa yarimo'tkazgichlarda «sekin» sirt sathlar spektri diskret sathlar tizimidan iborat ekanligini tasdiqlaydi. Bu diskretlik past temperaturalarda ravshanroq namoyon bo'ladi (7.1-rasm).

Kremniy sathini 3 ta «sekin» sath orqali tavsiflash mumkin. Ularning parametrlari vakuumda yetarlicha katta maydonlar hosil qilganda ham deyarli o'zgarmaydi. «Sekin» sirt sathlar zaryad tashuvchilarni tutuvchi markazlar xizmatini bajaradi va sirt rekombinatsiyada qatnashmaydi.

7.2. Sirtida yuz beradigan sekin relaksatsion hodisalarni tajribada o'rganish

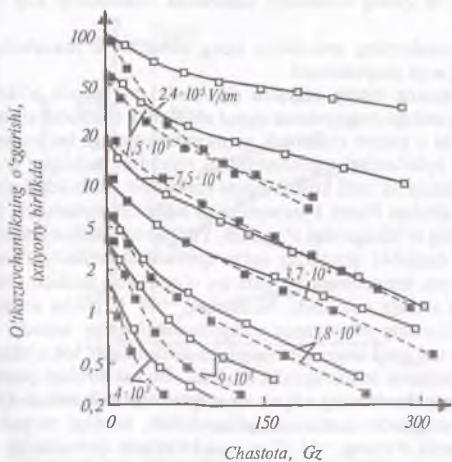
To'ldirilgan sirtdagi muvozanat holatlar Fermi sathi bo'yicha aniqlanadi. U esa temperaturaga bog'liq. Albatta, qaysi bir ta'sir oqibatida tizim muvozanatdan chiqarilsa, «sekin» sathlar to'ldiril-



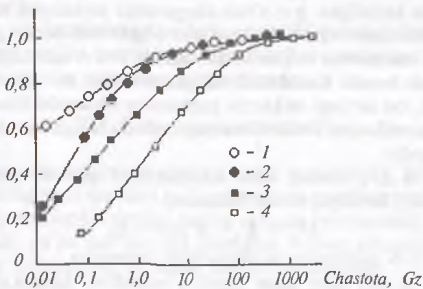
7.1-rasm.

ganligi o'zgaradi. Tashqi ta'sir yo'qolganda bu sathlarda muvozanatdagi zaryad o'rnashib boradi. Mazkur kinetikani o'rganish yarim-o'tkazgich sirtining energetik spektri haqida bir qator muhim ma'lumotlar beradi. Sirdagi sathlar nomuvozanatli to'ldirilganligini paydo qilishning bir necha usullari bor. Eng tarqalgan usul maydon effekti usulidir. Germaniy o'tkazuvchanligining o'zgarmas ko'ndalang elektr maydon paydo qilingan va yo'q qilingandagi o'zgarishi «sekin» relaksatsiyasi o'rganilgan (7.2-rasm). Qiyosan past chastotalar sohasida maydon effektining chastotaga bog'lanishi olinganda (7.3-rasm) maydon effektning kuchli darajada pasayishi zaryad tashuvchilarning «sekin» holatlarga tutilishi bilan bog'liq ekanligi ko'rinadi.

Chastota ortganda kamroq tashuvchilar «sekin» sathlarga tutiladi. $\omega > 100$ Gs bo'lganda bu sathlar ishlamaydi, chunki ular bilan soha orasida zaryad tashuvchilar almashinuvi yuz berib ulgurmaydi, chastota yana ham ortganda signal o'zgarmasdan qoladi. Muhim natijalar:



7.2-rasm.



7.3-rasm.

1. Nam va quruq atmosfera sharoitida chastotaviy bog'lanish turlicha.

2. Chastotalarning yetarlicha keng sohasida o'tkazuvchanlik o'zgarishi $I_g \omega$ ga proporsional.

3. Ko'ndalang elektr maydon sinusoidal bo'lganda o'tkazuvchanlik o'zgarishiga proporsional signal o'shanday chastotali sinusoida bo'ladi, ya'ni u yuqori chastotali garmonikalarga ega bo'lmaydi.

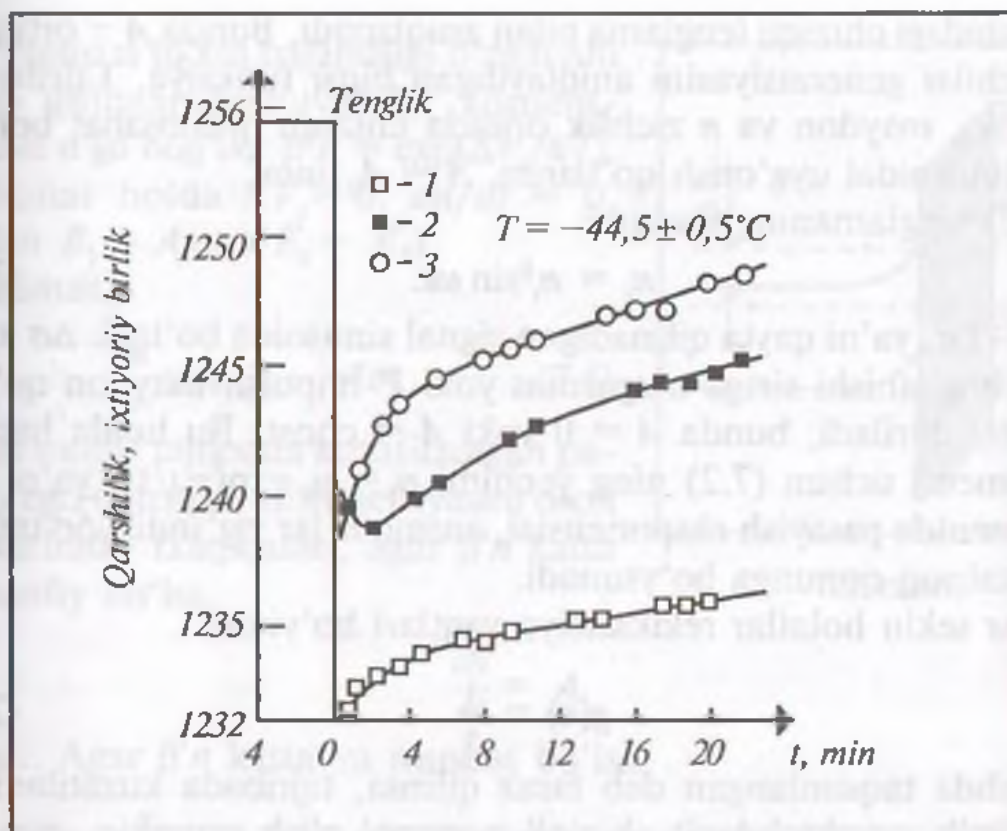
«Sekin» holatlardagi muvozanatdagi zaryadlar zichligini o'zgartirishning boshqa bir usuli kristall sirtini yoritishdir. Bu holdagi sirdagi sathlarning sirdagi Fermi kvazisathlariga nisbatan joylashishi, bino-barin, ularning to'ldirilganligi o'zgaradi. Yoritish to'xtatilganda sirdagi zaryadning dastlabki qiymatiga sekin qaytishi kuzatiladi. Yana bir usul — namuna temperaturasi juda tez o'zgartirish usulidir. Tajriba quyidagicha amalga oshiriladi. Namunani -44°C gacha sovitiladi, «sekin» sathlarning muvozanat to'ldirilganligi qaror topadi. Agar namunadan uni xona temperaturasigacha qizdiradigan tok o'tkazilsa, u holda muvozanat to'ldirilganlik buziladi. Bu esa sirdagi potensial va sirt o'tkazuvchanlikning ΔV_k va $\Delta \sigma$ o'zgarishiga olib keladi. Qizdiruvchi tok uzilganda namunani tez sovitiladi, sirdagi zaryad, sirt o'tkazuvchanlik o'zining -44°C ga mos keladigan qiymatlariga qaytadi. Bu usuldan past temperaturalarda foydalaniladi. Sirt sathlari muvozanat to'ldirilganligi o'zgarishini yuzaga keltiradigan uchala usuldan foydalanilganda $\Delta \sigma$ va ΔV_k ning relaksatsiyasi egri chiziqlari bir xil bo'lar ekan. $\Delta \sigma$ ning uchala usuldagi relaksatsiyasi egri chiziqlari 7.4-rasmda keltirilgan. p - n o'tish chegarasida joylashgan sekin sathlarning muvozanatdagi to'ldirilganligini o'zgartirish uchun p - n o'tishga teskari kuchlanish berish kerak. Bunda p - n o'tish orqali teskari tok o'zgarib boradi. Kuchlanish uzilganda teskari tok asta-sekin so'nib boradi, bu sirdagi sathlarda zaryadning tiklanishi bilan bog'liq. Yuqorida tavsiflangan usullardan foydalanishda olingan asosiy natijalar quyidagilardir:

1. $\Delta \sigma$ va ΔV_k larning sekin relaksatsiyasi qonuni eksponensial (ko'rsatkichli funksiya) emas. Masalan,

$$\Delta V_k = A' + B' \ln(t + \tau), \quad (7.1)$$

A' va $B' - \tau$ - tajribadan aniqlanadigan doimiylar.

2. $\Delta \sigma$ va ΔV_k ning uzun vaqtli o'zgarishlari kinetikasi temperaturaga kuchli darajada bog'liq. Temperatura kamayishi bilan ularning pasayishi keskin sekinlashadi.



7.4-rasm.

3. Zaryadlarning sekin sathlarga o'tishi tezligi zaryad tashuvchilarning muvozanatsiz zichligiga proporsional, ya'ni maydon ortishi yoki yoritish tezligi ko'payishi bilan mazkur tezlik ham ortadi.

4. $\Delta\sigma$ va ΔV_k pasayishi kinetikasi kuchli darajada atrof atmosferasiga bog'liq.

5. $\Delta\sigma$ va ΔV_k larning relaksatsiyasi egri chiziqlari ko'rilgan uchala holda ham bir xil (7.4-rasm). Keltirilgan tajribaviy natijalarni tushuntirish uchun sirtning modellari taklif qilingan.

7.3. Geterogen sirt modeli

Bu modelning haqiqiy zamini tajribalar natijalaridir. Modelning asosida sirtning turli qismlari turli relaksatsiya vaqtlariga ega, degan faraz bor. Faraz qilaylik sirtning har bir qismida (elementida) pasayish eksponensial, ya'ni har bir sirt elementi uchun ortiqcha zaryad tashuvchilar zichligining (n_i ning) vaqtga bog'lanishini

$$\frac{dn_i}{dt} + \frac{1}{\tau_i} n_i = A \quad (7.2)$$

ko'rinishidagi chiziqli tenglama bilan aniqlanadi. Bunda A — ortiqcha tashuvchilar generatsiyasini aniqlaydigan biror funksiya. Tajribadan ma'lumki, maydon va n zichlik orasida chiziqli munosabat bor. U holda sinusoidal uyg'otish qo'llansa, $A = A_0 \sin \omega t$.

(7.2) tenglamaning yechimi:

$$n_i = n_i^0 \sin \omega t. \quad (7.3)$$

$\Delta \sigma \sim \Sigma n_i$, ya'ni qayta qilinadigan signal sinusoida bo'ladi. $\Delta \sigma$ ning vaqtga bog'lanishi sirtga o'zgarmas yoki P-impulslı maydon qo'yilganda tekshiriladi, bunda $A = 0$ yoki $A = \text{const}$. Bu holda har bir sirt elementi uchun (7.2) ning yechimi $n_i = n_0 \exp(-t/\tau)$, ya'ni har bir elementda pasayish eksponensial, ammo n_i lar yig'indisi $\Delta \sigma$ uchun murakkabroq qonunga bo'ysunadi.

Agar sekin holatlar relaksatsiya vaqtlari bo'yicha

$$g(\tau) = \frac{1}{\tau} \quad (7.4)$$

ko'rinishda taqsimlangan deb faraz qilinsa, tajribada kuzatiladigan (logarifmik masshtabdagi) chiziqli qonunni olish mumkin. $g(\tau)$ -relaksatsiya vaqti τ bo'lgan holatlarning sirt zichligi. Ge uchun $\tau = 0,02 \div 20$ s. τ ning kristall sirti bo'ylab o'zgarib borishini oksid qatlami qalinligi bir tekis emasligini ko'rsatadi.

7.4. Elektronlar o'tishlari modeli

Bu model «katta signal» holidagi, ya'ni «sekin» sirt sathlaridagi zaryadning o'zgarishi, binobarin, sirt potentsiali o'zgarish yetarlicha katta bo'lgandagi tajriba natijalarini tushuntirish uchun taklif qilingan. Zaryad tashuvchilarning sohadan «sekin» sathlarga o'tish tezligini sirt yaqinida potentsial to'siq balandligi aniqlaydi, deb faraz qilinadi. O'z navbatida, bu balandlik oldin «sekin» sathlarga o'tib olgan zaryad tashuvchilar soniga bog'liq. Bu modelni 7.5-rasmdagi sohalar chizmasi yordamida tushuntirish mumkin. Ushbu masalani sodda tushunish uchun sirt sath bilan o'zkazuvchanlik sohasi orasida elektronlar almashinuvi yuz beradi deb faraz qilamiz. Tashqi maydon potentsial to'siqni ΔY_s ga o'zgartirsin, sohadagi ortiqcha tashuvchilar soni: a) «sekin» sathdan sohada o'tishlar teskari o'tishlar ($-\exp(\Delta Y_s/kT)$) orqali aniqladi:

$$\frac{dn}{dt} = B_1 \exp[-(E_s - E_t)] - A_1 \exp(Y_s/kT). \quad (7.5)$$

Potensial to'liq balandligi o'zgarishi paydo qilingan tashuvchilar konsentratsiyasi n ga bog'liq: $\beta'n = \exp(\Delta V_s/kT)$. Statsionar holda $\Delta V_s = 0$, $dn/dt = 0$, bundan $B_1 = A_1 \exp(E_s - E_F)$.

Demak,

$$\frac{dn}{dt} = A_1(1 - e^{\beta'n}). \quad (7.6)$$

Bu model tajribada kuzatiladigan pasayish egri chiziqlar asimmetriyasini oson tushuntiradi. Haqiqatan, agar $\beta'n$ katta va manfiy bo'lsa,

$$\frac{dn}{dt} = A_1 \quad (7.7)$$

bo'ladi. Agar $\beta'n$ katta va musbat bo'lsa,

$$\frac{dn}{dt} = -A_1 \exp(\beta'n) \quad (7.8)$$

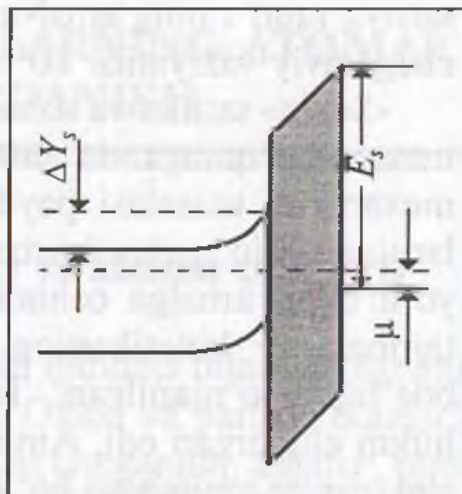
bo'ladi, ya'ni maydon hosil qiladigan zaryadlar ishorasi turlicha bo'lganda pasayish tezligi muhim ahamiyatga ega bo'ladi. Chunki u elektronlar o'tishi modeli kuzatiladigan $\Delta\sigma \sim \ln(t + \tau)$ turidagi bog'lanishni ham tushuntira oladi.

Shuni ta'kidlash kerakki, ko'rib chiqilgan ikkala model ham bir-birini to'ldiradi. Bundan, ikkala modelni birlashtirish kuzatilgan ko'pchilik hodisalarni to'liq tushunishga yordam beradi, degan mulohaza kelib chiqishi tabiiy.

7.5. «Sekin» sirtidagi sathlar tabiati

Ma'lumki, germaniy va kremniy yarimo'tkazgichlarida «sekin» sirtidagi sathlarning mavjud bo'lishligi sirtida oksid qatlaminin borligi bilan bog'langan.

Kuzatilgan hodisalar oksidning tashqi sirtida joylashgan sathlar «sekin» relaksatsion jarayonlarda hal qiluvchi vazifani o'tashligini tasdiqlaydi. Masalan, «sekin» sathlar relaksatsiyasi vaqti oksid qalinligi oshgan sayin ortib boradi. Agar oksid ichida joylashgan sathlar muhim ahamiyatga ega bo'lganda yuqoridagi hodisa kuzatilmay edi. Relak-



7.5-rasm.

satsiya vaqti τ ning atrof-muhitga bog'liqligi ham «sekin» sathlarning chegaraviy vaziyatini ko'rsatadi.

«Sekin» sathlar va sohalar orasida zaryad tashuvchilar almashinuvi masalasini qaraganda tashuvchilarning oksid qatlami orqali o'tish mexanizmi masalasi paydo bo'ladi. Faraz qilinishicha, tashuvchilarning oksid qatlami orqali o'tishi potensial to'siqdan tunnel effekt yo'li bilan amalga oshadi. Bu muammoni yechishda hal qiluvchi tajribalar — kinetikaning temperatura va oksid pardasi qalinligiga bog'liqligi o'rganilgan. Tajribalar, asosan, tunnel effekt foydasiga hukm chiqargan edi. Ammo ba'zi tadqiqotlar to'siq orqali (ustidan) elektronlar emissiyasi bo'lishi ham mumkinligini ko'rsatadi. Demak, mazkur ikkala mexanizmni e'tiborga olish zarur.

? Savol va topshiriqlar

1. «Sekin» sathlarning asosiy belgisi qanday?
2. «Sekin» sathlarning energiya holatlari tizimini aytib bering.
3. Geterogen sirt modeli yordamida «sekin» sathlarni tushuntiring.
4. Elektronlar o'tishi modeli qanday kerakli natijalar beradi?
5. «Sekin» sathlar qanday paydo bo'ladi?

VIII BOB. YARIMO‘TKAZGICHLARNING ATOMAR TOZA SIRTINI O‘RGANISH

8.1. Yarimo‘tkazgichlarning haqiqiy va atomar toza sirti

Yarimo‘tkazgichning haqiqiy sirti oksid qatlami bilan qoplangan va ko‘p tuzilish nuqsonlariga ega bo‘ladi. Oksid va yarimo‘tkazgich chegarasida hamda atrofdagi atmosfera bilan chegarada, albatta, biror miqdorda adsorblangan chet kirishmalar joylashgan bo‘ladi. Dastlab, shunday moddalar bilan ishlashga to‘g‘ri kelgan. Ammo, keyinroq kristallarni tozalash usullari ishlab chiqilgach yarimo‘tkazgichlarning toza sirtini o‘rganish imkoniyati paydo bo‘ldi. Bunday sirtlarni o‘rganish muhim ahamiyatga ega. Sababi:

1. Bunday tadqiqotlar Tamm sathlari mavjudligini tajribada isbotlash imkonini beradi.

2. Tamm sathlari toza sirtida ko‘pligi sababli sohaviy sirt o‘tkazuvchanlik mavjud bo‘lishligini tekshirish mumkin bo‘ladi.

3. Gazlarning toza sirtida adsorblanishi jarayonlarini o‘rganish muhim ahamiyatga ega.

4. Atomar toza sirtida maydon effektini o‘rganish va shu usul bilan sirtning oksidlanishi oqibatida yuz beradigan o‘zgarishlar, «tez» va «sekin» holatlar tabiati haqida yangi ma‘lumotlar berishi mumkin.

5. Sirtga kirishmalar kiritish muammosi muhim masaladir. Germaniy va kremniyning sirti atomar toza bo‘lsa, uning o‘tkazuvchanligi ancha katta, shuning uchun ular asosida asboblari yasash mumkin emas. Biroq muayyan kirishmalar kiritib, sirt o‘tkazuvchanligi va sirt rekombinatsiyasini vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydigan qilinadi.

8.2. Yarimo‘tkazgichlar atomar toza sirtini hosil qilish usullari

Atomar toza sirt olish uchun birinchi shart — o‘ta yuqori vakuum bo‘lishidir. Gazning bosimi 10^{-9} – 10^{-10} mm. sim. ustuni tartibida bo‘lganda olingan atomar toza sirt zarur o‘lchashlar uchun yetarli vaqt davomida saqlab turish mumkin. Agar vakuum qurilmaning

barcha qismlarini yetarlicha yuqori temperaturada 300–400° C uzoq vaqt (12–30 soat chamasida) gazsizlansa, bunday vakuumni elektro-razryad hamda moyli nasoslar yordamida hosil qilish mumkin.

Atomar toza sirt hosil qiladigan va unda 10^{-9} mm simob ustuni chamasida vakuumni uzoq vaqt (bir necha hafta) tutib tura oladigan qurilmalar ham yaratilgan. Ammo shunday past bosim bo'lganda ham tozalashdan biror vaqt o'tgach, tekshirilayotgan sirt adsorblangan molekulalar qatlami bilan qoplanadi.

Lekin bu jarayon sekin ketadi, chunki adsorblanadigan gazning ulushiy bosimi kichik, sirtga adsorblanish ehtimoli ham kichik. Adsorblangan molekulalarning bir qatlami hosil bo'lishi vaqti 40–400 soat atrofida bo'ladi.

Yuqori temperaturali qizdirish usulida sirtni tozalash

Agar kristallni vakuumda suyulish temperaturasiga yaqin temperaturagacha qizdirilsa, bu holda dastlab oksid qatlami bug'lanib ketadi, so'ngra asosiy modda ham bug'lanadi. Natijada sirt yetarli darajada tozalanadi. Qaralayotgan usulni suyulish temperaturasi ancha yuqori bo'lgan (1683° K) kremniyga qo'llash mumkin. 1550 K temperaturada vakuumda qizdirish orqali kremniyning toza sirti hosil qilinadi. Bu jarayonda kremniy ichiga qurilmaning shisha devorlaridan bor (B) kirib qoladi, u *p*-o'tkazuvchanlik hosil qiladi. Bundan qutulish chorasini: kvarsdan yasalgan asbob-uskunadan foydalanish yoki borni ionlar yordamida bombardimon qilish usulida sirdan uzoqlashtirishdir.

Bu usulning kamchiliklari ham yo'q emas. Qizdirish vaqtida yarimo'tkazgichning hajmiy xossalari (elektrik o'tkazuvchanligi, yashash vaqti va boshqalar) ancha o'zgaradi. Qizib ketgan qurilma qismlari ham ba'zi gazlarni chiqaradi, ular sirdagi zarralar bilan birikmalar hosil qilib tozalash o'rniga ifloslashni keltirib chiqaradi. Shularni e'tiborga olib, mazkur tozalash usulini qo'llash mumkin.

Ushbu usulni yarimo'tkazgich birikmalarga qo'llab bo'lmaydi, chunki yuqori temperaturali qizdirish tarkibni buzadi.

Ionlar bilan bombardimon qilish usuli

Bu usul ko'p tarqalgan va samaralidir. Yarimo'tkazgich sirtini bir necha yuz eV energiyagacha tezlantirilgan inert gaz ionlari bilan

bombardimon qilish sirtidagi oksid qatlamini, shuningdek, dastlabki moddaning 1–2 atom qatlamini ketkazadi. Biroq, keyingi jarayon birmuncha nuqsonlar hosil qiladi. Bu nuqsonlarni ketkazish uchun 15–30 minut davomida yuqori temperaturali kuydirish (1100–1200° K) qo'llaniladi. Kuydirish vaqtida ham sirt qisman ifloslanishi mumkin. Shuning uchun ionlar bilan bombardimonlash—kuydirish texnologik amallari ko'p marta takrorlangandagina qanoatlanarli bo'ladi.

Bu usul elementar (Ge, Si va boshqalar) yarimo'tkazgichlar sirtini tozalashda yaxshi natijalar beradi, ammo yarimo'tkazgich birikmalarning toza sirtini hosil qilishda hamma vaqt ham ijobiy natija beravermaydi.

Vakuumdagi «yorish» usuli

Kristallni yuqori vakuumda «yorish» yo'li bilan tozalash usulining soddaligi, shuningdek, uning yarimo'tkazgich birikmalarga qo'llanilishi tufayli foydalanish sohasi ancha kengdir. $\sim 10^{-9}$ – 10^{-10} mm.sim.ust. bosimli vakuumga joylangan kristallni kerakli kristallografik yo'nalishi (kremniy uchun (111)) bo'ylab yoriladi. Magnit maydon yoki boshqa usul bilan boshqariladigan maxsus urgich mahkamlangan kristallga zarb beradi, natijada kristall yoriladi. Yorishning boshqa bir usuli — sirtga oldindan tayyorlangan chuqur izga pona bosiladi.

Bu usul qo'llanganda qizdirish amalga oshirilmaydi. Kristall yorilishi bilan oq uning sirtidagi elektr xossalarini bevosita o'lchash mumkin.

Sovuq bug'lanish usulida sirtni tozalash

Usul quyidagidan iborat: kuchli elektr maydon ($\sim 10^8$ V/sm) musbat zaryadlangan nayzadan sirtidagi kirishma atomlarini va kristall panjarasi yuqorigi qatlamlaridagi atomlarni uchirib yuboradi. Maydon tekshirilayotgan modda nayzasi va tekis elektrod orasida hosil qilinadi.

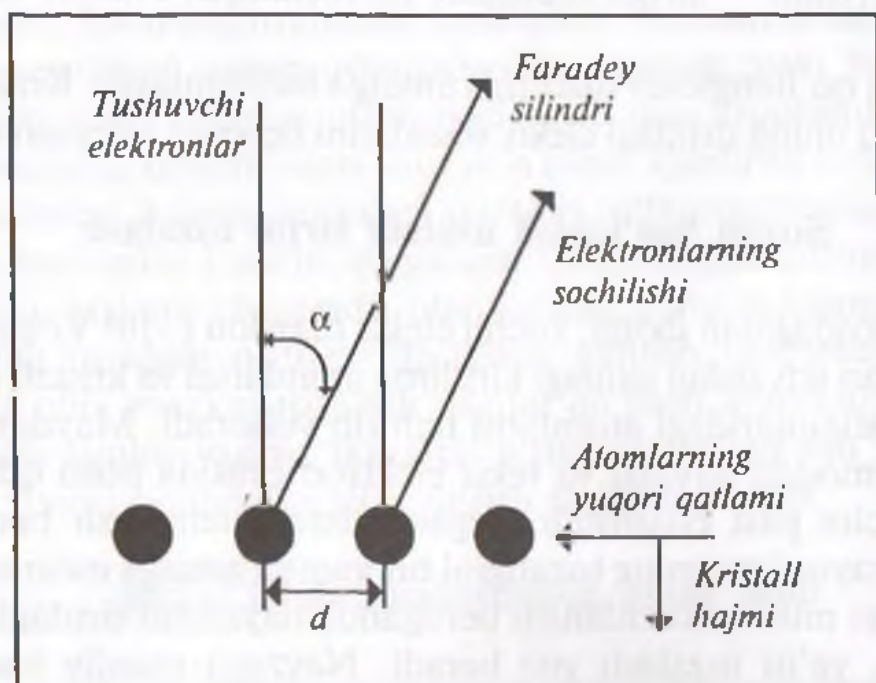
Yetarlicha past chastotali o'zgaruvchan kuchlanish berib sirtni tozalash jarayoni va uning tozaligini bir vaqtda amalga oshirish mumkin: nayzaga musbat kuchlanish berilganda nayzadan sirtidagi atomlar bug'lanadi, ya'ni tozalash yuz beradi. Nayzaga manfiy kuchlanish berilganda avtoelektron emissiya kuzatiladi, bu sirtning elektronogrammasini olish imkonini beradi.

8.3. «Sekin» elektronlar difraksiyasi usulida sirtning tozaligini tekshirish

Energiyasi 20 dan 200 eV gacha bo'lgan elektronlar dastasi tekshiriladigan sirtga tik yo'naltiriladi (8.1-rasm). Sirtidan sochilib ketgan sekin elektronlar elektrometrga ulangan siljувchi kollektor yordamida yig'iladi. Difraksion manzarani olish kollektorning burilish burchagiga bog'liq ravishda kollektor tokini o'lchashdan iborat bo'ladi. Keyin dastaning energiyasi boshqa bo'lganda va kristallning yo'nalishi har xil bo'lganda o'lchashlar qaytariladi. Bu ishini tezlashtirish uchun kollektor tokini avtomatik ravishda yozib oladigan har xil usullar qo'llaniladi. Ba'zi usullarda sochilgan elektronlar tezlantiriladi va difraksion manzara bevosita luminessent ekranda kuzatiladi.

Tajribadan ma'lumki, 50 eV energiyali sochilgan elektronlarning 75% i tekshirilayotgan moddaning yuqorigi qatlami atomlari tomonidan chiqariladi. Demak, difraksion manzara kristall sirtini, tuzilmasini tavsiflaydi.

«Sekin» elektronlar difraksiyasi yordamida germaniy va kremniyning yuqori temperaturali qizdirish va boshqa usullar bilan olingan sirtlari o'rganilgan.

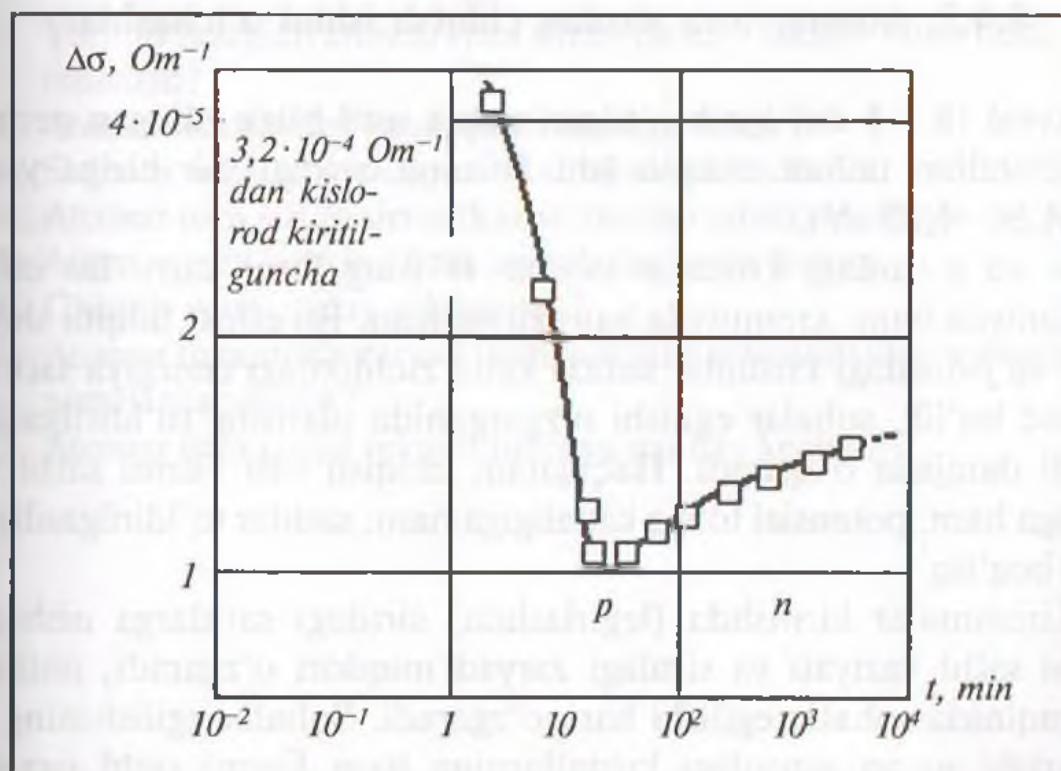


8.1-rasm.

8.4. Yarimoʻtkazgichlar atomar toza sirtining fizik xossalari

8.4.1. Sirt oʻtkazuvchanligi

Germaniyaning atomar toza sirti ancha katta p -turdagi oʻtkazuvchanlikka ega. Buning isboti sirtida maydon effekti, vakuumda kristallni yorish usullari boʻyicha oʻlchashlardan aniqlangan. Sirtidagi oʻtkazuvchanlikning yorib olingan sirt uchun qiymati ($3,2 \cdot 10^{-4} \text{ Om}^{-1}$) bu kattalikning ionlar bombardimoni bilan tozalangan sirt uchun qiymatiga mos tushadi. Bu tozalikning yetarlicha yuqori ekanligini koʻrsatadi. Toza sirtida oksigenning adsorblanishi dastlabki bosqichida p -oʻtkazuvchanlikni biroz oshiradi, keyin esa namuna oʻtkazuvchanligi pasayadi. Agar oʻlchashlar oksigenning bosimi yetarlicha yuqori boʻlganda bajarilsa, u holda Ge ning sirt oʻtkazuvchanligi eng kichik qiymatigacha pasayib, soʻng yana orta boshlaydi. Minimumning borligi oksigen adsorblanishida sirt oʻtkazuvchanligi p -turdan n -turga oʻtganligini koʻrsatadi. Oʻtkazuvchanlik turi oʻzgarishi maydon effekti harakatchanligi ishorasini oʻzgartiradi.



8.2-rasm.

Sirtidagi o'tkazuvchanlik kattaligi bo'yicha fazoviy zaryad sohasidagi kovaklar ortiqcha zichligi qiymatini baholash mumkin ($\sim 10^8 \text{ sm}^{-2}$). Germaniyni atomar toza sirtida sohalar egilishi (yuqoriga) shuncha kattaki, Fermi sathi valent sohaga kirib qoladi. Bu kovaklar gazining aynishi demakdir. Mazkur egilish sirt sathlarda ancha manfiy zaryad borligini bildiradi, ya'ni bu sathlar akseptorlar bo'ladi. Maydon effekti o'lchashlaridan ularning zichligi uchun 10^{12} sm^{-2} , ba'zan $4 \cdot 10^{14} \text{ sm}^{-2}$ gacha qiymatlar borligi aniqlangan.

Kremniyni atomar toza sirti keyinroq o'rganila boshlagan, ammo bu tadqiqotlar ko'lami juda tez kengaygan va chuqurlasha boshlagan. Kremniyda olingan natijalar germaniydagidan ancha farq qilgan. Xususan, yorishdan hosil qilingan sirtli kremniy namunasi sirtidagi o'tkazuvchanligi n -tur ekan, shuningdek, atomar toza sirtli kremniy asosidagi p - n - p tranzistor tuzilmalarida inversion qatlamlar kuzatilmagan.

Sirtidagi sathlar zichligi juda katta bo'lgani uchun maydon effektini o'lchash ancha qiyin. Kremniyni sirt o'tkazuvchanligi sirtga oksigen adsorblanganda, Ge dagiga nisbatan ancha kam o'zgaradi.

8.4.2. Atomar toza sirtidan chiqish ishini o'lchashlar

Avval (8.2-§ da) aytib o'tilgan uchta usul bilan olingan germaniy kristallari uchun chiqish ishi W ning qiymati bir-biriga yaqin ($W=4,66-4,80 \text{ eV}$).

n - va p -turdagi kristallar uchun W ning farqi kam. Bu effekt germaniyda ham, kremniyda ham kuzatilgan. Bu effekt talqini shuki, n -tur va p -turdagi kristallar sirtida katta zichlikdagi energiya sathlari mavjud bo'lib, sohalar egilishi o'zgarganida ularning to'ldirilganligi kuchli darajada o'zgaradi. Haqiqatan, chiqish ishi Fermi sathi vaziyatiga ham, potensial to'siq kattaligiga ham, sathlar to'ldirilganligiga ham bog'liq.

Kirishmalar kiritishda (legirlashda) sirtidagi sathlarga nisbatan Fermi sathi vaziyati va sirtidagi zaryad miqdori o'zgaradi, natijada sirt yaqinida sohalar egilishi ham o'zgaradi. Sohalar egilishining bu o'zgarishi n - va p -turdagi kristallarning ham Fermi sathi vaziyati farqini ko'rsatadi.

8.4.3. Atomar toza sirtida harakatchanlik va rekombinatsiya tezligi

Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilar harakatchanligi atomar toza sirtli germaniyni yuqqa namunalarida Xoll effektini o'lchash orqali aniqlanadi. Bunda kovaklar harakatchanligi $\sim 600 \text{ sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ ga teng bo'ladi. Oksigen adsorblana borgan sari sirt potentsiali kamayadi, harakatchanlik esa ortadi.

Turli usullar bilan olingan atomar toza sirtlarda sirt rekombinatsiya tezligi juda kichik (yorib olingan germaniy sirtida $100\text{--}300 \text{ sm/s}$). Ionlar bilan bombardimon qilingan sirt uchun s katta ($\sim 10^4 \text{ sm/s}$). Bu qiymat kuydirish (qizdirish) natijasida kamayadi. Oksigen adsorblangan holda sirt rekombinatsiya tezligi ancha ortadi va 10^3 sm/s ga yetadi. Sirt sathlarining zichligi nihoyatda katta bo'lgan atomar toza sirtlarda s juda kichik bo'lgani sababi — sirt yaqinida baland potentsial to'siqning borligi sirtidagi rekombinatsiyani sekinlashtiradi.

Sirt potentsiali juda katta bo'lganda sirt rekombinatsiyasi tezligi tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotishi mumkin.



Savol va topshiriqlar

1. Yarimo'tkazgich atomar toza sirtini qanday usullar bilan hosil qilish mumkin?
2. Atomar toza sirtni hosil qilish nimaga kerak?
3. Sirtning tozaligi qanday usullar bilan tekshiriladi?
4. Atomar toza sirtida sirt o'tkazuvchanligi tabiati qanday?
5. Atomar toza sirtning fizik xossalarini aytib bering.
6. Chiqish ishi qanday o'lchanadi?
7. Atomar toza sirtida zaryad tashuvchilar harakatchanligi xususiyatlari nimalardan iborat?
8. Atomar toza sirtida rekombinatsiya qanday kechadi?

IX BOB. YARIMO'TKAZGICHLAR SIRTI ENERGETIK TUZILISHINI TEKSHIRISH USULLARI

Sirtning elektronlar energiya holati tuzilishini o'rganishning mukammal usullarini yaratish sirt fizikasining muhim vazifasidir. Quyida shunday usullarning bir nechtasini ko'rib chiqamiz.

9.1. Kanal-effekt

Tekis (planar) triod (tranzistor) xarakteristikalarini atrof-muhit o'zgarganida kuchli darajada o'zgarishi ma'lum. Bu $p-n-p$ o'tishlar sirtida kanal hosil bo'lishi bilan bog'liq. Kanal—baza sirtidagi yupqa qatlam bo'lib, uning o'tkazuvchanligi turi hajmdagidan farq qiladi. Kanal emitterdan kollektorga tomon omik o'tish paydo qiladi va shu yo'sinda $p-n-p$ o'tishni shuntlaydi.

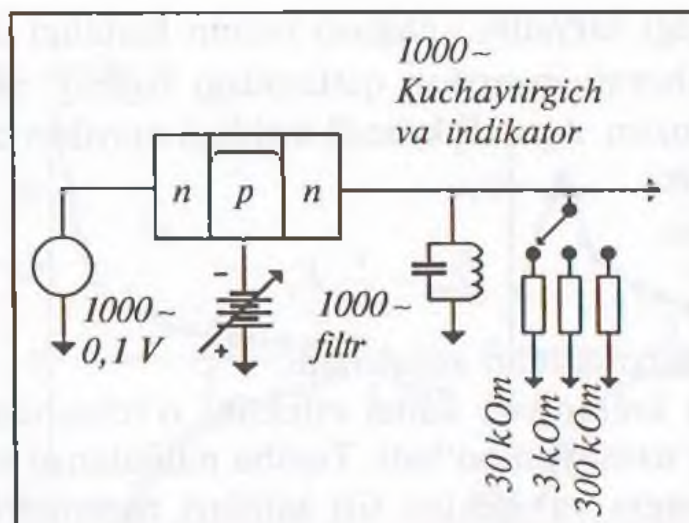
Kanalning mavjud bo'lishi atrof-muhit molekulalarining adsorblanishida hosil bo'ladigan sohalarining kuchli egilishi sababli baza sirtida inversion qatlam yuzaga keladi.

$n-p-n$ o'tishda baza sirtida musbat zaryad ko'proq joylashib olganda kanal paydo bo'ladi (sohalar pastga egilgan). Bu sirtida adsorblash vaqtida (masalan, suv adsorblanishida) donor sathlar hosil bo'lganida yuz beradi.

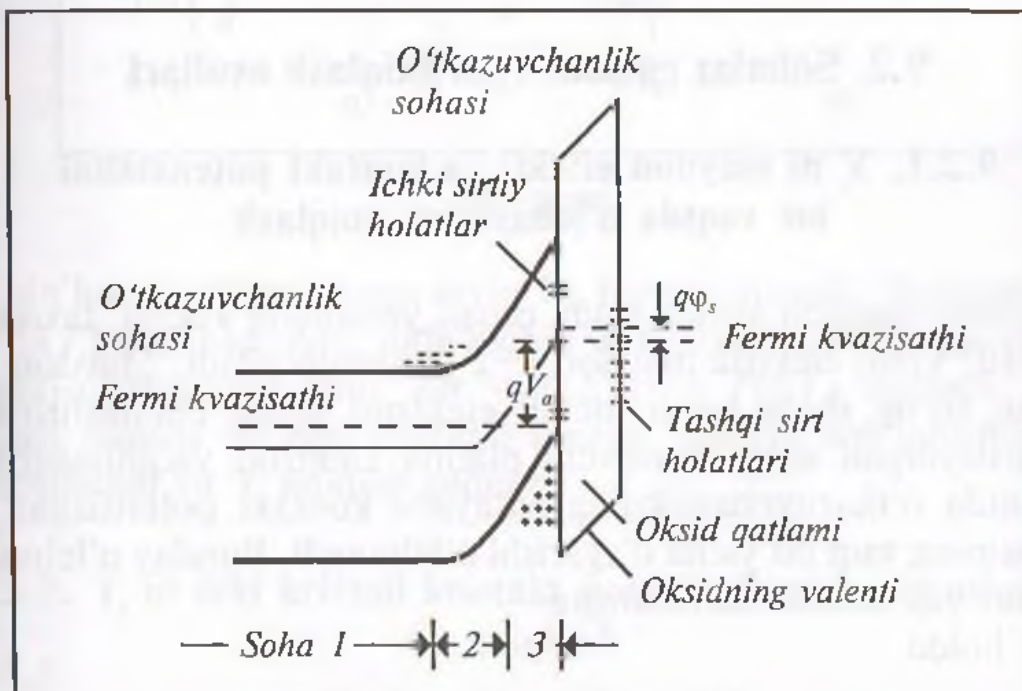
$p-n$ o'tishga berilgan teskari kuchlanish V_a ortib borganida kanalning o'tkazuvchanligi kamayib boradi, V_a yetarlicha katta bo'lib qolganida kanal o'tkazuvchanligi 0 ga teng, ya'ni kanal to'siladi. Sababi: yarimo'tkazgich kristali sirtidagi zaryad bazaning sirtga yaqin sohasidagi erkin zaryad tashuvchilar va ionlangan kirishmalar bilan neytrallanadi. Teskari kuchlanish ortganida $p-n$ o'tish oshadi, shu bilan birga, o'tish sohasida ionlangan kirishmalar soni kattalashadi va endi sirt zaryadini neytrallash uchun kamroq erkin tashuvchilar kerak bo'ladi. Inversion qatlam hosil bo'lmaydi. Kanal to'siladi (9.1-rasm).

Kanalning o'tkazuvchanligi bo'yicha sirt potensialini, sirtidagi zaryadni va sirtidagi holatlar parametrlarini aniqlaydigan usul mavjud.

Tajribada kanal o'tkazuvchanligini o'lchash uchun 9.1- rasmdagi sxemadan foydalaniladi. $p-n-p$ o'tishda kanalni tekshirishda, akseptor



9.1-rasm.



9.2-rasm.

turidagi (sirtidagi zaryad manfiy) sirt sathlari hosil qiladigan gazlarni adsorblash qo'llaniladi. Eng qulayi — kislorod. Uning (ayniqsa ozonning) atmosferasida germaniy va kremniy uchun kanal-effekt kuzatiladi.

Inversion qatlamli sirtning energetik sxemasi 9.2-rasmda tasvirlangan. Inversion qatlam (p -soha) va n -turdagi asosiy kristall orasiga V_a kuchlanish qo'yilgan. Kristall E_{Fp} va E_{Fn} ikki kvazisathlari bilan xarakterlanadi, $(E_{Fp} - E_{Fn}) = V_a$.

Sirt sathlaridagi zaryadni aniqlash uchun kattaligi unga teng va qarama-qarshi ishorali inversion qatlamdagi hajmiy zaryad $\bar{Q}_{sc}$ ni hisobga olinishi lozim. Agar E_s kristall sirtidagi maydon bo'lsa, Gauss teoremasi bo'yicha

$$\bar{Q}_{sc} = \frac{\varepsilon}{4\pi} E_s \quad (9.1)$$

E_s ni Puasson tenglamasidan aniqlanadi.

Germaniy va kremniyda kanal effektini o'lchashda «sekin» va «tez» sirt sathlari namoyon bo'ladi. Tajriba natijalarini nazariy hisob bilan taqqoslab «tez» va «sekin» sirt sathlari parametrlarini topish mumkin. Sirt sathlarining kanal-effekti va maydon effekti asosida aniqlangan energetik vaziyatlari va zichliklari bir-biriga yaqin.

9.2. Sohalar egilishi Y_s ni aniqlash usullari

9.2.1. Y_s ni maydon effekti va kontakt potensialini bir vaqtda o'lchashdan aniqlash

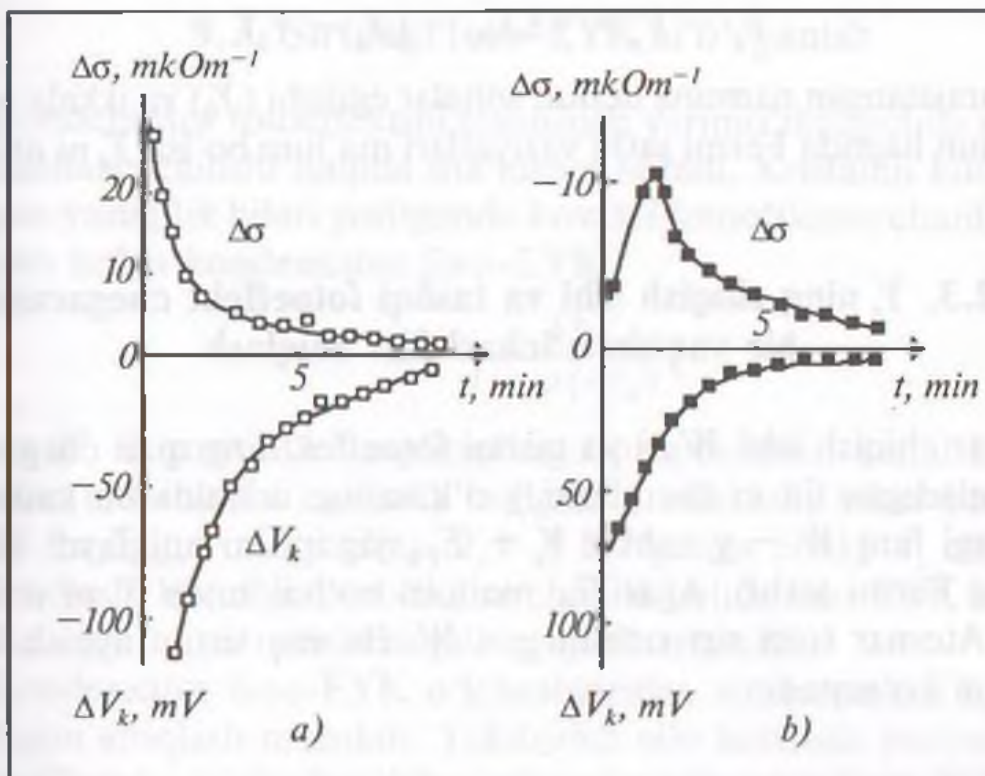
Yarimo'tkazgich sirtiga sluda orqali yetarlicha kuchli, taxminan $(2-7) \cdot 10^5$ V/sm elektrik maydon 1-2 minut qo'yiladi. Maydon uzi-lishidan so'ng sluda bilan metall elektrod tezda chetlashtiriladi. Tekshirilayotgan sirtga titrlovchi platina elektrod yaqinlashtriladi. Bir vaqtda o'tkazuvchanlikning pasayishi kontakt potensiallar ΔV_k ayirmasining vaqt bo'yicha o'zgarishi o'lchanadi. Bunday o'lchashlar natijalari 9.3-rasmda tasvirlangan.

Bu holda

$$\Delta V_k = \Delta Y_s + \Delta V_{ok} + \Delta V_{din} \quad (9.2)$$

bu yerda, ΔY_s - sohalar egilishi o'zgarishi; ΔV_{ok} - sirtidagi oksid qatlamida potensial tushishi o'zgarishi; ΔV_{din} - adsorblangan molekulalar dipollari qatlamida potensial tushishi.

$\Delta \sigma_s = f(\Delta V_k)$ ni turli dipolli har xil gazlar atmosferasida o'lchanganida amalda hamma egri chiziqlar mos tushadi. Demak, ΔV_{din} kichik ekan. Xususi o'tkazuvchanlikli germaniy uchun $T = 300$ K, oksid qatlam qalinligi $\approx 40 \text{ \AA}$, $\varepsilon_{ok} = 4$ bo'lganda $Y_s = 7kT$. Bundan $\Delta V_{ok} \approx 0,4kT$, $Y_s = 5kT$ bo'lganda, $\Delta V_{ok} \approx 0,1kT$ kelib chiqadi.



9.3-rasm.

Ma'lumki, Y_s kamaygan sayin V_{ok} ham kamayadi. Shuning uchun $Y_s < 5kT$ bo'lganida ΔV_{ok} juda kichik va (9.2) da uni hisobga olmaslik mumkin. Shunday qilib, $\Delta\sigma_s = f(\Delta V_k) = f(\Delta Y_s)$ bo'ladi. Tajriba natijasi asosida bu egri chiziqni chizib, nazariy bog'lanishlar bilan taqqoslanadi va Y_s aniqlab olinadi.

9.2.2. Y_s ni ikki kristall kontakt potensiallarini taqqoslashdan aniqlash

Bu usul quyidagicha. Sohalari egilishi ma'lum bo'lgan namunaning va tekshirilayotgan kristallning kontakt potensiallari (V_k va V_x) o'lchanadi. O'lchashlar titrash (vibratsion) usulida olib boriladi.

$$V_k - V_x = \Delta V = +\Delta E_{F0} - \Delta V_{din} + \Delta\chi_0 + \Delta V_{ok}, \quad (9.3)$$

bunda, $E_{F0} = \frac{kT}{e} \ln \frac{P_0}{n_i}$ hajmda Fermi sathi vaziyati, χ_0 – tashqi chiqish ishi. Baholashning ko'rsatishicha, ΔV_{din} , $\Delta\chi_0$, ΔV_{ok} hadlar kichik bo'lganligi sababli (9.3) da tashlab yuborish mumkin. U holda

$$V_k - V_x = +\Delta E_{F0} - (Y_x - Y_0). \quad (9.4)$$

Darajalangan namuna uchun sohalar egilishi (Y_0) va ikkala namuna uchun hajmda Fermi sathi vaziyatlari ma'lum bo'lsa Y_x ni aniqlash oson.

9.2.3. Y_s ning chiqish ishi va tashqi fotoeffekt chegarasini bir vaqtda o'lchashdan aniqlash

Agar chiqish ishi W ni va tashqi fotoeffektning qizil chegarasiga mos keladigan foton energiyasi χ o'lchansa, u holda bu kattaliklar orasidagi farq $W - \chi$ ushbu $Y_s + E_{F0}$ yig'indini aniqlaydi (E_{F0} — hajmda Fermi sathi). Agar E_{F0} ma'lum bo'lsa, unda Y_s ni aniqlash oson. Atomar toza sirt uchun $\chi < W$. Bu esa sirtida aynish holati borligini ko'rsatadi.

9.2.4. Y_s ni erkin zaryad tashuvchilarning yorug'lik yutishi bo'yicha aniqlash

Bu usulda erkin zaryad tashuvchilarning (E.Z.T.) infraqizil (IQ) nurlanishni sirt yaqinida yutishi natijasida sirt potensialining o'zgarishi aniqlanadi. Ma'lumki, agar yarimo'tkazgichda sohalardan biri n karra aynigan bo'lsa, tegishli spektral oraliqda yorug'lik yutilganda zaryad tashuvchilar sohaning bir tarmog'idan ikkinchisiga o'tishi mumkin. Darhaqiqat, germaniy va kremniyda valent sohada ikki karra aynish bor, ya'ni unda og'ir va yengil kovaklar tarmoqlari mavjud.

IQ yorug'likni yutib erkin kovaklar bir tarmoqdan ikkinchi tarmoqqa o'tadi. Tajriba germaniy uchun bu hodisa 3,4, 4,7 va 20 mkm IQ yorug'lik yutilganida kuzatilgan.

Agar IQ yorug'lik sirt yaqinida yutilsa, bu holda yutilishning o'zgarishi bo'yicha sohalar egilishi kattaligi o'zgarishi ΔY_s ni aniqlash mumkin. Bu tajribaning qiyinchiligi shundaki, sirt sust yutiluvchi IQ yorug'lik bilan yoritilishi kerak va o'sha vaqtda shu yorug'lik sirt yaqinidagi sohada yutilishi lozim. Bu shartlarni bajarish uchun kristall sirtiga parallel ravishda va yupqa qatlamdan nur o'tkaziladi; bunda sirtidan to'la ichki qaytish hodisasidan foydalaniladi. Tavsiflangan usul Y_s to'g'risida ma'lumot beradi.

9.3. Sirtagi foto-EYK ni o'rganish

Kondensator fotoeffektini tekshirish yarimo'tkazgichda sirt yaqinida sohalar egilishi haqida ma'lumot beradi. Kristallni kuchli yutiladigan yorug'lik bilan yoritganda kovakli fotoo'tkazuvchanlik o'rinli bo'lgan holda kondensator foto-EYK

$$E = \frac{L^*}{1 + \exp(-Y_s)}, \quad (9.5),$$

bunda L^* — yoritilish amplitudasiga proporsional kattalik. $Y_s > 0$ (sohalar berkituvchi egilishi) bo'lganda effekt Y_s bilan birga ortib boradi ($m_0 \Sigma_{\max} = L^*$ gacha). $Y_s > 0$ bo'lganda effekt Y_s o'sgan sari oshib boradi. Biquatbli fotoo'tkazuvchanlik holida foto-EYK ishorasini sohalar egilishi yo'nalishi orqali aniqlash mumkin.

Kondensator foto-EYK o'lchashlaridan sirt potensial to'siq bandligini aniqlash mumkin. Tekshirish olib borishda ehtiyot bo'lish kerak. Chunki, tajribada o'lchanadigan kondensator foto-EYK o'ziga yana diffuzion tarkiblovchini, shuningdek, hajmiy foto-EYK ni olishi mumkin.

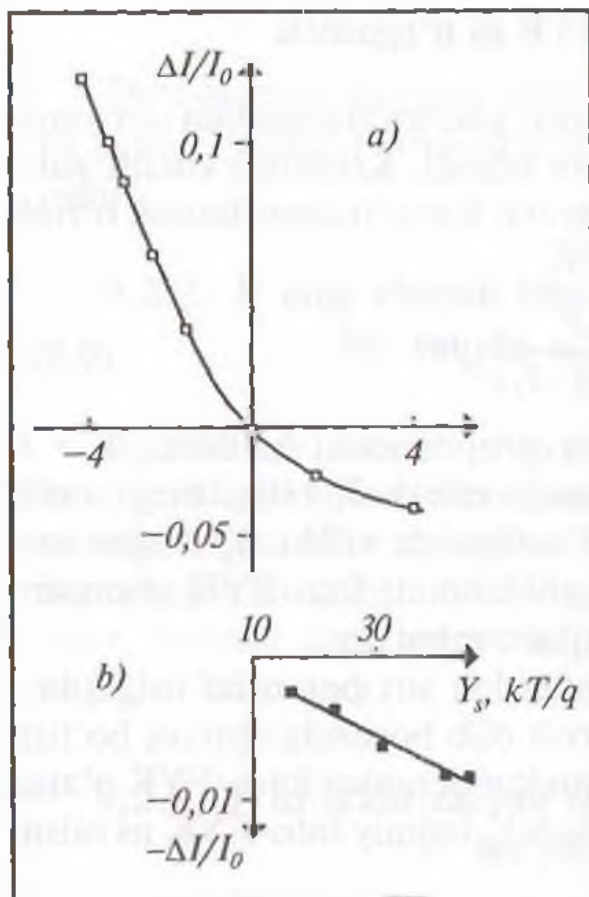
9.4. Maydon effektining luminessent usuli

Bu usul luminessent kristallar sirtini o'rganishda foydali hisoblanadi. Birinchi marta luminessent effekt Cu_2O va CdS da oshkor qilingan.

Agar namunani kuchli yutiladigan yorug'lik bilan yoritilsa va uning yoritilayotgan sirtiga kondensator orqali kuchli elektr maydon berilsa, bu holda luminessensiya intensivligi (oqimi) o'zgarishi kuzatiladi. Maydon elektrodida potensialning ishorasiga bog'liq ravishda luminessensiya yo o'chadi, yo kuchayadi. Luminessensiya intensivligining $\Delta I/I_0$ o'zgarishi, maydon $\sim 5 \cdot 10^5$ V/sm bo'lganda 50–60% ni tashkil qiladi. Luminessensiyaning o'chishi maydon asosiy zaryad tashuvchilar uchun berkituvchi sohalar egilishi hosil qilganda, kuchayishi esa antiberkituvchi egilganida yuz beradi.

Bu hodisaning ikki sababi bor:

1. Eksitonlarning nurli parchalanishi yoki nurli rekombinatsiya sharoitining (ekranlash chuqurligida luminessensiya uchun javobgar kirishma sathlarining to'ldirilganligi o'zgarishi oqibatida) o'zgarishi natijasida luminessensiya intensivligi o'zgaradi.



9.4-rasm.

2. Bevosita kristall sirtida eksitonlar parchalanishi yoki rekombinatsiya sharoiti o'zgar-ganda sirt elektron holatlar to'ldirilganligi o'zgaradi. Bu ham lu-minessensiya intensivligini o'z-gartiradi. Sezilarli luminessent maydon effekti sirt sathlarida bevosita eksitonlar parchalanishi sharoiti o'zgarishi bilan bog'liq.

Mazkur effektning chasto-taviy bog'lanishi ham muhim sirtga 100–3000 Hz oraliqdagi chastotali o'zgaruvchan kuch-lanish berilganda chastota pasa-yishi bilan effekt kuchayadi. Luminessent effektning ortishi sababi mazkur chastotalarda sirdagi sathlarda eksitonlar par-chalanishi shartlarining o'zga-rishidir.

$Y_s = f(V)$ va $(\Delta I/I_0) = \varphi(V)$ bog'lanishlardan V ni chiqarib tashlab,

$$(\Delta I/I_0) = f_1(Y_s) \quad (9.6)$$

bog'lanish hosil qilinadi. Shunday egri chiziq 9.4-rasmda tasvirlangan.

Umumiy holda luminessent effektning Y_s ga bog'lanishi murak-kab, ammo bir necha xususiy hollarda ($Y_s < 1 \text{ kT}$, antiberkitish egilishi, $Y_s > 10 \text{ kT}$) mazkur bog'lanish aniqlangan. Xulosa shuki, maydon luminessent effekti usuli asosida agar (9.6) bog'lanish ma'lum bo'lsa sirdagi sathlarning parametrlarini aniqlash mumkin.

9.5. Sig'im maydon effekti usuli

Sirdagi potensial o'zgarganida fazoviy zaryadning o'zgarishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$C_s = \beta \frac{dQ_{sc}}{dY_s} \quad (9.7)$$

Kristall sirtida boyitilgan qatlam hosil bo'lganida sirt potentsiali o'sib borganda, undagi sig'im ham ortadi.

Kristall sirtida siyraklashtirilgan qatlam hosil bo'lganida hajmiy zaryadni ionlangan kirishmalar tashkil qiladi. Bunday qatlam berkituvchi qatlam deyiladi. Hajmiy zaryad kristall ichkarisiga tortiladi, shuning uchun sirt sig'imi kamayadi.

Inversion qatlamlar hosil bo'lganda hajmiy zaryad qatlami kengligi kichik bo'ladi. Shunday qilib, sirtidagi sig'imning sohalar egilishiga bog'lanishi minimumga ega bo'ladi (9.5-rasm).

Tajribada bu bog'lanishni topish uchun kondensator sirtidagi potensial kattaligi hosil qilinadi. Undagi kuchlanish doimiy bo'lgani holda metall-dielektrik-yarimo'tkazgich tizimining impedansi (qarshiligi) o'lchanadi.

Boyitilgan qatlamning sig'imi kattaligini asosiy zaryad tashuvchilar harakati ko'rsatadi. Shuning uchun u o'zgaruvchan kuchlanish bilan birga o'zgarib boradi. Bunday o'zgarish chegarasi ushbu

$$\frac{2\pi}{\omega} \gg \frac{\epsilon}{\sigma_0} \quad (9.8)$$

shart orqali aniqlanadi. Bu yerda σ_0 — o'tkazuvchanlik. (9.8) tengsizlik deyarli hamma foydalanadigan chastotalar uchun bajariladi. Inversion qatlam sohasidagi Q_i zaryadning va sirt holatlaridagi Q_{ss} zaryadning o'zgarish tezligi uncha katta emas. Uni noasosiy zaryad tashuvchilarning hajmda vujudga kelishi jarayonlari, shuningdek, sirt sathlari va sohalar orasida zaryad tashuvchilar almashinuvi jarayonlari orqali aniqlanadi. Bunda sirt sig'imi chastotaga bog'liq.

Yuqori chastotalarda Q_i va Q_{ss} zaryadlar o'zgaruvchan kuchlanishga yeta olmaydi. Bu holda yarimo'tkazgichning sirt sohasining sodda ekvivalent sxemasi ko'rinishida tasvirlanishi mumkin, bunda C_0 — dielektrikning sig'imi, C_{sc}^∞ — fazoviy zaryad qatlami sig'imi, R — yarimo'tkazgichning qarshiligi. Demak, umumiy sig'im

$$C^\infty = \frac{C_{sc}^\infty C_0}{C_{sc}^\infty + C_0} \quad (9.9)$$

kondensatorda doimiy kuchlanish turlicha bo'lganda sirt sig'imini o'lchash sirt sathlari parametrlarini aniqlashga yordam beradi.

Qaralayotgan tizimning sig'imini katta sirt potentsiallaridan kichigi yordamida aniqlanadi. Shunday qilib, katta musbat kuchlanish berib, n -tur yarimo'tkazgichlar yoki katta manfiy kuchlanishlar berib, p -tur yarimo'tkazgich uchun C_0 qiymati aniqlanadi. Katta chastotalarda tizim sig'imini (C_0 ni) o'lchab, (9.9) ifodadan C_{sc}^∞ hisoblab olinadi. O'z navbatida, C_{sc}^∞ sig'im sohalar egilishi Y_s ga bog'liq bo'lganligi uchun endi Y_s ni aniqlash mumkin. Metall elektrodda maydon hosil qilgan umumiy zaryad $Q_{um} = C_0 V$ ma'lum, $Q_{um}(V) - Q_{sc}(Y_s) = Q_{ss}(Y_s)$ ayrima sirt sathlaridagi zaryadni Y_s funksiyasi sifatida aniqlashga yordam beradi. Bu egri chiziqdan sirt sathlarining parametrlari topiladi.

? Savol va topshiriqlar

1. Kanal effekti deb qanday hodisaga aytiladi?
2. Sohalar egilishi Y_s ni aniqlashning qanday usullari bor?
3. Y_s ni maydon effekti va kontakt potentsialini bir vaqtda o'lchash orqali topish mumkinmi?
4. Y_s ni chiqish ishi va tashqi fotoeffekt chegarasini o'lchash qanday amalga oshiriladi?
5. Sirtida yorug'lik yutilishi bo'yicha Y_s ni aniqlash mumkinmi? Sababini tushuntiring.
6. Y_s ni aniqlashda foto-EYK ning ahamiyati nimada?
7. Luminessensiya hodisasi Y_s ni topishga yordam beradimi?
8. Elektr sig'imning maydon effekti sohalar egilishini topishga qanday yordam beradi?

X BOB. YARIMO‘TKAZGICHLI ASBOBLAR ISHLASHIGA SIRTNING TA’SIRI

10.1. Sirt holatiga bog‘liq bo‘lgan yarimo‘tkazgichli asboblarning parametrlari

Yarimo‘tkazgichli asboblarning elektr parametrlari ko‘p hollarda kristallning sirt xossalariga bog‘liq. Yarimo‘tkazgich qurilmalarning kamchiligi shu asboblarning sirtining beqarorligi va standart emasligi bilan bog‘langan.

Yarimo‘tkazgichli asboblarning ishi beqarorligining asosiy sababi namlikdir. Ma’lumki, kristall sirti oksid amorf parda bilan qoplangan, ammo u sirtni namdan yaxshi himoya qila olmaydi.

Yarimo‘tkazgichli asboblarning parametrlari sirtining tozaligiga bog‘liq. Kristall sirtidagi keraksiz kirishmalar va boshqa yot unsurlarni bartaraf qilish sirtni tozalashda toza kimyoviy moddalar ishlatiladi. Ular sirtidagi nazorat qilinmaydigan moddalar miqdorini kamaytiradi. Na, K, Ca va boshqa elementlar ionlarini tozalangan (distillangan) suvda yuvib ketkaziladi. Kristall hajmidan sirtga diffuziyalanadigan moddalarni (Cu, Al, Fe va boshqalar) sirtidan uzoqlashtirish uchun germaniy va kremniyli organik moddalarda ishlovdan o‘tkazish kerak.

Yarimo‘tkazgichli asboblarning parametrlariga sirtning ta’siri quyidagi effektlarda namoyon bo‘ladi:

1) $p-n-p$ o‘tishda kanal bo‘lgan holda sirt potensialining kattaligi sezilarli darajada yassi tranzistorning kollektori teskari tokini aniqlaydi;

2) $p-n$ o‘tishda teskari tokning, shuningdek, kollektor tokining (sirt yaqinida o‘tishning kuchli maydonida zaryad tashuvchilar ko‘payishi bilan bog‘langan) dreyfi ham kuzatiladi;

3) teshilish kuchlanishi kollektor yaqinidagi sohaning sirtidagi potensialiga bog‘liq va hajmda teshilish kuchlanishidan ancha kichik bo‘lishi mumkin;

4) sirt potentsiali o‘zgarganda sirt rekombinatsiyasi tezligining o‘zgarishi bilan bog‘liq ravishda yarimo‘tkazgichli tranzistorning tokni o‘tish koeffitsiyenti dreyfi yuz beradi;

5) tranzistor impuls rejimda ishlaganda tranzistorning «to'kilish» effekti kuzatiladi. Bunda asbob past chastotalarda ishga tushmaydi. Bundan tashqari, qisqa impulslarda sirt teshilish effekti ham kuzatiladi;

6) yarimo'tkazgichli qurilmalarning $1/f$ shovqinlari sirtga ishlov berilishiga bog'liq bo'ladi;

7) fotodiodlar va fototranzistorlarning qisqa to'lqinlar sohasidagi spektral xarakteristikalari qiyofasi sirdagi rekombinatsiyasi orqali aniqlanadi.

10.2. Sirdagi kanallar va sirt teshilishi

p - n -o'tishning teskari toki, ma'lumki, p - n -o'tishdan diffuzion siljish uzunligidan katta bo'lmagan masofada elektron-kvant juftlar generatsiyasi (vujudga kelishi) bilan aniqlanadi. Biroq suv bug'lari va boshqalar atmosferasida p - n -o'tishning teskari toki Shokli nazariyasi qiymatidan ancha katta ekanligi ma'lum bo'ldi. Bu ortiqcha toklar p - n -o'tish yaqinidagi sirtida kanallar hosil bo'lishi bilan bog'liqdir.

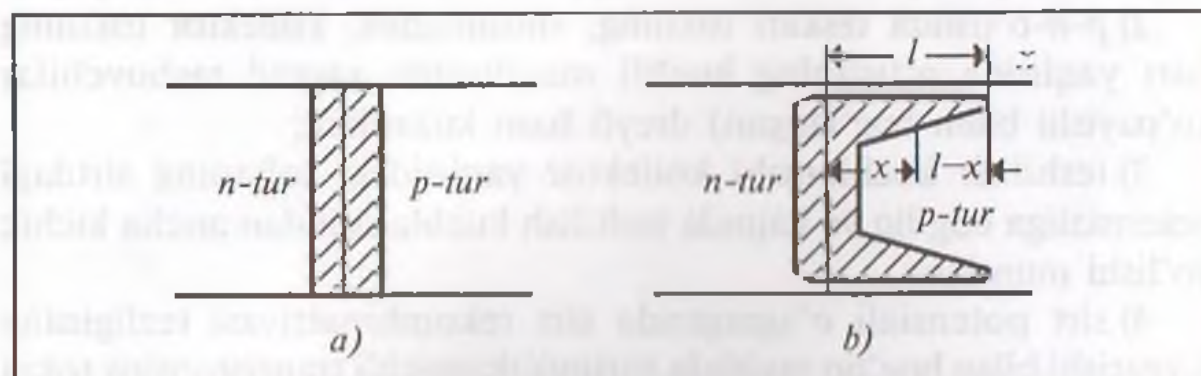
10.1- rasmda sirtida kanal yo'qligi (a) va kanal borligi (b) hollarida p - n -o'tishning hajmiy zaryad sohasi ko'rsatilgan. Tabiiyki, p - n -o'tish yuzasining kattalashishi o'tish orqali teskari tokni ko'paytiradi, ya'ni ortiqcha tok hosil qiladi.

Tajribadan ma'lumki, ortiqcha tokning kattaligi kanal uzunligiga to'g'ri proporsional va p - n -o'tishga qo'yilgan kuchlanish bilan logarifmik qonun bo'yicha o'zgaradi.

Ortiqcha i_k -to'la tokning kattaligi

$$i_k = j_k l \quad (10.1)$$

ko'rinishda ifodalanadi, bunda j_k — kanalning bir birlik uzunligiga to'g'ri kelgan ortiqcha tok, l — uzunligi.



10.1-rasm.

Kanal boshlangan joydan x masofada

$$i_k = j_k(1 - X). \quad (10.2)$$

Agar x masofada kuchlanish tushishi $U(x)$ bo'lsa, inversion qatlam R_x qarshiligi $U(x)$ ga proporsional, ya'ni

$$R_x = AU(x) \quad (10.3)$$

bunda A — atrof-muhitga bog'liq koeffitsiyent. x kesim uchun

$$\frac{du}{dx} = -R_x i_x = AU_x(1 - x) \quad (10.4)$$

tenglamani yozish mumkin. Bu tenglamani integrallasak

$$\int \frac{du}{u} = -Aj_k \int_0^l (1 - x) dx ;$$
$$\ln(U_l/U_0) = Aj_x(l/2), \quad (10.5)$$

bundan

$$l = \sqrt{\left(2 \ln \frac{U_l}{U_0} / Aj_x \right)},$$

$$i_k = i_k l = \sqrt{\frac{2j_k}{A} \ln(U_l/I_0)}, \quad (10.6)$$

U_l — kanal oxiridagi kuchlanish, U_0 — berilgan kuchlanish.

Yuqori omli materiallarda kanallar oson hosil bo'ladi, chunki bu holda inversion qatlam hosil bo'lishi uchun qiyosan kichik sohalar egilishi kifoya.

Agar asbobning sohalari bir-biriga yaqin qarshilikka ega bo'lsa, atrof-muhit o'zgarganda, masalan, nam atmosferadan quruq kislorodga o'tilganda dastlab p -sohada, keyin esa n -sohada kanal paydo bo'lishi mumkin. p -materialda kanallar oson hosil bo'ladi va n -materialdagiga nisbatan barqarorroq bo'ladi.

p - n -o'tishdagi kuchlanish muayyan kritik qiymatdan oshganda o'tishning teskari toki keskin ko'payadi va teshilish hodisasi kuzatiladi. Teshilish kuchlanishining hajmdagiga nisbatan pasayishi sababi: sirt yaqinida p - n -o'tish sohasining torayishi bo'ladi, o'tish ichida maydon kattalashadi. Bu holda sirtga yaqin sohada zaryad tashuvchilarning ko'chkisimon ko'payib ketishiga sharoit paydo bo'ladi. Bu effekt bilan p - n -o'tishning teskari toki dreyfi ham bog'langan.

Sirtga yaqin soha zaryad tashuvchilarning ko'payishi tranzistorning impuls rejimida ishlash sharoitini o'zgartirib yuboradi.

10.3. Tokni uzatish koeffitsiyentiga sirdagi holatlar ta'siri

Tranzistorning umumiy bazali sxemasida tokni uzatish koeffitsiyenti α ni va umumiy emitterli sxemasida tok bo'yicha kuchaytirish koeffitsiyenti $\beta = \frac{\alpha}{(1-\alpha)}$ ni baza sohasida rekombinatsiya orqali aniqlanadi. Bazada zaryad tashuvchilar yashash vaqti qancha kichik bo'lsa, bazaga kiritilgan tashuvchilarning shuncha katta qismi rekombinatsiyalanadi. Demak, ular kollektorga yetib bormaydi, α uzatish koeffitsiyenti kamayadi. α hajmdagi rekombinatsiya sur'atiga ham, sirdagi rekombinatsiya s tezligiga ham bog'liq.

α ning s ga bog'liqlik ifodasi:

$$\alpha = 1 - \frac{\sigma_b \omega}{\sigma_e L_e} - \frac{s C_k w}{S_k D_p} - \frac{w^2}{2 L_b^2}, \quad (10.7)$$

bunda, w — baza kengligi, σ_b va σ_e — mos ravishda baza va emitter o'tkazuvchanligi, L_b va L_e — baza va emitterda diffuziya uzunligi, S_k — ko'ndalang kesim yuzi, C_k — rekombinatsiya effektiv sirti.

α bilan s orasidagi bog'lanish kuzatiladigan σ ning uzun to'lqinli dreyfi effektini aniqlaydi. α ning dreyfi emitter toki keskin o'zgaranda (tok dreyfi) tranzistor temperaturasi o'zgarganda (temperaturaviy dreyf) kuzatiladi. Ikki effekt ham sirt holatiga bog'liq. Injektsiya sathi (emitter toki) o'zgarganida tokni uzatish koeffitsiyenti α o'zining qandaydir statsionar qiymatigacha sekin o'zgaradi. U sirtning ishloviga bog'liq. Darvoqe, injeksiya sathi o'zgarganida sirdagi holatlarga ushlab olingan zaryad, demak, sirdagi potensial sekin o'zgaradi. Bu esa s ni o'zgartiradi, s ning o'zgarishi α ga ta'sir qiladi. Dreyf vaqti «sekin» sirdagi holatlar relaksatsiya vaqti tartibida bo'ladi. Agar sirt tuzoqlarini (sathlarni), bazani emitter yaqinida kuchli yutiladigan yorug'lik bilan yoritib, to'ldirilsa, bu holda tok bo'yicha kuchaytirish ancha katta bo'ladi.

Tok bo'yicha kuchaytirish koeffitsiyentining temperaturaviy dreyfining bir necha xili bor:

1. Agar tranzistorni uzoq vaqt xona temperaturasidan yuqori temperaturada tutib turilsa, bu holda α va β ning sekin kamayib

borishi kuzatiladi. Bu effekt yarimo'tkazgich (masalan, Ge) sirtining oksidlanish jarayoniga bog'liq. Bunda α va β o'zgarmaydi.

2. Tranzistorni xona temperaturasiga yuqori temperaturali holatdan sovitganda α va β parametrlarning kamayishi kuzatiladi. Xona temperaturasida tranzistorlar saqlanganda α va β sekin ortib, 5–10 kecha-kunduzdan so'ng statsionar qiymatga erishadi. Jarayon qaytar va u shunday tushuntiriladi: qizdirganda oksid qatlamdan namlik tranzistor ichiga kiradi. Tranzistor sovitila boshlanganda oksid qatlam namlanadi, uning tezligini oksid parda qalinligi orqali aniqlanadi va u namlik chiqishdagi (degidratatsiyadagi) tezlikdan ancha kichik bo'ladi. Bu jarayon α va β ning sekin dreyfini tushuntiradi.

3. «48 soatli effekt» ham oksid qatlamda namlik ko'chishi bilan bog'liq. Agar $p-n-p$ tranzistorni yuqori (100°C chamasidagi) temperaturada biror vaqt tutib turilsa, keyin xona temperaturasigacha sovitilsa, α va β vaqt bilan sekin o'zgaradi. Bunda parametrlarning statsionar qiymatiga 48 soat o'tgandan keyin erishiladi. Temperaturaviy dreyf vaqti oldingi holdagidek, ammo effektning ishorasi teskari. Bu effekt qaytar effekt. α va β ning pasayish vaqti oksid qatlami qalinligiga bog'liq emas.

10.4. $1/f$ shovqinlar

Kremniy va germaniydan tayyorlanadigan yarimo'tkazgichli qurilmalarning ortiqcha shovqini bor. Uning spektri $1/f$ qonuniga bo'y-sunadi. $1/f$ shovqin yetarlicha katta chastotalar oralig'ini egallaydi. Ipsimon Ge namunasi uchun $1/f$ qonun $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$ dan 1 MHz gacha oraliqdagi chastotalar sohasida qoniqarli bajariladi. Bu shovqinlar temperaturaga kuchsiz bog'langan bo'lib, kristall sirti holatiga bog'liq bo'ladi. Ular sirtning ishlovi va atrof atmosferasiga juda sezgir. Masalan, $p-n$ -o'tishni suv bug'lari atmosferasiga joylansa, $1/f$ shovqinlar bir necha tartibga ortib ketadi.

Mazkur shovqinlarni kamaytirish maqsadida tadqiqot ishlari olib borilmoqda. Sirt o'tkazuvchanlik minimumiga mos bo'lgan sirt potentsiali qiymatlari sohasida sohalar ancha egilishi sirt o'tkazuvchanlikka kuchsiz ta'sir qiladigan holda $1/f$ shovqinlar juda kam bo'ladi. Kuchsiz shovqinlar $s(Y_s)$ bog'lanish maksimumiga mos Y_s lar sohasida ham kuzatilishi mumkin. Boyitilgan qatlamdan inversion qatlamlarga o'tganda shovqinning ancha ortib ketishi kuzatilgan.

10.5. Yarimo'tkazgich asboblari sirtini barqarorlash

Tranzistorlarni tok bo'yicha kuchaytirish koeffitsiyenti yuqori bo'lishi uchun bazaning sirti mumkin bo'lganicha, kichik sirt rekombinatsiyasi tezligiga (s) ega bo'lishi kerak. Sirt potensial kattaligi uncha katta bo'lmasligi lozim, chunki sirtida inversion qatlamlarda kanallar hosil bo'ladi, kuchli darajada jamg'aruvchi qatlamlar holida esa teshilish kuchlanishi pasayadi.

Asosiy talab — kristall sirtini ataylab oksidlab qalin va mustahkam himoyalovchi oksid pardasi hosil qilishdir. Bu usul kremniy asosidagi asboblari tayyorlashda ayniqsa samaralidir. Kremniyga kislorod oqimida yuqori temperaturali ishlov berib, uning sirtida mustahkam kremniy oksidi SiO_2 pardasi hosil qilinadi. Uning qalinligi 500 Å dan 1 mkm gacha. Parda sirtini keyingi oksidlashdan saqlaydi. Bunday qoplamli asbob atrof-muhitdagi o'zgarishlarni sezmaydi.

Sirtini asbobni tayyorlashdan oldin oksidlasa yaxshi bo'ladi. Ammo asbob tayyorlangandan keyin ham uni oksid parda bilan qoplasa bo'ladi. Buning uchun past temperaturada tayyor asbob sirtida oksid parda olish uchun namunani ozon atmosferasida qizdirish yoki xona temperaturasida suvsiz eritmada anodli oksidlash usullaridan foydalaniladi.

Yarimo'tkazgichli asboblari va integral mikroshemalarni planar texnologiya bo'yicha tayyorlashda himoyaviy dielektrik pardalar (qatlamchalar) katta rol o'ynaydi.

Kimyoviy dielektrik pardalarga quyidagi asosiy talablari qo'yiladi: boshlang'ich taglik sirtiga diffuziyalanuvchi elementlarning (bor, surma, arseniy va b.) kirishini to'la himoyalash; vaqt o'tishi bilan kimyoviy barqarorlik va turg'unlik; bir jinslilik va nuqsonsizlik; yuqori solishtirma qarshilik va elektr mustahkamlik; yuqori mexanik mustahkamlik talablari qo'yiladi. Albatta bu talablarni to'la bajaradigan moddani topish qiyin. Biroq, ma'lum talablarga javob beradigan moddalar mavjud.

10.5.1. Kremniyni termik oksidlash.

10.5.2. Suv bug'ida kremniyni termik oksidlash

Bunda boshlang'ich kremniy (Si) taglikda oksidlovchi muhitda qizdirish natijasida himoyaviy dielektrik SiO_2 pardasi hosil qilinadi. Bu usul qalinligi va tuzilishi bo'yicha tekis hamda yuqori himoyaviy

va dielektrik xossaga ega bo'lgan sifatli niqoblovchi parda olish imkoniyatini beradi.

Kremniy sirtida yuqori tozalikdagi ($p \sim 10-20 \text{ mOm}\cdot\text{sm}$) himoyaviy dielektrik parda olish uchun suv bug'ida oksidlashda foydalaniladi. Bug' miqdori reaksiya tezligini chegaralamagan holda yuqori temperaturada kerakli reaksiyalar yuz beradi. Suv bug'i parsial bosimini saqlash uchun kremniy plastinkalar sirtida suvni qizdirib turish kerak. Oksid pardasining shakllanishi kremniy sirtiga oksid qatlam orqali suvning diffuzion ko'chishi hisobiga bo'ladi. Albatta oksid qatlamning o'sish tezligi taglikning yo'nalishiga, elektr o'tkazuvchanlik turiga va taglikdagi kirishmalar zichligiga ham bog'liq.

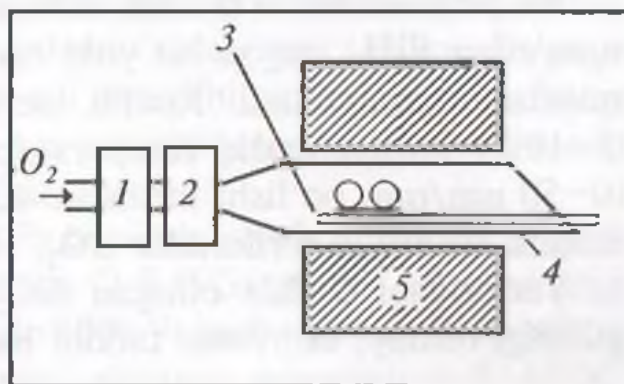
Oksidlanish jarayoni 1100°C dan yuqorida oksid qatlamning x qalinligi vaqtda parabolik $x^2 = Bt$ qonun bo'yicha, 1100°C dan pastda esa $x_2 + b_1x = b_2t$ qonun bo'yicha o'sadi. Oksidlanish temperaturasi qancha kichik bo'lsa, oksid qatlam o'sish qonuni chiziqlikka shuncha yaqin bo'ladi. Bu hol $500-800^\circ \text{C}$ da yuqori bosimli suv bug'i atmosferasida oksidlashda kuzatiladi.

10.5.3. Quruq kislorod muhitida kremniyni termik oksidlash

Bu usul yuqori temperaturada o'tkaziladi. Bunda hosil bo'lgan parda yuqori sifatli niqob xossasiga ega bo'ladi. Kremniy-oksido chegarasida bog'langan zaryadlar kam bo'lishini ta'minlaydi.

Atmosfera bosimida oksidlash jarayonining temperaturasi $850^\circ-1200^\circ \text{C}$ oralig'ida bo'ladi. Tegishli qurilma 10.2-rasmda tasvirlangan.

Ishchi sohada temperaturani $900^\circ-1200^\circ \text{C}$ oralig'ida o'zgartirish mumkin. Pechkaning ishchi kanaliga reaktor 4 o'rnatiladi, ushlagich 3 ga plastinkalar o'rnatilib, reaktorga joylashtiriladi. Reaktor 1 ga quritgich, filtr 2 orqali quruq kislorod kiritiladi va quyidagi reaksiya boradi: $\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$. Oksid o'sishi tezligini temperaturaga va parda qalinligiga bog'liqligini turli bosqichlarda nazorat qilish mumkin.



10.2-rasm.

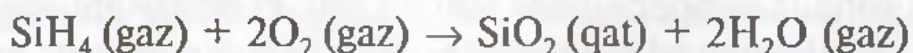
Yarimo'tkazgichli asboblarda va IMS lar ishlab chiqarishda yuqorida ko'rilgan usullarning umumlashgan ko'rinishidan iborat 2 va 3 bosqichli oksidlashdan foydalaniladi. Termik o'stirilgan pardalarning chegara qalinligi 1–1,5 mkm dan oshmaydi. Planar texnologiyada pardalarning qalinligi 0,2–0,8 mkm bo'lishi kifoya.

10.5.4. Kremniy oksid pardalarini pirolitik o'tkazish usuli

Bu usul kremniy oksid pardasini har qanday materiallardan tayyorlangan taglikka o'tkazishi mumkin. Uning zaruriy afzalligi shundaki, bu jarayon ancha past temperaturada amalga oshiriladi.

1. **Tetraetoksisilanning parchalanishi.** Bu jarayonda reaksiya mahsulotlari to'g'ridan to'g'ri taglik sirtiga yoki alohida kameraga beriladi. Tetraetoksisilan $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ ning parchalanish reaksiyasi $700\text{--}750^\circ\text{C}$ da yuz beradi. Reaksiya natijasida SiO_2 , SiO , SO va gaz ko'rinishidagi organik radikallar ajralib chiqadi. Agar $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ parchalanishi taglik bilan bir kamerada o'tkazilsa, unda taglik temperaturasi piroliz temperaturasi bilan bir xil bo'ladi. Agar parchalanish reaksiyasi bir kamerada, taglik boshqa kamerada bo'lsa, unda taglik temperaturasi piroliz temperaturasidan ancha kichik bo'ladi.

2. **SiH_4 silanning kislorod bilan parchalanish usuli.** Bu usul kremniy oksidi pardasini $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ va $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ turdagi yarimo'tkazgich birikmalarga, ularning stexiometrik tarkibini buzmaganda o'tkazish imkonini beradi. Yuqori sifatli SiO_2 pardasini olish uchun jarayon $150\text{--}300^\circ\text{C}$ da olib boriladi:



Bu jarayonlarni o'tkazish uchun boshlang'ich moddalar sifatida monosilan SiH_4 , argon Ar yoki azot (N) va kislorod (O) aralashmasidan foydalaniladi. Kuchli inert gaz bilan aralashtirilgan silan (3–10%) holida oraliq temperaturada SiO_2 ning o'tkazish tezligi 10–50 nm/min bo'lishi mumkin. Kisloroddan tashqari, oksidlovchi sifatida kislorodli birikmalar CO_2 , H_2O lardan foydalaniladi.

Yuqoridagi usulda olingan SiO_2 pardasi plastinka sirti bo'ylab qalinligi birday, kimyoviy tarkibi barqaror bo'ladi.

10.5.5. Kremniyning anodli oksidlash usuli

Bunday oksidlashning ikki xili mavjud: kremniy sirtini suyuq elektrolitda oksidlash va gaz plazmada oksidlash.

1. Elektrolitik anodlash. Anod oksidlanishi asosan o'zgarmas tok maromida o'tkaziladi. Buni amalga oshirish uchun zaruriy sharoit yaratish kerak. Bunda oksid parda qalinlashishi bilan oksidga qo'yilgan U kuchlanish ortib boradi. Agar oksidda E maydon bir jinsli bo'lsa, $\frac{dV}{dt} = E \frac{dx}{dt} = J \frac{EM}{\alpha F \rho}$ tenglama o'rinli bo'ladi, bunda J — chegara qismida tok zichligi, M — oksidning gramm-mol miqdori, ρ — uning zichligi, αF — bir gramm-mol oksid hosil qilish uchun kerakli elektr miqdori, $F = 9,65 \text{ C/mol}$ — Faradey soni.

Elektrolitlar sifatida odatda suv miqdori oz bo'lgan organik eritmalaridan foydalaniladi. Elektrolit o'tkazuvchanligini boshqarish uchun HNO_3 , H_2PO_4 , NaOH , NaNO_3 va boshqalarni kiritish mumkin. Bu birikmalarning anionlari oksidlovchi sifatida elektrkimyoviy jarayonlarda qatnashadi.

2. Kremniyni gazli oksidlash. Bu usulda elektrolit o'rniga gazdan foydalaniladi. Gazli anodlash qalin oksid pardalar olishda qo'llaniladi. Yuqori chastotali maydon bilan paydo qilingan kislorod plazma manfiy zaryadlangan kislorod ionlari manbayi bo'ladi. Plazmadagi kislorod ionlari kremniy plastinalari bilan ta'sirlashadi. Oksidning o'sishi anod oksidlash o'tkazish rejimiga, ya'ni kameraning bosimi, temperatura va plazma zichligiga bog'liq.

10.5.6. Past temperaturali ion-plazma yordamida oksidlash

Bu usul hatto uy temperaturasida yuqori tezlikda pardalar olish imkonini beradi. Yarimo'tkazgich sirti qismi — oksid va oksid-tashqi muhit orasidagi tezlantiruvchi maydon o'sishi dreyf tezlikni ko'paytiradi, diffuziya tezligining ortishi esa o'suvchi qatlamda zarrachalar zichligi gradiyentini o'stiradi. Bu ikki omil kislorod tarkibli plazmada oksidning o'sish mexanizmiga ta'sir qiladi.

Bu usulda oksidlanish 50–200 Pa bosimda olib boriladi. Razryadni qo'zg'atish yuqori chastotali maydon (2,5 GGs gacha) bilan amalga oshirilib, razryadda quvvat 200 dan to 1000 Vt gacha o'zgarishi mumkin.

Plazmaning o'rtacha parametrlari: elektron temperatura $5 \cdot 10^4 \text{ K}$, taglikka nisbatan anod potensial +35 V, plazma zichligi $\sim 10^{13} \text{ el/sm}^3$,

ionlanish darajasi $(5-6) \cdot 10^{-2} \%$. Kremniy plastinka yerga ulangan kattodga nisbatan musbat potensial $(+50 \div +400 \text{ V})$ ostida turadi. Oksid pardaning o'sish tezligi $8-18 \text{ nm/min}$.

10.5.7. Kremniy nitrid qoplamalarini hosil qilish.

Aralash qoplamalar

SiO_2 himoya qatlamlarini ba'zi hollarda qo'llash mumkin bo'lmay qoladi. Bunday hollarda kremniy nitridi Si_3N_4 yoki kremniy nitridi va oksid kombinatsiyasidan foydalaniladi. Kremniy nitridi kimyoviy termik barqaror, elektrga chidamli, dielektrik singdiruvchan va yaxshi niqoblash xossasiga ega. $\text{Si}_3\text{N}_4-\text{SiO}_2$ tizimda kimyoviy birikmalar — kremniy oksinitridlar hosil qilishi mumkin. Uning ko'p tarqalgan birikmalaridan biri Si_2ON_2 .

Kremniy nitrid qatlamini kremniy sirtida vujudga keltirish mumkin. Buning uchun azot (N) yoki uning faol birikmalari bilan kremniy nitridlanadi. Sirtni to'g'ridan to'g'ri nitridlash quyidagi reaksiyalar bo'yicha boradi:



Birinchi reaksiyaga asosan kremniy nitrid pardasini ochiq nay usulida olish lozim. Ishchi kameraga kremniy plastinkalari joylashtiriladi va u orqali azot oqimi o'tkaziladi. Temperatura 1200°C va azot oqimi $300 \text{ sm}^3/\text{min}$ bo'lganda kremniy plastinka sirtida kremniy nitridi pardasi hosil bo'ladi.

Ikkinchi reaksiyaga asosan, kimyoviy reaksiya bo'lishi uchun temperatura yanada yuqoriroq bo'lishi mumkin. Bu usul texnologiyada kam qo'llaniladi. Silanni ammiak bilan nitridlashning kimyoviy reaksiyasini qo'llash $700-1100^\circ \text{C}$ da kremniy nitridini olish imkonini beradi. Bunda $1/20$ nisbatda silan va ammiak $(3 \cdot 5) \cdot 10^3 \text{ sm}^3/\text{min}$, tezlikda vodorod (H) oqimi bilan birgalikda kremniy plastinalar joylashtirilgan ishchi kamera orqali o'tkaziladi.

10.5.8. Himoyaviy dielektrik pardalarning sifatini nazorat qilish

Pardalarning asosiy ko'rsatkichlari: 1) parda qalinligi; 2) qatlamdagi ochiq tirgishlar; 3) kremniy-himoyaviy parda chegarasidagi nuqsonlar miqdori nazorat qilinadi.

Yarimo'tkazgichlar texnologiyasida dielektrik parda qalinligi *mikrotortish*, *interferometr* va *ellipsometr* usullarida aniqlanadi. Mikrotortish usuli namuna taglikka dielektrik pardani qoplamasdan va qoplagandan so'ng mikrotortishga asoslangan. Rang (interferensiya) usulida himoyaviy parda — taglik sirtiga tushuvchi oq nurni to'ldiruvchi interferensiyaga asoslangan. Oq yorug'likning ma'lum bir qismi so'ndiruvchi interferensiyada qatnashib, pardaning sirti bir xil rangda ko'rinadi.

So'nuvchi interferensiya sharti:

$$2dn = \frac{2k-1}{2} \lambda.$$

Bu ifodada, d — pardaning qalinligi, n — pardaning sindirish koeffitsiyenti, λ — tushuvchi yorug'lik to'lqin uzunligi, $k=1,2,3$ — interferensiya tartibi. Rang usulida parda qalinligini aniqlashda nisbiy xatolik 10% dan oshmaydi.

Ellipsometrik usulda Si_2O va Si_3N_4 pardalarning qalinligini o'lchash chizig'i bo'yicha qutblangan nurning himoyaviy parda sirtidan qaytishiga asoslangan. Ma'lum burchak ostida tushgan nur qaytishida elliptik qutblangan to'lqin hosil bo'ladi. Yorug'lik manbai sifatida lazer nurlaridan ham foydalanish mumkin.

G'ovaklarni aniqlashda bir necha usullardan foydalaniladi. Misni elektrolitik o'tkazish usulida sirtida Si_2O vujudga keltirilgan plastinka mis ionli elektrolitga joylashtiriladi. Unga manfiy potensial beriladi. Elektroliz jarayonida mis ionlari plastinadagi g'ovaklar bor joylarga o'tiradi. Bu joylarning miqdoriga qarab parda sifati to'g'risida xulosa chiqariladi.

Diffuzion legirlash usulida yarimo'tkazgich taglik materialga diffuziya jarayonida kirishmalar kirib material elektrik o'tkazuvchanligini o'zgartirishiga asoslangan. Diffuziya jarayoni o'tkazilgandan so'ng pardaning qayerida g'ovaklar bo'lsa, o'sha yerdan diffuziya boradi, mahalliy p - n -o'tishlar hosil bo'ladi. Keyin kimyoviy parda taglikdan ketkaziladi va mahalliy p - n -o'tishlar pardalardagi g'ovaklar miqdori to'g'risida ma'lumot olish mumkin bo'ladi.

Elektrografik usulda ham pardalardagi g'ovaklar nazorat qilinadi. Gidroxinonning 3–4% li eritmasidan qo'llangan fotoqog'ozlar plastinkalar sirtiga joylashtiriladi. Fotoqog'ozli plastinkaga ikkita metall disk — elektrod qisib, ular orqali tok o'tkaziladi. Bu toklar fotoqog'oz emulsiyasiga yorug'likday ta'sir qiladi.

Pardadagi nuqsonlar miqdori va o'lchami mikroskop yordamida aniqlanadi. Dielektrik—yarimo'tkazgich chegarasi holati, undagi zaryad tashuvchilar zichligi, sirt potentsiali, dielektrikdagi qo'zg'almas zaryadlar sirt holatlari zichligi, qo'zg'almas zaryadlar turg'unligi, sirt holatlarining relaksatsiyasi vaqti bilan baholanadi. Bu parametrlarni metall-dielektrik-yarimo'tkazgich (MDY) tuzilmalar tayyorlab, avtomatik qurilmalarda volt-farad tavsiflarini o'lchash bilan nazorat qilinadi.

10.5.9. *p-n*- o'tishlarni himoyalash usullari

Bu yerda qotishmali, qotishma-diffuzion va liza-qotishmali usullarda olingan *p-n*- o'tishlarni himoyalash masalalari haqida ma'lumot beramiz. Bu turdagi asboblarga Si_2O va Si_3N_4 pardalar *p-n*- o'tishlar va omik kontaktlar olingandan so'ng qoplanadi. Oldin aytilganidek, kislorod tarkibli birikmalarning suvli eritmalaridan ham foydalanish mumkin. Ular kremniy bilan o'zaro ta'sirlashib, sirtini oksidlaydi — yupqa himoya pardasini hosil qiladi. Masalan, 100 ml suv va 50 mg natriy asetati, 200 ml suv va 70 ml ortofosfat kislota, 100 ml suv va 50 ml sulfat kislota, 150 ml suv va 10 g dinatriy fosfat va boshqa aralashmalardan foydalanish mumkin.

Metall oksid pardalar yarimo'tkazgich material sirtida himoya qoplamasini hosil qiladi. Bu pardalarning solishtirma qarshiligi 10^{14} – 10^{15} Om · sm bo'lib, namga barqaror va issiqqa chidamlidir.

Al_2O_3 , BeO, TiO_2 , ZrO_2 himoya pardalarini o'tqazish uchun manba temperaturasi 800–1200° C da, *p-n*- o'tishli kristall temperaturasi 350–500° C da ushlab turish kerak. Manba va yarimo'tkazgichlar kristall orasidagi masofa 10–20 sm bo'lishi maqsadga muvofiqdir. Parda hosil qilish jarayoni kvars nayda olib boriladi, uning bir uchiga manba (masalan, Al_2O_3 li tigel) va ikkinchi uchiga *p-n*- o'tishli kristall joylashtiriladi. Kvars naydan avval havo chiqarilib, keyin kerakli miqdorda tashuvchi reagent (masalan, HCl, HBr gazi) kiritiladi. Himoya pardalari manbalari sifatida ishqoriy yer metallari; titanatlar, sirkonatlar va staniatlardan foydalaniladi.

Ko'pchilik yarimo'tkazgichli asboblarda va IMS lar uchun shisha pardalar bilan himoyalash qo'llaniladi. Shisha bilan himoyalash asboblarda elektrik parametrlarini yaxshilaydi — asbobning turg'unligi, mustahkamligi va ishlash muddatini oshiradi.

Kremniy asosidagi asboblarni himoya qilish uchun borosilikatli, fosforosilikatli va qo'rg'oshinsilikatli shishalar ishlatiladi. Yana boshqa murakkab tarkibli shishalardan ham foydalanish mumkin. *p-n*- o'tishlarni himoyalashda alumosilikatli shishalar ko'p qo'llanilmoqda, chunki bu shishalar va kremniyning termik kengayishi koeffitsiyentlari bir-biriga yaqin. Oksidlangan kremniy sirtiga shishani o'tqazish himoyalashni yanada yaxshilaydi — oksid qatlam kremniy bilan shisha orasidagi yopishqoqlikni oshiradi.

Alumosilikatli shishani odatda 0,2 mkm dan yupqa bo'lmagan oksid qatlamli kremniy kristaliga surkaladi. Agar oksid qatlami undan yupqa bo'lsa, oksid qatlam orqali yarimo'tkazgich materialiga natriy ionlari kirib borishi mumkin. Bunday shishalarda natriy ionlari bor bo'ladi (masalan, 35% SiO_2 + 35% Al_2O_3 , 29,9% BeO + 0,1% Na_2O). Shuning uchun alumosilikatli shishalar asosan yetarlicha qalinlikdagi Si_2O qatlami mavjud yarimo'tkazgichli kristallarda qo'llaniladi. Himoya pardalari sifatida xalkogenid va murakkab tarkibli shishalar ishlatiladi.



Savol va topshiriqlar

1. Yarimo'tkazgichli asboblarning qanday parametrlari sirt holatiga bog'liq bo'ladi?
2. Sirtida kanallar qanday hosil bo'lishini aytib bering.
3. Sirtning elektrik teshilishi qaysi sharoitda yuz beradi?
4. Asboblarda yuz beradigan shovqinlar nimadan kelib chiqadi?
5. Yarimo'tkazgichlar sirtini barqarorlash uchun qanday tadbirlar ko'riladi?

XI BOB. YARIMO'TKAZGICH SIRTİ BILAN HAJMINING O'ZARO TA'SIRI

11.1. Yarimo'tkazgichning sirti va hajmidagi xossalar orasidagi bog'lanish

Yarimo'tkazgichning sirtidagi E_{Fs} va hajmidagi E_{Fv} Fermi sathi orasida bir qiymatli bog'lanish bor. Bu bog'lanish butun kristallning elektrneytrallik shartidan keltirib chiqariladi:

$$\sigma + \int_0^{\infty} \rho(x) dx = 0 \quad (11.1)$$

bunda σ – sirt zaryad zichligi, $\rho(x)$ – hajmiy zaryadning x tekislikdagi zichligi. Yarimo'tkazgich $x \geq 0$ yarimfazoni egallaydi, deb faraz qilinadi.

σ zichlik, bosim g , temperatura T va sirtidagi Fermi sathi holati E_{Fs} ning funksiyasi

$$\sigma = \sigma(P, T, E_{Fs}) \quad (11.2)$$

(11.1) dagi ikkinchi had T , E_{Fs} , E_{Fv} lar funksiyasi, ya'ni

$$\int_0^{\infty} \rho(x) dx = R(T, E_{Fs}, E_{Fv}). \quad (11.3)$$

Endi elektrneytrallik sharti

$$\sigma(P, T, E_{Fs}) + R(T, E_{Fs}, E_{Fv}) = 0 \quad (11.4)$$

bo'ladi. Bundan E_{Fs} ni E_{Fv} funksiyasi sifatida aniqlash mumkin.

$$E_{Fs} = f(P, T, E_{Fv}) \quad (11.5)$$

Bu amal murakkab, shuning uchun uni ayrim xususiy hollardagina bajarish mumkin. E_{Fv} ni kristall ichidagi elektrneytrallik shartidan, ya'ni

$$\rho(E_{Fv}) = 0 \quad (11.6)$$

topilsa, u holda (11.5) dan E_{Fs} aniqlangan bo'ladi. (11.4) tenglamani yechmasdan

$$(dE_{Fs}/dE_{FV}) \geq 0 \quad (11.7)$$

bo'lishligini ko'rsatish mumkin. Sirt yaqinida sohalar egilishini

$$V_s = V(0) = E_{Fs} - E_{FV} \quad (11.8)$$

kattalik orqali tavsiflash o'rinli. Bu *sirt potentsiali* deyiladi. Bu sirt fizikasida muhim o'rin tutadigan kattalik bo'lgani uchun uni aniqlab olish juda zarur.

Hisoblashlar quyidagi natijalarga olib keladi

a) deyarli ionlanmagan kirishma holida:

$$2 \operatorname{sh} \frac{V_s}{2kT} = -\frac{\sigma}{\sigma^*}. \quad (11.9)$$

$$\text{Bunda } \sigma^* = \sqrt{(\chi^{kT/2n})^{n^*}}, \quad n^* = p + N_{\frac{+}{\alpha}} = n + N_{\frac{-}{\alpha}} \quad (11.10)$$

b) deyarli ionlangan kirishma holida:

$$p \left(e^{V_s/kT} - 1 - \frac{V_s}{kT} \right) + n \left(e^{-V_s/kT} - 1 + \frac{V_s}{kT} \right) = n^* \left(\frac{\sigma}{\sigma^*} \right)^2. \quad (11.11)$$

Sirtiy V_s potensial turli omillarga bog'liq.

1. **Sirt potentsiali sirtdagi σ zaryadga bog'liq.** Bunda ikki chegaraviy holni ko'rib chiqaylik:

a) $|V_s| \ll kT$ bo'ladigan oz egilgan sohalar holida (11.9) va (11.11) tenglamalardan

$$V_s = -kT \frac{\sigma}{\sigma^*} \quad (11.12)$$

ifoda kelib chiqadi. $|V_s| \ll kT$ bo'lgani uchun $\sigma/\sigma^* \ll 1$;

b) kuchli egilgan sohalar holida (11.9) dan

$$V_s = \pm kT \ln \left(\frac{\sigma}{\sigma^*} \right) \quad (11.13)$$

ifoda olinadi, bunda agar $\sigma < 0$ bo'lsa, yuqoriga (+) ishora, $\sigma > 0$ bo'lsa, pastga (-) ishora o'rinli bo'ladi; $|\sigma| \gg \sigma^*$ ko'rilgan hollarda V_s sirt σ zaryadga chiziqli, logarifmik bog'langan. Bu holda (11.11) dan

$$V_s = \pm kT \ln \left(\frac{\sigma}{\sigma^*} \right)^2 \quad (11.14)$$

kvadratik bog'lanish ifodasi kelib chiqadi.

2. Sirt potentsiali V_s ga kristall ichidagi kirishmalar ta'sir qiladi. Oldingi ifodalardan ko'rinadiki, asosiy zaryad tashuvchilar zichligi

n^* qancha katta bo'lsa, σ^* shuncha katta, binobarin, V_s shuncha kichik bo'ladi. Demak, kirishmalar kiritib sohalar egilishini (V_s ni) kamaytirish mumkin.

3. Sirt V_s potentsiali T temperaturaga bog'liq. Haqiqatan T temperatura oshgan sari n^* ortib boradi, V_s esa kamayadi.

4. Sirt V_s potentsialiga adsorblash ham ta'sir ko'rsatadi. Agar adsorblangan zarralarning sirt zichligi N deb olinsa, undagi zaryad $\sigma_a = \pm eN$ bo'ladi, demak, adsorblash hisobidan sohalar egilishi o'zgarishi ΔV_s uchun oz ionlangan yoki to'la ionlangan kirishmalar hollarida

$$\Delta V_s = \pm 2kT \frac{eN}{|\sigma_\beta|} \quad (eN \ll |\sigma_\beta|), \quad (11.15)$$

$$\Delta V_s = \pm kT \ln \left(\frac{eN}{\sigma_\beta} \right) \quad (eN \gg |\sigma_\beta|) \quad (11.16)$$

ifodalar olinadi.

11.2. Sirtning zaryadlanishiga bog'liq effektlar

Sirt sathlar mavjud bo'lishi sirtning zaryadlanishiga olib keladi. Bu esa qator effektlarni keltirib chiqaradi:

1. Sirdagi zaryad yarimo'tkazgichdan elektronlarning chiqish ishiga ta'sir qiladi. Binobarin, sirt adsorblangan zarralar zichligi va tabiati chiqish ishini aniqlashda muhim bo'ladi.

2. Sirdagi zaryadga elektrik o'tkazuvchanlik ham bog'liq.

3. Sirt zaryadining kattaligi va ishorasiga yarimo'tkazgich hajmidagi kirishmalar taqsimoti bog'liq.

4. Agar yarimo'tkazgich sirti zaryadlangan bo'lsa, bu holda sirt yaqinida sohalar egrilanishi oqibatida sirt turli masofada zaryad tashuvchilar zichligi turlicha bo'ladi. Demak, sirt o'tkazuvchanlik hajmiy o'tkazuvchanlikdan farq qiladi. Sirt o'tkazuvchanlikni χ_s deb belgilab, uning V_s ga bog'lanishini topamiz.

Harakatchanliklar μ_n va μ_p yarimo'tkazgichning hamma joyida o'zgarmas qiymatga ega deb hisoblansa:

$$\chi_s = \chi - \chi_0 = e\mu_n \int_0^\infty (n(\chi) - n_v) d\chi + e\mu_p \int_0^\infty (p(\chi) - p_v) d\chi, \quad (11.17)$$

bundagi n_v va p_v — elektronlar va kovaklarning hajmdagi zichliklari.

Belgilashlar bu yerda quyidagicha:

$$\chi_{nv} = e\mu_n n_V, \quad \chi_{pV} = e\mu_p p_0, \quad V^{M/kT} = \chi_{nV}/\phi_{pV} \quad (11.18)$$

Integrallash natijasi:

$$\chi_s = 4 \sqrt{\chi_{nV}\chi_{pV}} \int_0^s \left(\operatorname{sh} \frac{V_M - V}{2kT} \operatorname{sh} \frac{V}{2kT} \right) \left(\frac{dV}{d\chi} \right)^{-1} V. \quad (11.19)$$

$V_s = V_M$ bo'lganda $\chi_s(V_s)$ egri chizig'i minimumdan o'tadi, chunki

$$\frac{d\chi_s}{dV_s} = 4 \sqrt{\chi_{nV}\chi_{pV}} \left(\operatorname{sh} \frac{V_M - V_s}{2kT} \right) \left(\operatorname{sh} \frac{V_s}{2kT} \right) \left(\frac{dV}{d\chi} \right)^{-1}_{\chi=0}. \quad (11.20)$$

Sohalar kuchli darajada egilib kambag'allashgan qatlam hosil qilganda sirt yaqinidagi o'tkazuvchanlik turi hajmdagidan boshqacha bo'lishi mumkin. Bu hodisa *o'tkazuvchanlik inversiyasi* deb ataladi. Shu hodisaga erishiladigan sohalar egriligi V_i *inversiya potentsiali* deyiladi.

$$e\mu_n n(V_i) = e\mu_p p(V_i) \quad (11.21)$$

shartidan topiladigan inversiya potentsiali

$$V_i = \frac{1}{2} V_M \quad (11.22)$$

ga teng bo'ladi.

5. Tashqi maydon va adsorblash o'tkazuvchanligiga ta'sir ko'rsatadi. Umuman aytganda, sirt o'tkazuvchanligi χ_s va V_s ni o'zgartira oladigan barcha sabablar ta'sir ko'rsatadi.

Ma'lumki, bir plastinka o'rganilayotgan yarimo'tkazgich bo'lgan yassi kondensatorga (uning ikkinchi plastinasini maydoniy elektrod deyiladi) E elektr maydon qo'yilgan bo'lib, yarimo'tkazgich sirtining bir birligida σ elektr zaryad paydo qilingan bo'lsin:

$$\sigma = -\frac{E_0}{4\pi} E, \quad (11.23)$$

bunda E_0 — kondensatorni to'ldiradigan muhitning dielektrik doimiysi. σ zaryad sirt holatlari va hajmdagi zaryad qatlami orasida taqsimlangan bo'ladi:

$$\delta = \sigma + \int_0^\infty \rho(\chi) d\chi. \quad (11.24)$$

Muvozanat paytida:

$$\sigma = \sigma(V_s), \quad \int_0^{\infty} \rho(\chi) d\chi = R(V_s) \quad (11.25)$$

(11.25) ni (11.24) ga qo'ysak, E va V_s ni bog'lovchi tenglama hosil qilamiz.

Tashqi maydon ulangan paytda u hosil qilgan zaryad sirt yaqinidagi qatlamda yig'ilgan, sirdagi zaryad esa avvalgiday qolgan bo'ladi. Sirt χ_s o'tkazuvchanlik keskin o'zgarib ketadi. Vaqt o'tishi bilan maydon hosil qilgan zaryad tashuvchilar sirt yaqinidagi qatlamlardan qisman sirtning o'ziga o'tadi. Natijada σ va χ_s o'zgaradi, bunda χ_s ning kattaligi o'zining dastlabki qiymatiga yaqinlashadi, ba'zan unga teng bo'lib qoladi.

V_s sirt potensialini, binobarin, χ_s ni o'zgartira oladigan yana bir sabab adsorblashdir. Adsorblash oqibatida mazkur o'zgarishlar

$$\Delta V = V_s - V_{s0}; \quad \Delta \chi_s = \chi_s - \chi_{s0} \quad (11.26)$$

ko'rinishida ifodalanadi, V_{s0}, χ_{s0} — adsorblash e'tiborga olinmagandagi kattaliklar.

Agar akseptor xossali zarralar adsorblansa, sirt yaqinidagi qatlamda kovaklar ko'payadi, elektronlar kamayadi. Bu holda $\Delta V_s > 0$ hamda n -yarimo'tkazgich holida $\Delta \chi_s < 0$, p -yarimo'tkazgich holida $\Delta \chi_s > 0$ bo'ladi.

Donor xossali zarralar adsorblanganda bu tengsizliklarning aksi bo'ladi. Endi «kvaziyakkalangan» sirt tushunchasi bilan tanishaylik.

Haqiqiy yarimo'tkazgich sirtida holatlar zichligi katta bo'lsa, sirtida o'rtnashgan elektronlar va kovaklar zichligi ancha katta bo'ladi. Agar bu zichliklar farqi yetarlicha kichik bo'lsa, bu holda yarimo'tkazgich sirti ancha maxsus xossalarga ega bo'ladi.

O'tkazuvchanlik sohasi bilan Fermi sathi orasidagi masofa hajmda

$$E_{FV}, \text{ sirtida } E_{Fs} \text{ bo'lsin. Demak, } \frac{|\Delta E_{FV}|}{kT} \geq 1 \text{ bo'ladi. (11.5) } \frac{|\Delta E_{Fs}|}{kT} \ll 1$$

tenglamadan bo'lishligi ma'lum bo'ladi. Bu holda E_{Fs} vaziyat E_{FV} vaziyatga bog'liq emas. Bu esa yarimo'tkazgichning sirt xossalarini uning hajm xossalariga bog'liq bo'lmaydi, demakdir. Bu holda hajm sirtga ta'sir ko'rsatmaydi, sirtni muayyan E_{FV} oralig'ida «kvaziyakkalangan» sirt deyish mumkin.

Endi «kvaziyakkalagan» sirtning ba'zi xossalarini ko'rib o'tamiz. «Kvaziyakkalagan» sirt holida sirtagi to'la zaryad:

$$\sigma(E_{Fs}) = 0, \quad (11.27)$$

Ammo hajmda

$$\rho(E_{FV}) = 0. \quad (11.28)$$

Demak, E_{FV} va E_{Fs} lar bir-biriga bog'liq bo'lmagan (11.27) va (11.28) munosabatlardan aniqlanadi.

«Kvaziyakkalagan» sirtga bog'liq sirt holatlarining uch turi bor.

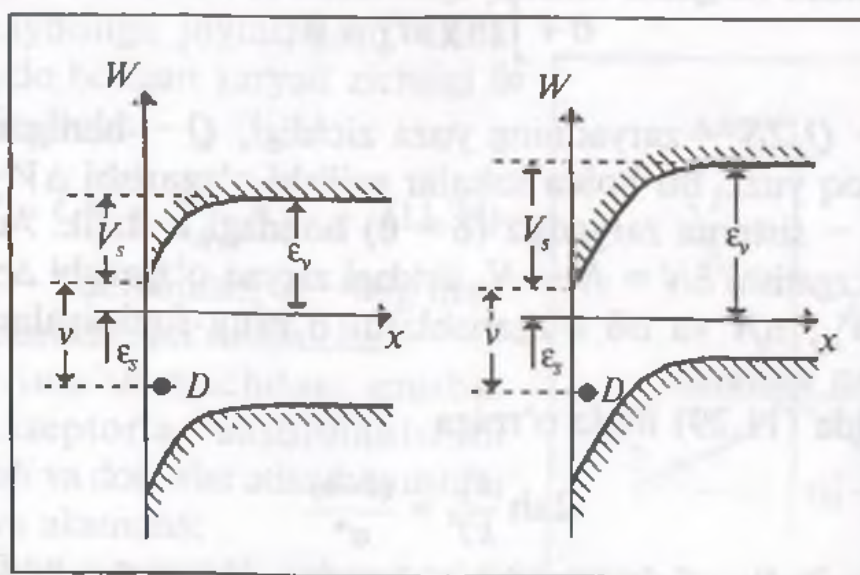
A. Sirt energetik sohalarga tegishli holatlar. Bunday sohalar mavjud bo'lganida ularda holatlar zichligi N_s katta bo'ladi. Bu zichlik sirtagi elektronlar va kovaklar zichliklari yig'indisidan ancha katta bo'lganda «kvaziyakkalanish» sharti bajariladi.

B. Turli tuzilish nuqsonlariga tegishli holatlar. Ular sirtida hamma vaqt mavjud (vakansiyalar, sirtga chiqib olgan panjara atomlari yoki ionlari, yot atomlar, kirishmalar va h.k.).

D. Sirtida xemosorblangan atomlar yoki molekulalar. Ular xuddi tuzilish nuqsonlari bajargan ishlarni bajaradi va sirt holatlarining umumiy zichligiga hissa qo'shadi.

Shunday qilib, haqiqiy sirt ham, ideal (mukammal) sirt ham «kvaziyakkalagan» sirt xossasiga ega bo'lishi mumkin.

Baholash ko'rsatishicha, $N_s > 10^{12} \text{ sm}^{-2}$ bo'lganida sirtning «kvaziyakkalagan» deb hisoblasha bo'ladi. Oldin aytilgandek, «kvaziyakkalagan» sirt holida E_{Fs} vaziyat E_{FV} vaziyatga bog'liq emas. Shuning



11.1-rasm.

uchun E_{FV} qancha o'zgarsa V_s ham shuncha o'zgaradi, ammo E_{Fs} o'z joyida qoladi (11.1-rasm).

«Kvaziyakkalangan» sirt holida hajm sirtga ta'sir ko'rsatadi. E_{Fs} o'zgarsa V_s o'zgaradi va shuning uchun V_s bog'liq hajmdagi xossalari o'zgaradi.

11.3. Zaryadlangan yarimo'tkazgichning adsorbsion xossalari

Zaryadlangan adsorbentlar xossalarini ko'rib chiqish bir qator muhim effektlarni o'rganish imkonini beradi:

1. Yarimo'tkazgichga qo'yilgan tashqi elektrik maydon yarimo'tkazgichda zaryad paydo qiladi, u esa adsorbsion xossalarni o'zgartiradi.

2. Ionlarni xemosorblash yarimo'tkazgich xossalariga ta'sir qiladi. Bu holda adsorblangan zarralar zaryad kiritadi, bu esa qator xususiyatlar keltirib chiqaradi.

3. Tashqi nurlanish ostidagi yoki radiofaol qo'shimchalar bilan ta'minlangan yarimo'tkazgichda statsionar zaryad ushlanib turgan holda yarimo'tkazgichning xemosorbsion xossalari boshqacha bo'ladi.

Dastlab yarimo'tkazgich zaryadlangan holda chiqish ishi va adsorbsion qobiliyat o'zgarishini tekshiramiz. Bu holda zaryad saqlanishi sharti

$$\sigma + \int_0^{\infty} \rho(\chi) d\chi = \delta, \quad (11.29)$$

bunda $\delta = Q/2S$ — zaryadning yuza zichligi, Q — berilgan zaryad, S — yon yoq yuzi. Bu holda sohalar egilishi o'zgarishi $\Delta V_s = V_s - V_{s0}$ bo'lib, V_{s0} — sistema zaryadsiz ($\delta = 0$) holidagi kattalik. Adsorbsion qobiliyat o'zgarishi $\delta/V = N - N_0$, sirdagi zaryad o'zgarishi $\Delta\sigma = \delta - \sigma_0$. Masala ΔV_s , ΔN va $\Delta\delta$ o'zgarishlarni δ ning funksiyalari sifatida aniqlashdan iboratdir.

Bu holda (11.29) ifoda o'rniga

$$2 \operatorname{sh} \frac{V_s}{kT} = \frac{(\delta - \delta_0)}{\sigma^*} \quad (11.30)$$

tenglik yoziladi. σ^* ko'rinishi o'shanday. Agar dastlabki zaryad adsorblangan zaryaddan ancha katta va barcha nuqsonlar to'la

ionlangan, deb hisoblansa δ va N lar δ ga bog'liq emas, ya'ni $\sigma = \sigma_0$ (11.30) asosida va yarimo'tkazgich musbat zaryadlangan ($\delta > 0$) desak, boshqa sharoit o'zgarmasa, u holda sohalar yuqoriga egila boradi, ya'ni chiqish ishi ortadi va aksincha, manfiy zaryadlanishda ($\delta < 0$) sohalar pastga egiladi (V_s kamayadi), chiqish ishi kamayadi.

Ma'lumki, N – adsorbsion qobiliyat uncha katta bo'lmagan sathlar to'ldirilganligi holida quyidagicha:

$$N = \frac{\alpha P}{\eta_0} = \alpha P \left[1 + \exp \left(\mp \frac{E_{FV} + V_s - V}{kT} \right) \right]. \quad (11.31)$$

Adsorbsion qobiliyatning nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \eta_0^{\pm} \left[\exp \left(\mp \frac{\Delta V_s}{kT} \right) - 1 \right], \quad (11.32)$$

bunda $\eta_0^{\pm}$ – zaryadlanmagan yarimo'tkazgichda «mahkam» bog'langan zarralarning nisbiy miqdori. Endi (11.30) ifoda boshqacharoq ko'rinish oladi:

$$\exp \left(\frac{V_s}{2kT} \right) = \left(\frac{\delta - \sigma}{2\sigma^*} \right) + \sqrt{\left(\frac{\delta - \sigma}{2\sigma^*} \right)^2 + 1}. \quad (11.33)$$

$\sigma = \sigma_0$ deb hisoblasak va (11.32) ni (11.33) ga qo'ysak, $\Delta N/N_0$ ning δ ga bog'lanishi ifodasini olamiz.

Tashqi elektr maydon yarimo'tkazgichning adsorbsion qobiliyatiga ta'sir ko'rsatadi. Plastina shaklidagi yarimo'tkazgich tashqi bir jinsli elektr maydonga joylashgan, unda sirtida paydo bo'lgan zaryad zichligi δ bo'lsin. Bu holda

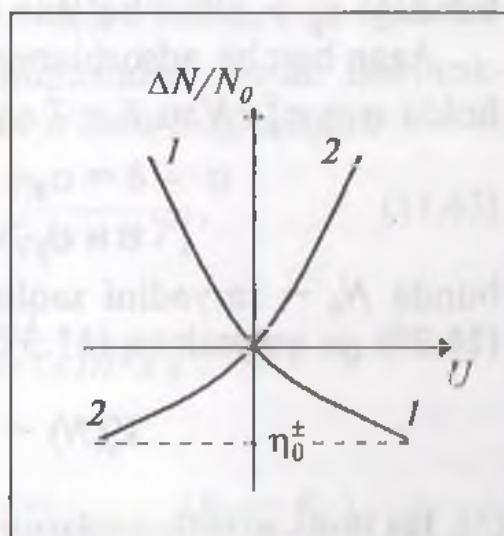
$$d = CV = -\frac{\epsilon_0}{4\pi} E, \quad (11.34)$$

bunda, V – kuchlanish, C – sig'im.

11.2-rasmdan ko'rinishicha:

a) yarimo'tkazgichdagi musbat zaryad akseptorlar adsorblanishini kamaytiradi va donorlar adsorblanishini oshiradi va aksincha;

b) effekt simmetrik emas, ya'ni kuchlanish ortib borgan sari musbat



11.2-rasm.

effekt ortadi, shu vaqtda manfiy effekt $\Delta N/N_0 = -\eta_0^\pm$ kattalikka asimptotik yaqinlashib boradi. Xulosa shuki, sirtning adsorbsion qobiliyatining tashqi maydon ta'sirida o'zgarishi sirtida xemosorblashning zaryadlangan shakli o'zgarishi bilan bog'liq.

Yarimo'tkazgich sirtida *ionlarning adsorblanish hodisasi* ham e'tiborga loyiqdir. Yarimo'tkazgich yassi parallel plastinkadan iborat bo'lsa, uning ikkala sirtida bir muayyan tur zarralar xemosorblangan bo'lsin. N bilan sirt birligida adsorblangan zarralar sonini belgilaymiz. Barcha zarralar neytral bo'lgan va ular bir zaryadli ionlar bo'lgan hollarda $V_s = V_s(N)$ bog'lanishni aniqlaylik. Kristall ichida kirishmalar oz ionlangan deb hisoblaymiz. Yana $\left(\frac{\delta - \sigma}{\sigma^*}\right)^2 \gg 1$ deb faraz qilamiz. Bu hollarda

$$V_s = \pm kT \ln \left(\frac{\delta - \sigma}{\sigma^*} \right)^2. \quad (11.35)$$

Zarralar neytral bo'lganda

$$\sigma = \sigma_\beta \pm eN^\pm, \quad \delta = 0 \quad (11.36)$$

va kichik to'ldirilganlik sharoitida, ya'ni

$$eN \ll |\sigma_\beta|, \quad (11.37)$$

sirt potentsial

$$V_s = V_s(0) \pm \frac{2kTe}{|\delta_\beta|} N^\mp, \quad (11.38)$$

bundagi σ_β — oldin bo'lgan (biografik) zaryadlar sirt zichligi.

Agar barcha adsorblangan zarralar bir zaryadli ionlar bo'lsa, u holda $\sigma = \sigma_\beta^\mp eN$ va $\delta = \mp eN$, demak,

$$\begin{aligned} \sigma - \delta &= \sigma_\beta \pm e(N - N^\pm) = \sigma_\beta \pm eN_0, \\ \sigma &= \sigma_\beta \mp eN^\mp \quad \text{va} \quad \sigma = \mp eN, \end{aligned} \quad (11.39)$$

bunda N_0 — zaryadini saqlovchi ionlarning sirt zichligi. (11.39) ni (11.35) ga qo'ysak va (11.37) ni e'tiborga olsak,

$$V_s(N) - V_s(0) = \mp \frac{2kTe}{|\delta_\beta|} N_0 \quad (11.40)$$

Bu ifoda manfiy ionlarning adsorblanishi sohalarni pastga egilishini ko'rsatadi. Ikkala holda ham chiqish ishi, o'tkazuvchanlik o'zgaradi.

11.4. Sirtning yarimo'tkazgich ichida kirishmaning taqsimlanishiga ta'siri

Cheklangan yarimo'tkazgich holida sirt holatlarining mavjudligi sirtida zaryad paydo bo'lishiga sababchi bo'ladi. Bu zaryadning elektr maydoni yarimo'tkazgich kristali ichiga qandaydir masofaga kiradi, kirishmalarning tekis taqsimoti buziladi. Sirt yaqinidagi maydon zaryad tashuvchilarning dreyf tokini hosil qiladi. Buning natijasida ionlangan kirishmaning zaryadi sirtidagi zaryadga teskari ishorali bo'lgan zarralari sirtga tomon suriladi, bir xil ishoralilari esa sirtidan ichkariga ko'chadi. Bunda sirt bilan hajm orasida zarralar zichligi gradiyenti hosil bo'ladi. Bu esa dreyf tokka qarshi diffuzion tokni vujudga keltiradi. Shu ikki tok muvozanatlashganda kirishmaning muvozanatdagi taqsimoti yuzaga keladi, bunda sirt yaqinidagi qatlamlarda kirishmalar ko'proq yoki ozroq bo'ladi. Yarimcheksiz yarimo'tkazgichni ko'rib chiqamiz, u $x \geq 0$ yarimfazoni egallagan bo'lsin. Yarimo'tkazgichda qatlam donor kirishma bo'lsin (n -tur). Kirishma zichligini N_d , uning neytral va zaryadli qismlarini N_d^0 va N_d^+ deb belgilaymiz.

Ravshanki,

$$N_d = N_d(x), \quad N_d^0 = N_d^0(x), \quad N_d^+ = N_d^+(x), \quad (11.41)$$

bunda

$$N_d = N_d^0 + N_d^+.$$

Quyidagi belgilarni kiritamiz:

$$N_{dV} = N_d(\infty), \quad N_{dV}^0 = N_d^0(\infty), \quad N_{dV}^+ = N_d^+(\infty) \quad (11.42)$$

Masala (11.41) dagi funksiyalarni aniqlashdan iborat. Bu funksiyalar elektronlar muvozanati sharoitida o'zaro bog'langan:

$$N_d^0(x) = \frac{N_d(x)}{1 + \exp[(-E_d + E_F(x))/kT]}, \quad (11.43)$$

$$N_d^+(x) = \frac{N_d(x)}{1 + \exp[(E_d - E_F(x))/kT]}. \quad (11.44)$$

Demak,

$$\frac{N_d^+(x)}{N_d^0(x)} = \exp\left(\frac{E_F(x) - E_d}{kT}\right); \quad \frac{N_d^+(x)}{N_{dV}^0} = \exp\left(\frac{E_{FV} - E_d}{kT}\right). \quad (11.45)$$

Puasson tenglamasi:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{4\pi e^2}{\epsilon} [N_d^+(x) - n(x)] \quad (11.46)$$

ifodasida $n(x) = n_V \exp(-V(x)/kT).$ (11.47)

Tegishli chegaraviy shartlardan foydalanib, (11.46) tenglama yechilsa,

$$\exp V(x)/2kT = \frac{\exp x/l + \operatorname{th}(V/kT)}{\exp x/l - \operatorname{th}(V/kT)}, \quad (11.48)$$

bundagi l – ekranlanish uzunligi. Yana ba'zi amallarni bajarib, ushbu natijalarni olamiz:

$$N_d(x) = \begin{cases} = N_{dV} + n^* \left[\operatorname{sh}^2 \frac{1}{2} \left(\frac{x}{l} - \gamma \right) \right]^{-1} & (V_s) \geq \text{bo'lganda,} \\ = N_{dV} - n^* \left[\operatorname{ch}^2 \frac{1}{2} \left(\frac{x}{l} + \gamma \right) \right]^{-1} & (V_s) \leq \text{bo'ladi.} \end{cases} \quad (11.49)$$

γ -o'lchamsiz kattalik V_s bilan bog'langan

$$\pm V e^{-\gamma} = \operatorname{th} V_s / 4kT. \quad (11.50)$$

Bundan tashqari,

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=0} = \frac{4\pi \cdot e}{\epsilon} \sigma \quad (11.51)$$

bo'lishini ham bilamiz. Bu ifoda yordamida mazkur masala tahlilini davom ettirish mumkin. Xulosa shuki, (11.49) ifoda oldimizga qo'ygan masalaning yechimidir.

Kirishmalar yarimo'tkazgichning adsorbsion qobiliyatiga ta'sir ko'rsata oladimi? Tahlil bu savolga «ha» deb javob beradi.

Yarimo'tkazgichning adsorbsion qobiliyati uning sirtida Fermi sathi holatiga bog'liq bo'ladi. Akseptor gaz uchun Fermi sathi qancha pastda bo'lsa adsorbsion qobiliyat shuncha katta, donor gaz uchun esa aksincha.

Har qanday donor kirishma hamma vaqt E_{FV} ni kamaytiradi, akseptor kirishma esa E_{FV} ni orttiradi. Shuning uchun donor kirishma sirtning donor gazga nisbatan adsorbsion qobiliyatini kamaytiradi, akseptor gazga nisbatan oshiradi. Akseptor kirishma esa aksincha ta'sir ko'rsatadi. Tajribalar buni tasdiqlaydi.

Kirishmalarni xemosorblashga faqat Fermi sathini (elektronlar muvozanatini) siljitish yo'li bilan emas, balki xemosorbsion zarralar va kimyoviy birikma hosil qilish yo'li bilan ham ta'sir ko'rsatish mumkin.

11.5. Metall ustidagi yarimo'tkazgich pardasi

Ayrim metallar ko'pincha binar birikma shaklidagi yarimo'tkazgich parda bilan qoplangan bo'ladi. Binobarin, ko'p jarayonlar shu yarimo'tkazgich sirtida kechadi. Agar pardaning L qalinligi ekranlanish uzunligidan kichik bo'lsa, pardaning xemosorbsion xossalari uning qalinligi va metallning xossalariga bog'liq bo'ladi. Bu masala pardaning tashqi sirtidagi Fermi sathi vaziyatini L va metalldan chiqish ishi A_0 ning funksiyasi sifatida aniqlashdan iborat.

Agar elektronning parda sirtidagi potensial energiyasini V_L orqali, metall va yarimo'tkazgich orasidagi kontakt potensiallar ayirmasini V_0 bilan belgilasak, masala

$$V_L = V_L(L, V_0)$$

funksiyani tahlil qilishga keladi.

Tahlil quyidagicha xulosalar chiqarishimizga sabab bo'ladi. Agar parda sirti musbat zaryadlangan ($\sigma > 0$) bo'lsa, uning adsorbsion qobiliyati donor gazga nisbatan parda yupqalashgan sari ortib boradi, akseptor gazga nisbatan kamayadi.

Agar parda sirti manfiy zaryadlangan ($\sigma < 0$) bo'lsa, donor gazga nisbatan pardaning adsorbsion qobiliyati u yupqalashgan sari ortadi, maksimumdan o'tadi, so'ngra kamayadi, akseptor gazga nisbatan kamayadi, minimumdan o'tadi, so'ngra ortadi.

Pardaning katalitik xossalari ham uning qalinligi va taglik sifatida olingan metallning tabiatiga bog'liq bo'ladi.



Savol va topshiriqlar

1. Yarimo'tkazgichning sirti bilan hajmi orasida qanday bog'lanishlar bor? Misol yordamida tushuntiring.
2. Sirtning zaryadlanishida qanday effektlar muhim ahamiyatga ega?
3. Zaryadlangan yarimo'tkazgichning adsorbsion xossalarini tushuntiring.
4. Sirt kirishma taqsimotiga ta'sir ko'rsatadimi?
5. Metall ustiga o'tkazilgan yarimo'tkazgich pardasining xossalari qanday?

XII BOB. YARIMO‘TKAZGICHNING KATALITIK TA’SIRI

12.1. Katalizning asosiy tushunchalari

Yarimo‘tkazgichlar ko‘pgina kimyoviy reaksiyalarda katalizator vazifasini o‘taydi.

Mis oksidi, rux oksidi, vanadiy besh oksidi kabi yarimo‘tkazgichlar katalizator vazifasini bajaradi. Metallarning ba’zilari ham katalizator bo‘ladi. Ammo yarimo‘tkazgichlarda kataliz ko‘proq qo‘llaniladi.

Metallarning ko‘pchiligi yarimo‘tkazgich pardasi bilan qoplangan bo‘ladi. Bu pardani ketkazish qiyin.

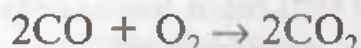
Kataliz haqidagi tushunchalar fizika va kimyoda ko‘p o‘rganiladi. Yarimo‘tkazgich ichiga kiritilgan kirishmalar uning katalitik xossalari ta’sir ko‘rsatishi va yarimo‘tkazgichning elektr o‘tkazuvchanligi bilan uning katalitik ta’siri orasida bog‘lanish borligi, yarimo‘tkazgichda ichki fotoeffektни paydo qiladigan yorug‘likning uning adsorbsion va katalitik faolligiga ta’siri kuzatilgan. Yarimo‘tkazgich katalizator bo‘lib ishlagan vaqtida uning elektr o‘tkazuvchanligining va chiqish ishining o‘zgarishi aniqlangan.

Yarimo‘tkazgich katalitik jarayonda faol qatnashadi. Yarimo‘tkazgichning katalitik xossalari uning tarkibi va elektronlar holatlariga ko‘ra aniqlanadi.

Katalizatorning aktivligi va tanlovchanligi

Faraz qilaylik, reaksiyada ishtirok etuvchi gazlar aralashmasiga qattiq jism — katalizator kiritildi. Bunda reaksiya tezligi ortadi. Tezlikning nisbiy ortishini *katalizator faolligi* deyiladi.

Masalan, karbon oksidi oksidlanishi karbonat angidrid hosil bo‘lishiga olib keladi:



Katalizator ishtirokisiz bu reaksiya juda sekin boradi. U ham bo‘lsa, bir necha yuz gradusga teng yuqori temperaturalarda sodir bo‘ladi. MnO_2 , Ag_2O , Co_2O_3 kabi katalizatorlar ishtirokida bu reaksiya hatto -60°C da ham katta tezlik bilan boradi.

Katalizator kimyoviy reaksiyalarning ayrim bosqichlari tezligini har xil darajada o'zgartiradi. Reaksiyaning natijaviy tezligini eng sekin borgan bosqichga ko'ra aniqlanadi.

Agar reaksiyada ishtirok etuvchi moddalar parallel borgan reaksiyalarda qatnashsa, u holda ularning har biri tezligini katalizator turlicha o'zgartirishi mumkin. Demak, katalizator ta'sirida reaksiya-ning o'z yo'nalishi o'zgartirilishi mumkin. Katalizatorning bu qobiliyati *katalizatorning selektivligi (tanlovchanligi)* deyiladi.

Masalan, izopropil spirt C_3H_7OH ning parchalanishi ikki yo'nalishda borishi mumkin:

1) $C_3H_7OH \rightarrow CO(CH_3)_2 + H_2O$ (degidridlanish yo'nalishi);

2) $C_3H_7OH \rightarrow C_3H_6 + H_2O$ (degidratatsiya yo'nalishi).

Birinchi yo'nalishda katalizator sifatida ZnO , ikkinchi yo'nalishda Al_2O_3 ishlatiladi.

Yarimo'tkazgichning katalitik faolligi va selektivligi (tanlovchanligi) u yo bu tashqi ta'sir oqibatida o'zgarishi mumkin. Masalan, temperatura ko'tarilganda katalizator faolligi ortadi.

Yarimo'tkazgichga kirishmalar kiritib ham katalizator xossalarini o'zgartirish mumkin. Bu xossalar yarimo'tkazgichning xususiyatiga ham bog'liq bo'ladi.

Ko'pincha katalizator tarkibi reaksiya jarayonida o'zgarishi mumkin. Masalan, reaksiya katalizatorni zaharlashi mumkin, bunda uning faolligi pasayadi.

Ideal holda katalizator reaksiyadan keyin to'la tiklanadi. Amalda esa u reaksiya jarayonida asta-sekin o'zgarib boradi, ma'lum vaqtdan so'ng faolligi to'xtaydi. Reaksiyani tezlashtiruvchi katalizatorning o'zi ham kimyoviy jarayonda qatnashadi.

Reaksiyani faollash energiyasi

Qattiq jism tomonidan tezlashtirilayotgan har qanday kimyoviy jarayon adsorblash va desorblash bosqichlarini o'z ichiga oladi. Faraz qilaylik, qattiq jism (katalizator) gazsimon faza bilan tutashgan.

Gaz molekulalari dastlab qattiq jism sirtida adsorblanadi, keyin o'zaro yoki gaz molekulalari bilan reaksiyaga kirishadi. Shundan keyin reaksiya mahsuloti desorblanadi (ajralib chiqadi). Demak, katalizator gazlar aralashmasiga kiritilganda reaksiya amalda gazlar fazasidan qattiq jism sirtiga ko'chadi.

Ikki faza chegarasida boradigan reaksiya — *geterogen katalitik reaksiya* deyiladi.

Reaksiyaning tezlik doimiysi $K(T)$ temperatura funksiyasi orqali ko'pincha sirtning katalitik faolligi tavsiflanadi. Uning (Arrenius qonunining) ko'rinishi:

$$K(T) = K_0 \exp(-E/KT) \quad (12.1)$$

bo'lib, bundagi E — reaksiyani aktivlash energiyasi.

$\ln K$ ning $1/T$ ga bog'lanishi to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi. Uning ordinata bilan kesishishi $\ln K_0$ bo'ladi. E va K_0 namunaning tayyorlanishi usuliga, uning tabiati va kirishmalar miqdoriga bog'liqdir.

Katalizning elektron nazariyasi. Adsorblash katalizda kimyoviy adsorblash (xemosorblash) bo'ladi. Geterogen kataliz nazariyasi xemosorblash nazariyasi bilan chambarchas bog'langan. Asosiy maqsad katalizator tanlash bo'lgani uchun katalizator ishlashi mexanizmini bilish zarur.

Kimyoviy jarayonda har qanday geterogen kataliz jarayoni elektron mexanizmga ega. Shu mexanizmni o'rganish — katalizning elektron nazariyasi vazifasidir.

Yarimo'tkazgichda yuz beradigan elektron jarayonlar uning elektr, optik, magnit xossalari bilan bir vaqtda katalitik xossalarini ham belgilab beradi. Yarimo'tkazgichning elektronlar aniqlab beradigan xossalari va uning katalitik xossalari orasida muayyan bog'lanish bor. Shu bog'lanishni topish nazariya oldidagi asosiy vazifadir.

Bu nazariyaning vujudga kelishi hozirgi zamon yarimo'tkazgichlar fizikasining kataliz hodisalari sohasiga kirishi edi. L.V.Pisarjevskiy qattiq jismlarning katalitik xossalarini, ularning elektron xossalari bilan bog'liqligini aniqlagan. Ammo uning nazariyasi kvant mexanika paydo bo'lishidan oldin, N.Bor nazariyasi asosida yaratilgan edi. Hozirgi vaqtda elektron nazariya mukammal nazariy asoslar asosida ish yuritadi.

12.2. Katalizda Fermi sathi

Katalizator sirtida xemosorblangan zarrachalarning hammasi emas, balki ularning muayyan qismi reaksiyada qatnashadi. Demak, xemosorblashning faol va nafaol shakllari bo'ladi. Reaksiya tezligi, sirtidagi faol shakllarning nisbiy miqdoriga (η^0 , η^- , η^+) bog'liq. Reaksiya tezligi g ifodasiga shu η^0 , η^- , η^+ kattaliklar kiradi. Elektron muvozanat

holida bu kattaliklar Fermi sathi vaziyatiga bog'liq bo'ladi. Fermi sathining esa sirt tekisligida o'tkazuvchanlik sohasi ostidagi chuqurligi E_{Fs} deb hisoblanadi. U holda

$$g = g(E_{Fs}). \quad (12.2)$$

Bu funktsiyaning ayrim reaksiyalar uchun ko'rinishi bilan keyinroq tanishamiz. Fermi sathi vaziyati sirtning muayyan to'ldirishlari hollarida ham reaksiya tezligi aniqlanadi.

Ikki holni farqlash lozim:

$$\frac{dg}{dE_{Fs}} < 0 \text{ va } \frac{dg}{dE_{Fs}} > 0. \quad (12.3)$$

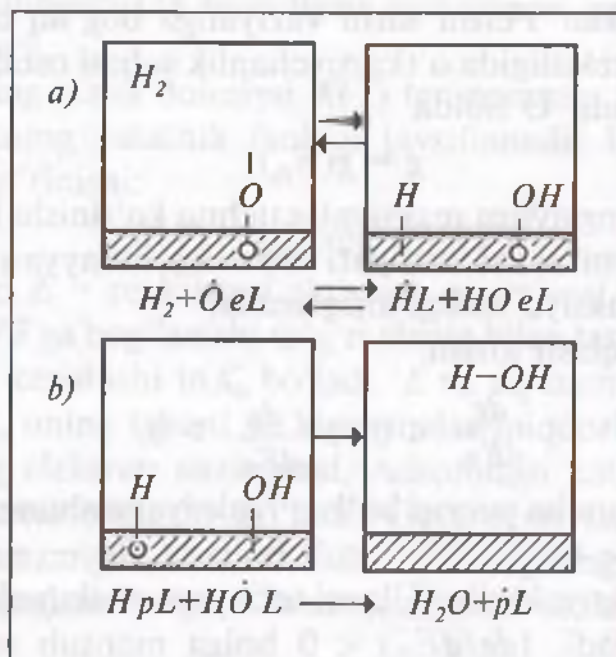
Fermi sathi qancha yuqori bo'lsa, reaksiyalar shuncha tez boradigan va $(dg/dE_{Fs}) < 0$ holga mansub bo'ladi. Bu — elektronlar tezlashtiradigan reaksiyalardir. Ularni *akseptor reaksiyalar* yoki *n-sinf reaksiyalari* deyiladi. $(dg/dE_{Fs}) < 0$ holga mansub reaksiyalarning tezligi Fermi sathi qancha past bo'lsa, shuncha katta bo'ladi. Ularni *donor reaksiyalar* yoki *p-sinf reaksiyalari* deyiladi. Bu — kovaklar tezlashtiradigan reaksiyalardir.

Shuni ta'kidlash kerakki, ayrim hollarda reaksiya tezligi Fermi sathi E_{Fs} vaziyatiga bog'liq bo'ladi. Spirtning kichik E_{Fs} larda degidrlanishi (bunda H_2 ajraladi) va yetarlicha katta E_{Fs} larda degidratlanish (bunda H_2 ajraladi) misol bo'la oladi (12.1-rasm).

Reaksiyaning akseptor yoki donor sinfiga mansubligini tajriba orqali bilish mumkin. Buning uchun uni: a) boshqa sharoit o'zgar-magan holda akseptor va donor kirishmalarning reaksiya tezligiga ta'siri bo'yicha; b) reaksiya tezligi va yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi orasidagi bog'lanish bo'yicha; d) reaksiya tezligi va yarimo'tkazgichning chiqish ishi o'zgarishidagi parallelizm bo'yicha tajriba ma'lumotlari asosida yechiladi.

Katalizda kollektiv va mahalliy effektlar farqlanadi. Fermi sathi xemosorblash va katalizda asosiy o'rin tutgani sababli kollektiv effektlar haqida so'z yuritiladi. Bu holda adsorblangan zarraning bir butun sifatidagi kristall panjarasi bilan o'zaro ta'siri qaraladi. Bunda panja-raning barcha elektronlari va kovaklari reaksiyada qatnashadi.

Boshqa bir holda adsorblangan zarra adsorblash markazi bilan o'zaro ta'sirlashadi, bunda adsorblangan zarra va u zarrani biriktirib olayotgan zarraning elektronlari reaksiyada qatnashadi. Bunday effekt-ni *mahalliy effekt* deyish mumkin.



12.1-rasm.

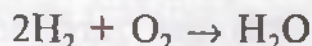
Kirishmalarning adsorbsion va katalitik xossalarga ta'siri masalasi ham kollektiv o'zaro ta'sirlanish sifatida ikki yoqlama qaralishi mumkin.

Birinchidan, kirishma tabiati va zichligi bilan Fermi sathi vaziyati bog'liq, Fermi sathiga esa sirtning adsorbsion qobiliyati va katalitik faollik bog'langan. Bunda kirishmaning ta'sir effekti naqd kollektiv effektdir.

Ikkinchidan, kirishma atomlari adsorblash va katalizda faol markazlar vazifasini bajarishi yoki aksincha, bunday markazlarni ishdan chiqarishi mumkin. Bu holda biz *mahalliy effekt* bilan ish ko'ramiz. Sharoitga qarab bu ikki effektdan biri ustun bo'lishi mumkin.

12.3. Katalitik reaksiyalarning elektron mexanizmlari

Vodorodning oksidlanishi. Dastavval vodorodning oksidlanish reaksiyasini ko'raylik:



Bu reaksiyaning katalizatorlari ham *n*-tur, ham *p*-tur yarimo'tkazgichlar (ZnO , V_2O_3 , NiO , CuO va b.) bo'ladi. 12.1-rasmda reaksiyaning mexanizmi tasvirlangan.

Yarimo'tkazgich sirtida xemosorblangan kislorod atomlari bo'lib, ular elektroneytral yoki manfiy zaryadlangan holatda bo'ladi, deb hisoblaymiz. Reaksiyaning birinchi bosqichida H_2 molekulasini O^- ioniga adsorblanadi (12.1-rasm, a). Natijada sirtida H atomlari va OH molekulasini vujudga keladi. Ular yo neytral, yoki H^+ va OH^- ionlar ko'rinishida bo'ladi.

Reaksiyaning ikkinchi bosqichida H atomi OH molekulasini bilan birlashadi, H_2O molekulasini desorblanadi (ajraladi).

Bu holda reaksiya tezligi doimiysi

$$K = K_0 \exp\left(-\frac{E + E_{FS}^+}{kT}\right). \quad (12.4)$$

Reaksiya tezligi kristall sirtidagi Fermi sathiga bog'liq bo'lar ekan. Demak, Fermi sathini siljitib, reaksiya tezligini boshqarish mumkin. Yuqoriga siljish reaksiyani sekinlatadi, pastga siljish uni tezlatadi. Bu reaksiya donor reaksiyalar sinfiga tegishlidir.

Tajribadan ma'lumki, vodorod atmosferasida namunani qizdirish Fermi sathini ko'taradi, katalitik faollikni kamaytiradi. Kislorod atmosferasida qizdirish Fermi sathini pasaytiradi, faollik ortadi.

12.4. Chiqish ishi, elektr o'tkazuvchanlik va katalitik faollik orasidagi bog'lanish

Bu bog'lanishning kelib chiqishi quyidagicha izohlanadi. Oldin aytilganidek, katalitik faollikni (boshqa sharoit bir xil bo'lgani holda) kristall sirtidagi Fermi sathi vaziyatiga qarab aniqlanadi. Bundan ikkita muhim xulosa kelib chiqadi.

Birinchi xulosa — katalitik faollik bilan elektronning yarimo'tkazgichdan chiqishi orasida muvofiqlik mavjud.

g — reaksiya tezligi, γ_i — termoelektron chiqish ishi, Fermi sathining o'tkazuvchanlik sohasidan uzoqligi sirtida E_{Fs} , hajmda E_{FV} bo'lsin. U holda

$$g = g(E_{Fs}), \quad (12.5) \quad \varphi_i = E_{Fs} + \sigma + V_d \quad (12.6)$$

bunda, σ — panjarada erkin elektronning yaqinlik energiyasi, V_d — chiqish ishining dipol tashkil etuvchisi. Yuqoridagi ifodalardan:

$$\frac{dg}{d\varphi_i} = \frac{dg}{dE_{Fs}} = \begin{cases} > 0, \text{ donor reaksiya holida} \\ < 0, \text{ akseptor reaksiya holida} \end{cases}. \quad (12.7)$$

Ikkinchi xulosa — katalitik faollik g va elektr o'tkazuvchanlik χ orasida muvofiqlik mavjud.

Umumiy holda:

$$\chi = \chi(E_{FB}, E_{FB}). \quad (12.8)$$

Elektron o'tkazuvchanlik holida:

$$\frac{d\chi}{dE_{FS}} < 0, \quad \frac{d\chi}{dE_{FV}} < 0. \quad (12.9)$$

Kovak o'tkazuvchanlik holida:

$$\frac{d\chi}{dE_{FS}} > 0, \quad \frac{d\chi}{dE_{FV}} > 0. \quad (12.10)$$

(12.5) va (12.8) ifodalardan:

$$\frac{dg}{d\chi} = \frac{dg dE_{FS}}{(d\chi E_{FS})}. \quad (12.11)$$

$(dE_{FV}/dE_{FV}) > 0$ ekanligini e'tiborga olsak, (12.10) ifodadan quyidagi natijalarga egamiz:

	<i>n</i> -yarimo'tkazgich	<i>p</i> -yarimo'tkazgich
<i>n</i> -reaksiya	$d\partial/dx > 0$	$D\partial/dx < 0$
<i>p</i> -reaksiya	$D\partial/dx > 0$	$D\partial/dx < 0$

Demak, χ o'tkazuvchanlik va ∂ kattaligi faollik orasida muayyan muvofiqlik bor. Yuqoridagi tahlil shunday xulosaga olib keladi: *yarimo'tkazgichning chiqish ishini yoki elektr o'tkazuvchanlikni o'zgartiradigan omillar (sabablar) uning katalitik faolligini ham o'zgartirishi kerak*. Ushbu muvofiqlik juda ko'p tajribalarda tasdiqlangan. Yana shuni ta'kidlaymizki, elektr o'tkazuvchanlik bilan adsorbsion qobiliyat orasida ham bog'lanish mavjud.

12.5. Turli omillarning katalitik faollikka ta'siri

12.5.1. Tashqi elektr maydon ta'siri

Yarimo'tkazgichga turli omillar bilan ta'sir ko'rsatib, uning kattalik qobiliyatini boshqarish mumkin:

- 1) yarimo'tkazgich hajmiga yoki sirtiga kiritiladigan kirishma;

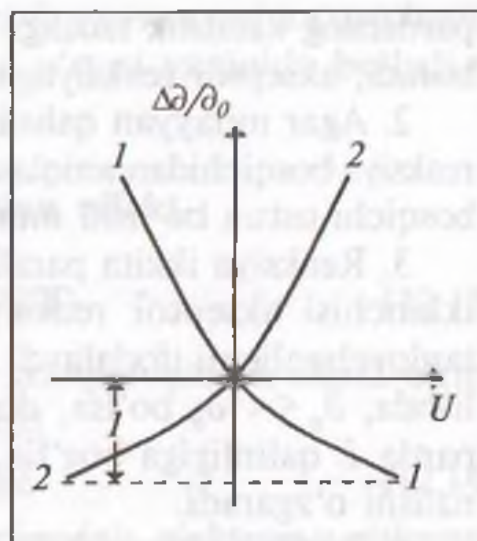
2) fotoelektrik jihatdan faol yorug'lik bilan kristallni yoritish;

3) tashqi elektr maydon katalizator sirtiga ko'ndalang qo'yiladi;

4) pardaning qalinligi.

Tashqi elektr maydonning katalitik faollikka ta'siri *elektrokatalitik effekt* deyiladi. Uni maydon ta'sirida reaksiya tezligining nisbiy o'zgarishi sifatida tavsiflanadi:

$$\frac{\Delta\partial}{\partial_0} = \frac{\partial - \partial_0}{\partial_0}, \quad (12.12)$$



12.2-rasm.

bundagi ∂ va ∂_0 — maydon bor va yo'q holidagi reaksiya tezliklari: $\partial = \partial(E_F)$, $\partial_0 = \partial(E_{F0})$, E_{Fs} va E_{F0} — tegishli Fermi sathlari.

Hisobning natijasi:

$$\frac{\Delta\partial}{\partial_0} = \exp(e\Delta V_s/kT) - 1, \quad (12.13)$$

bunda $\Delta V_s = V_s - V_{s0}$ — maydon paydo qilgan sohalar egilishining o'zgarishi. Ammo ΔV_s beriladigan U tashqi kuchlanishga bog'liq. Binobarin, $\Delta\partial/\partial_0$ ham shu U ga bog'liq ravishda tekshiriladi. 12.2-rasmda akseptor (1-egri chiziq) va donor (2-egri chiziq) hollari uchun mazkur bog'lanish tasvirlangan.

Yarimo'tkazgichning adsorbsion qobiliyatiga maydon ta'siri *elektroadsorbsion effekt* deyiladi.

12.5.2. Metall sirtida hosil qilingan yarimo'tkazgich pardasining katalitik xossalari

Pardaning qalinligini L , taglik metallning chiqish ishini A deb belgilasak, $\partial = \partial(A_L)$ va $A_L = A_L(L - A_0)$ bog'lanishlar tahlili quyidagi xulosalarga olib keladi:

1. Agar L yetarlicha katta bo'lganda pardaning sirti musbat zaryadlangan bo'lsa ($\sigma_L > 0$) yoki manfiy zaryadlangan bo'lsa ($\sigma_L < 0$) va $V_0 \geq V_L$ bo'lsa (V_L va V_0) elektronning tashqi va ichki sirdagi potensial energiyasi, σ — sirt zaryad zichligi. L kichrayganda

pardaning katalitik faolligi donor reaksiyaga nisbatan bir tekis ortib boradi, akseptor reaksiyaga nisbatan kamayib boradi.

2. Agar muayyan qalinlikdagi pardadagi reaksiya tezligini donor reaksiya bosqichidan aniqlasa, yupqaroq pardada reaksiyaning akseptor bosqichi ustun bo'lishi mumkin.

3. Reaksiya ikkita parallel yo'nalishda ketsa, ulardan biri donor, ikkinchisi akseptor reaksiya bo'ladi. ∂_a/∂_d nisbat katalizatorning tanlovchanligini ifodalaydi. $\partial_a \gg \partial_d$ bo'lsa, reaksiya akseptor yo'nalishda, $\partial_a \ll \partial_d$ bo'lsa, donor yo'nalishda ketadi. Bu tengsizliklar parda L qalinligiga bog'liq va L ning o'zgarishi bilan reaksiya yo'nalishi o'zgaradi.

4. Taglik vazifasini bajarayotgan metallning chiqish ishi A_0 qancha katta bo'lsa, pardaning donor reaksiyaga nisbatan katalitik faolligi shuncha katta.

Demak, (oksid) pardaning qalinligini o'zgartirish yo'li bilan namunaning katalitik faolligi va tanlovchanligini boshqarish mumkin.

Metall xromni qoplagan xrom oksidi pardasida vodorod peroksidi (H_2O_2) ni parchalash reaksiyasini o'rganish yuqorida bayon qilingan nazariy mulohazalarni tasdiqlagan edi.

12.5.3. Kirishmalar ta'siri

Oldin ko'rib o'tganimizdek, kristallning sirti va hajmiga kirishmalar kiritib kristall sirtidagi Fermi sathini muayyan darajada boshqarish mumkin. Fermi sathining siljishi sirtning adsorbsion qobiliyatiga, katalitik faolligiga kirishmalarning ta'sirini ifodalovchi mexanizm bo'ladi. Kirishma deganda kristall panjarasining har qanday nuqsonlari nazarda tutiladi.

Bilamizki, *akseptor* va *donor* turidagi ikki xil kirishma bo'ladi. Donor kirishma hamma vaqt Fermi sathini yuqoriga siljitadi, akseptor esa pastga siljitadi: temperatura ko'tarilganda yoki kirishma miqdori kamayganda Fermi sathi hamma vaqt taqiqlangan soha o'rtasiga yaqinlashadi.

Yarimo'tkazgichdagi kirishma miqdorini o'zgartirish yo'li bilan katalizator xossalari boshqarish mumkin. Agar reaksiya ikki (donor va akseptor) yo'nalishda borayotgan bo'lsa, kirishma kiritib Fermi sathini siljitib reaksiyani bir yo'nalishda tezlashtirish, ikkinchi yo'nalishda sekinlashtirish mumkin.

Ammo yetarlicha yuqori temperaturada (xususiyl o'tkazuvchanlik sohasida) Fermi sathi taqiqlangan soha o'rtasi yaqinida bo'ladi va uni kirishma deyarli siljitmaydi.

12.5.4. Kompensatsion effekt

$$K = K_0 \exp(-E/KT) \quad (12.13)$$

Arrenius qonuni bajariladigan hollarda kompensatsion effekt o'rinli bo'ladi. Ko'pincha, kompensatsion effekt

$$\ln K_0 = A + BE \quad (12.14)$$

bog'lanish orqali ifodalanadi. Xuddi shuningdek, elektron χ o'tkazuvchanlik

$$\chi = \chi_0 \exp(-U/KT) \quad (12.15)$$

qonun bo'yicha o'zgaradi. Logarifmik masshtabda

$$\ln \chi_0 = a + bu. \quad (12.16)$$

Agar (12.14) qonuniyat mavjud bo'lsa (12.1), Arrenius qonuni egri chiziqlari bir nuqtada kesishishi kerak. E ning o'sishi bilan bir vaqtda K_0 ning o'sishini *kompensatsion effekt* deyiladi. U bunday talqin qilinadi: Arrenius qonunidagi K_0 va E kattaliklar kirishma zichligiga bog'liq, ular ma'lum darajada bir-birini to'ldiradi. Ba'zi mualliflar tasdiqlashicha, faollash energiyasi E va ko'paytuvchi K_0 bir tekis yarimo'tkazgich donalari o'lchami L ga bog'liq. Mana shundan ham kompensatsion effekt kelib chiqadi.

? Savol va topshiriqlar

1. Kataliz hodisasini tavsiflang. Katalitik faollik nima?
2. Fermi sathi katalizda qanday o'rin tutadi?
3. Katalitik reaksiyalar mexanizmlarini aytib bering.
4. Chiqish ishi, elektr o'tkazuvchanlik va katalitik faollik orasida qanday bog'lanishlar bor?
5. Katalizda tashqi elektr maydon qanday ta'sir ko'rsatadi?
6. Metall sirtidagi yarimo'tkazgichlar pardasi katalizda qanday ahamiyatga ega?
7. Kirishmalar katalizga ta'sir ko'rsatadimi?
8. Katalizda kompensatsion effektning o'rnini qanday?

XIII BOB. YARIMO'TKAZGICHLARNING HAQIQIY SIRTIDAGI JARAYONLAR

13.1. Sirt tuzilishi nuqsonlarining adsorblashdagi o'rni

Biz bu bobda yarimo'tkazgich haqiqiy real sirtining ba'zi maxsus xossalarini qarab chiqamiz. Avvalo sirtning 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.

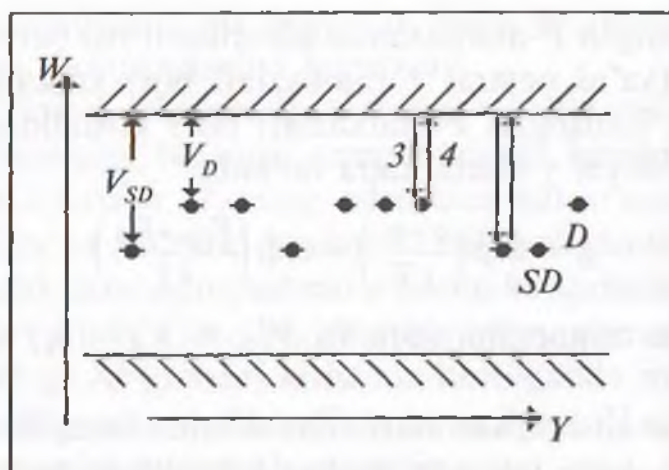
Bir xil muayyan nuqsonlar bor deb faraz qilaylik. Sirtida bunday nuqsonlarning ko'proq va ozroq zichlikli sohalari bor bo'lsin. U holda Fermi sathi turli joyda har xil vaziyatda bo'ladi:

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

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.



13.1-rasm.

Endi tuzilish nuqsonida yuz beradigan adsorblashni ko'rib chiqaylik. 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.

13.1-rasmda kristall sirtining energetik 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 «ranglanmagan» (ya'ni ionlangan F -markazlari bor) kristalldagiga nisbatan adsorbsion qobiliyat γ marta katta bo'ladi:

$$g = \exp\left(\frac{q-q_0}{kT}\right) = \exp\left(\frac{V_{CD}-V_D}{kT}\right) \quad (13.1)$$

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

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

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

V -markaz MR kristallardagi yonida kovak joylashgan metallardagi bo'sh sath birlashmasidir. F - va V -markazlardan tashqari, sirdagi 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 mahalliylik (o'rnatish) markazlari bo'la turib katalizda faol markazlar vazifasini bajarishi mumkin. Shunday nuqsonlar birlashmalari («ansambllari») ham shunday vazifani o'tay oladi.

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

13.2. Fotoadsorbsion effekt

Yarimo'tkazgichning yorug'lik ta'sirida adsorbsion qobiliyatining o'zgarishi *fotoadsorbsion effekt* deyiladi. Sirtning adsorbsion qobiliyati o'zgarishini yoritish boshlangandan va u to'xtatilgandan so'ng adsorbsion hajmda kuzatiladigan bosim o'zgarishi bo'yicha aniqlanadi.

Ba'zan yoritish boshlangach bosim pasayadi (fotoadsorblash), gohida bosim ortadi (fotodesorblash). Binobarin, adsorbsion qobiliyatning nisbiy o'zgarishi yo musbat, yoki manfiy bo'lishi mumkin. Fotoadsorbsion effekt ichki fotoeffekt paydo qiladigan, ya'ni yarim-

o'tkazgichli elektronlar va kovaklar bilan boyitadigan chastotali yorug'lik bilan yoritiladigan kuzatiladi.

Fotoadsorbsion effektning kattaligi va ishorasi adsorbent va adsorbatning tabiatiga, bosimga, temperaturaga, kirishmalarga bog'liq. Masalan, ZnO sirtida O_2 ning adsorblanishi o'rganilganda xona temperaturasida va kislorod bosimi kichik bo'lganda musbat effekt (fotoadsorblash) kuzatilgan, ammo u bosim ko'tarilishi bilan kamayib borib, manfiy effekt (fotodesorblash) bilan almashingan. O'sha tizimdagi ZnO ga Al (donor) kirishma kiritilganda manfiy effekt, Li (akseptor) kiritilganda musbat effekt kuzatilgan. Haqiqiy sirt holida effektini quyidagicha tushunish mumkin.

Sirtida uning tuzilish nuqsonlarida joylashgan elektronlar (yoki kovaklar) adsorbsion markazlar xizmatini bajaradi deb hisoblanadi va sirtning adsorbsion qobiliyati shunday markazlarning sirt birligidagi soni bilan aniqlanadi. Yoritish ta'sirida tegishli sirt sathlarining elektronlar va kovaklar bilan to'ldirilganligi o'zgaradi, shu bilan adsorbsion markazlar zichligi va sirtning adsorbsion qobiliyati o'zgaradi.

Yarimo'tkazgichda, xususan, uning sirtida yoritish paydo qilgan o'zgarishlar yoritish to'xtagandan so'ng qancha uzoq saqlanishi, ya'ni yarimo'tkazgichning «xotirasi» masalasiga murojaat qilaylik. Shuni ta'kidlash o'rinliki, «yoritish» atamasini keng tushunilsa, u faqat elektrmagnit nurlanishni (ko'rinuvchi, ultrabinafsha yorug'lik, rentgen va γ -nurlar) emas, balki zarralar (neytronlar, protonlar, elektronlar, α -zarralar) bilan nurlashni ham o'z ichiga oladi:

a) bir marta nurlanishga uchragan yarimo'tkazgich uni doimo eslab qolishi mumkin bo'lgan chegaraviy hol bo'lishi mumkin. Agar yarimo'tkazgichda yadroviy reaksiyalar paydo qiladigan og'ir zarralar bilan nurlash hollarida shunday bo'ladi. Bunda panjaraning o'z atomlari o'rnida yot atomlar paydo bo'ladi. Bu — qaytmas jarayon;

b) yarimo'tkazgich nurlanishni biror vaqt «eslaydigan», keyin esa asta-sekin «esdan chiqaradigan» hollar bilan ish ko'ramiz. Bunda nurlash yarimo'tkazgichning kimyoviy tarkibini o'zgartirmaydi, ammo panjarada tuzilish (radiatsion) nuqsonlari paydo qiladi. Bu nuqsonlar asta-sekin yo'qoladi, temperatura qancha yuqori bo'lsa, bu jarayon shuncha tez ketadi. Yarimo'tkazgich «xotirasini» yo'qotadi;

d) bevosita ionlantirish orqali yarimo'tkazgichda muvozanatsiz zaryad tashuvchilar paydo qiladigan, ammo tuzalish nuqsonlari hosil

qilmaydigan elektrmagnitik nurlash muhim ahamiyatga ega. Bu holda yarimo'tkazgich nurlash davom etib turganicha uni «xotirlaydi». Nurlash to'qnashuvdan so'ng amalda bir onda o'zining dastlabki muvozanat holatiga qaytadi. Bir qator hollarda mazkur qoida buziladi: yarimo'tkazgich nurlanish haqidagi «xotirani» qandaydir vaqt saqlab turadi. Fotoadsorbsion effektda xuddi shunday «xotira» mavjud bo'ladi. Shu holga e'tibor beramiz va ba'zi qonuniyatlarni bayon qilamiz:

1. Agar yarimo'tkazgich nurlansa, keyin nurlanish o'chirilsa va biroz vaqt o'tgach adsorblash o'tkazilsa, bu holda qorong'idagi adsorbsion qobiliyat ortadi, nurlash qancha uzoq davom etsa, bu ortish ham shuncha katta bo'ladi. Yetarlicha uzoq nurlanganda (yoritilganda) adsorbsion qobiliyat to'yinadi.

2. Dastlab nurlashga uchratilgan shunday yarimo'tkazgichning fotoadsorbsion qobiliyati kamroq bo'lar ekan, dastlabki nurlash qancha uzoq bo'lsa, u shuncha sezilarli bo'ladi. Dastlabki nurlash davomiyligi uzoq bo'lganda fotoadsorbsion qobiliyat yo'qoladi.

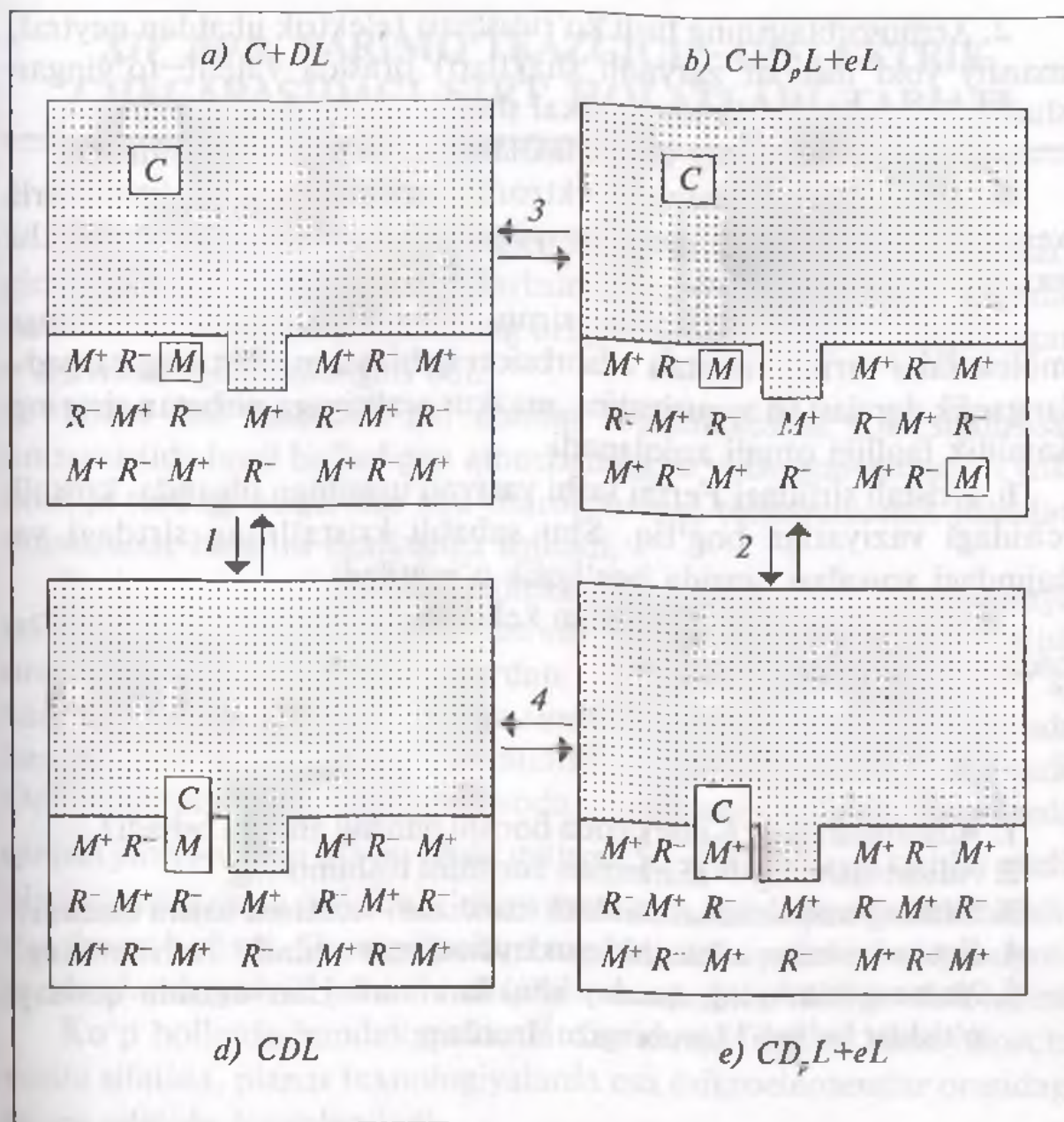
3. Qorong'ilikdagi adsorbsion qobiliyat ortganda, fotoadsorbsion qobiliyat kamayganda nurlash o'chirilgandan ancha keyin ham saqlanib qoladi. Asta-sekin bu kattaliklar o'zining dastlabki qiymatiga ega bo'ladi.

4. Fotoadsorblash jarayonida nurlash to'xtatilsa, ayrim hollarda adsorblash «inersiya» bo'yicha biroz vaqt davom etadi (ta'sirdan so'nggi effekt).

5. «Ta'sirdan so'nggi effekt» kattaligi, ya'ni nurlash to'xtatilgandan keyin adsorblangan modda miqdori temperatura yuqori bo'lganda kam bo'ladi. Yetarlicha yuqori temperaturada effekt yo'qoladi.

6. Fotoadsorblash uchun $N = N(t)$ egri chiziq ko'pincha 13.2-rasmdagi ko'rinishda bo'ladi, bunda N — adsorblangan zarralarning sirt zichligi, t — vaqt, uni nurlash boshlanishi paytidan hisob qilinadi. Ko'p tajribalarda nurlash vaqtida vujudga keladigan va nurlash to'xtatilgandan so'ng ancha vaqt saqlanadigan adsorbsion markazlarining tabiati o'rganilgan. Bunday markazlar vazifasini nurlash paydo qilgan va sirt nuqsonlarda o'tirib olgan muvozanatsiz zaryad tashuvchilar bajarishi tasdiqlandi.

Agar nurlash adsorblashdan oldin o'tkazilsa, bu markazlar oldin paydo bo'ladi. Ular nurlashgacha sirtida mavjud bo'lishi mumkin. Nihoyat, mazkur markazlar adsorblash jarayonida ham paydo bo'ladi.



13.2-rasm.

Mahalliy holatlardagi zaryad tashuvchilarda adsorblanish haqidagi tasavvur fotoadsorblash kinetikasida «induksion davr» ning mavjudligini tushunish imkonini beradi.

Xemosorblash elektron nazariyasining asosiy holatlari quyidagilardan iborat:

1. Yot molekulaning kristall panjarasi bilan o'zaro ta'siri masalasini qarab chiqish xemosorblashning turli shakllari borligini ko'rsatadi. Xemosorblanadigan zarra bilan kristall panjaraning erkin elektronlari va kovaklari bog'lanishlarda ishtirok etishi mumkin.

2. Xemosorblashning turli ko'rinishlari (elektrik jihatdan neytral, manfiy yoki musbat zaryadli shakllari) orasida valent-to'yingan shakllarini radikal yoki ion-radikal shakllardan farqlash lozim.

3. Xemosorblashning turli shakllari bir-biriga o'tishi mumkin.

4. Yarimo'tkazgichdagi elektronlar muvozanatida sirtida turli xemosorblash shakllarining nisbiy miqdori kristall sirtidagi Fermi sathi vaziyati bilan aniqlanadi.

5. Fermi sathi vaziyati yarimo'tkazgichlar sirtining mazkur molekulalar turiga nisbatan adsorbsion qobiliyatini, sirtning zaryadlanganlik darajasi va xususiyatini, mazkur reaksiyaga nisbatan sirtning katalitik faolligi orqali aniqlanadi.

6. Kristall sirtidagi Fermi sathi vaziyati umuman olganda, kristall ichidagi vaziyatiga bog'liq. Shu sababli kristallning sirtidagi va hajmdagi xossalari orasida bog'liqlik o'rnatiladi.

Bu asosiy nazariy natijalardan kelib chiqadigan xulosalarni tajribada tekshirib ko'rish mumkin.

Savol va topshiriqlar

1. Adsorblashning F -markazida borishi qanday amalga oshadi?
2. Adsorblashning V -markazida borishini tushuntiring.
3. Sirtning nuqsonlari adsorblash markazlari vazifasini bajara oladimi?
4. Fotoadsorbsion effekt deb qanday hodisaga aytiladi? Tushuntiring.
5. Xemosorblashning qanday shakllari bor? Ular orasida qanday o'tishlar bo'ladi? Javobingizni izohlang.

XIV BOB. YARIMO'TKAZGICH—DIELEKTRIK CHEGARASIDAGI SIRT HOLATLARI TABIATI

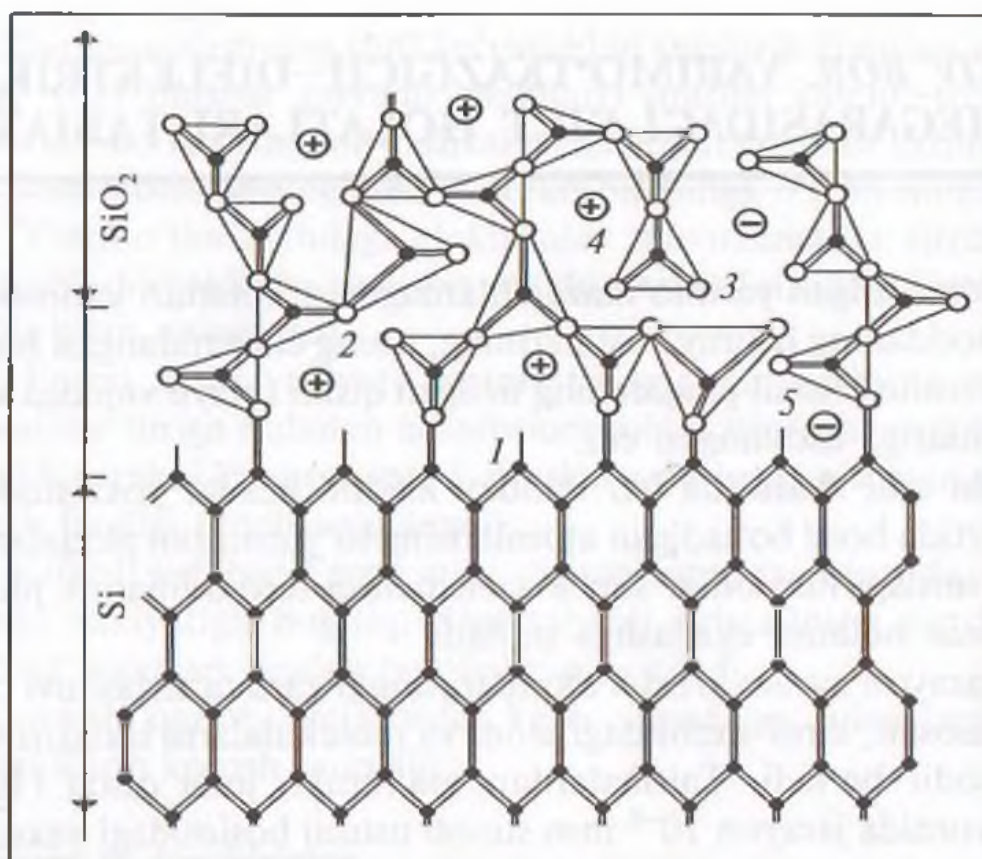
Ko'rib o'tilgan yarimo'tkazgichlardagi sirt holatlari yarimo'tkazgichli moddaning hajmiy xossalarining, uning chegaralangan holatda, ya'ni bevosita kristall panjaraning uzilgan qismi tufayli vujudga kelgan o'zgarishlariga asoslangan edi.

Lekin real sharoitda har qanday kristall kesilsa yoki sindirilsa, uning sirtida hosil bo'ladigan atomlarning to'yinmagan aloqalari yoki boshqa turdagi nuqsonlar shu sharoit uchun termodinamik jihatdan muvozanat holatini egallashga intiladi.

Bu jarayon avvalo kristall atomlarining o'zaro ta'sirlashuvi tufayli bo'lsa, asosan, atrof-muhitdagi atom va molekulalarni biriktirib olish orqali sodir bo'ladi. Tajribalardan ma'lumki, juda qisqa (10^{-6} s) vaqt davomida jarayon 10^{-5} mm simob ustuni bosimidagi vakuumda kechayotgan bo'lsa ham 3–5 qatlamli oksid pardalari hosil bo'ladi. Oddiy sharoitda, ya'ni ochiq havoda kristallarni kerakli o'lchamlarda qirqish jarayonlarida esa bu oksid qatlami 50–100 Å larni tashkil etadi. Natijada biz kristall sirti deb ta'riflayotgan yuza, aslida shu modda oksididan iborat bo'ladi. Shuning uchun modda xususiyatlarini o'rganayotganda ularning oksid parda hosil qilish xossalarini e'tiborga olish lozim.

Ko'p hollarda bunday qatlamlardan modda sirtini himoyalovchi vosita sifatida, planar texnologiyalarda esa mikroelementlar orasidagi to'siq sifatida foydalaniladi.

Demak, yarimo'tkazgichli moddalarni elektrfizik xossalarini o'rganishda, ulardan turli xil elektron asboblari tayyorlashda bu qatlam xususiyatlarini, xususan, bunday yarimo'tkazgich—oksid chegarasidagi jarayonlarni bilish va ularni e'tiborga olish zarur ekan (14.1-rasm). Barcha oksidlar elektr o'tkazuvchanligiga ko'ra dielektrik bo'lgani uchun bunday tizimlar *yarimo'tkazgich-dielektrik tipidagi tuzilma* deb ataladi. Bu tuzilmaning xossasini o'rganish uchun unga metall kontaktlar qilinishi tufayli tuzilma metall-dielektrik-yarimo'tkazgich (MDY) ko'rinishiga ega bo'ladi. Bu tuzilmada dielektrik (ya'ni oksid) qatlami elektr maydoni, temperatura, radiatsiyalar ta'siriga sezgir,



14.1-rasm. Ikki o'lchamli tekislikda oksidlovchi qatlam strukturasi:

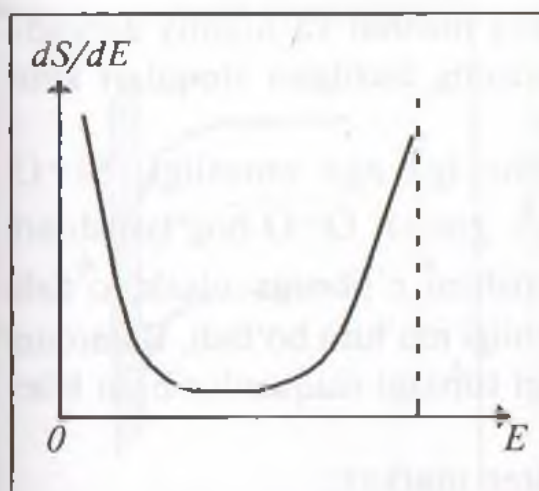
1 – tugallanmagan bog'lanish; 2 – ko'priksimon kislorod; 3 – ko'priksiz kislorod; 4, 5 – harakatchan musbat va manfiy ionlar.

yarimo'tkazgichli qatlam xossalari esa nisbatan kamroq o'zgaradi. Bunday tuzilmada tok tashuvchilarning harakati asosan yarimo'tkazgich-dielektrik chegarasining xossalari bog'liq bo'ladi.

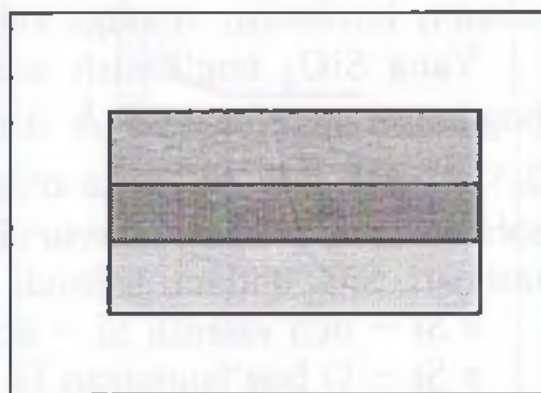
Yarimo'tkazgich-dielektrik chegarasidagi sirtidagi holatlarning paydo bo'lishiga kristall sirtidagi kislorod atomlarining diffuziyalanishi tufayli erishiladi.

Bu sohadagi sirt holatlari toza atomar sirtidagi holatlardan ancha kam ($\sim 10^{13} \text{ sm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) va ularning energetik holatlari yarimo'tkazgichning taqiqlangan sohasida joylashgan. Bu holatlarga xos bo'lgan umumiy bir xususiyat – ularning butun taqiqlangan sohada energiyasi bo'yicha kvaziuzluksiz holdagi taqsimotidir. Ular taqiqlangan sohani ma'lum energetik oraliqda bir tekisda taqsimlanib, soha chegaralarida monoton ravishda ortib boradi (14.2-rasm).

Chegara sohasidagi bunday holatlarning paydo bo'lish mexanizmi va ularning mikroskopik tuzilishi haqida aniq bir fizik-kimyoviy



14.2-rasm.



14.3-rasm.

tushunchalar haligacha mavjud emas. Shunday bo'lsa-da, to'plangan ilmiy-amaliy ma'lumotlar asosida ular haqida umumiy tasavvur hosil qilish mumkin.

Misol uchun kremniy-dioksid kremniy rusumidagi tuzilmani ko'rsatadigan bo'lsa, kremniy sirtida SiO_2 dielektrik qatlamni hosil qilish asosan $800-1200^\circ \text{C}$ da kremniyni kislorod oqimi ostida qizdirish orqali hosil qilinadi. SiO_2 qatlamning o'sishi $\text{Si}-\text{O} \rightarrow \text{SiO}_2$ kimyoviy reaksiya orqali boradi va uning tezligi temperatura va kislorod zichligi orqali boshqariladi. Bunday diffuziya jarayonlari tufayli Si va SiO_2 qatlamlari orasida $\text{SiO}_2 \rightarrow \text{SiO}_n-\text{Si}$ tipidagi o'tish qatlami vujudga kelishiga olib keladi ($n = 2-0$). Bunday o'tish qatlamining tekislikdagi ko'rinishi 14.3-rasmda berilgan. Bunday ko'rinishga o'tish sohasidagi kremniy atomlarining buzilgan valent bog'lanishlari, ya'ni elektronlari uzilib, bo'sh qolgan holatlar musbat zaryadlar manbayi bo'lib xizmat qiladi. Bunday markazlarni kremniy kristalida va SiO_2 qatlamida mavjud bo'lgan metall atomlari bilan o'zaro ta'sirlashuvi ularni qayta taqsimlanishiga olib keladi. Ayrim atomlar SiO_2 qatlam hajmiga kirib qolib, undagi elektrneytrallikni buzadi, boshqalari kremniy kristali ichida diffuziyalanadi. Bunday taqsimotni belgilovchi omil segregatsiya koeffitsiyenti (η) hisoblanadi, ya'ni atomlarning Si va SiO_2 dagi

diffuziya koeffitsiyentlari nisbati $\eta = \frac{D_{\text{Si}}}{D_{\text{SiO}_2}}$. Agar $\eta < 1$ bo'lsa, SiO_2

qatlam aralashma atomni itaruvchi bo'ladi va Si ni chegaraga yaqin qismida bunday atomlar soni ko'proq bo'ladi, $\eta > 1$ bo'lsa — aksincha.

Bunday jarayonlar tufayli o'tish sohasida musbat va manfiy zaryadlangan metall ionlari, Si-O birikmalarining buzilgan aloqalari kabi tarkibiy buzilishlar vujudga keladi.

Yana SiO₂ bog'lanish aniq bir shaklga ega emasligi, Si-O bog'lanish uzunligi 1,56 Å dan 1,66 Å gacha, O-O bog'lanishlari 2,5 Å dan 2,7 Å gacha o'zgarib turishini e'tiborga olsak, o'tish sohasini aniq shaklini tasavvur qilish qiyinligi ma'lum bo'ladi. Bulardan tashqari, SiO₂ qatлами hajmida quyidagi turdagi nuqsonlar ham bor:

≡ Si — uch valentli Si — donor;

≡ Si — O bog'lanmagan O — amfoter markaz;

V₀ ≡ Si...O kislorod vakansiyasi — ikkilanma donor;

V_{Si} ≡ kremniy atomi vakansiyasi — donor;

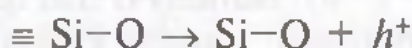
O₁ — tugunlararo kislorod — donor;

Si₁ — tugunlararo kremniy atomi — ikkilanma donor;

O₂, V₀, Si-H, Si: OH, M-O va boshqa komplekslar.

Kremniyda esa V, V-P, O₁, Si₁, O_s, M, M-O, O-O kabi nuqsonlar mavjuddir. Bunday nuqsonlarning mavjudligi va tashqi ta'sirlar tufayli ularning o'zaro ta'sirlashuvlari dielektrik-yarimo'tkazgich chegarasidagi sirt holatlariga ham ta'sir etadi. Mana shunday fizik-kimyoviy jarayonlar natijasida musbat va manfiy zaryadli markazlar paydo bo'ladi.

≡ Si-O bog'lanmali komplekslari erkin elektronlarni tutib olib, bo'sh o'rin — kovaklar hosil qiladi:



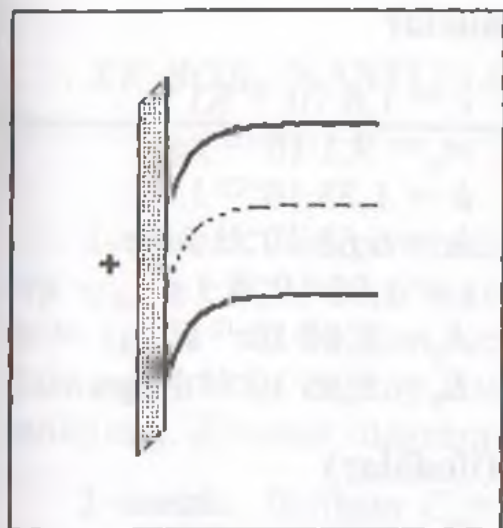
Bu esa oksid qatlamida manfiy, chegara sohasida esa musbat zaryadlar hosil bo'lishiga olib keladi. Si-SiO₂ tuzilmalari nurlantirilganda chegaraviy sohada



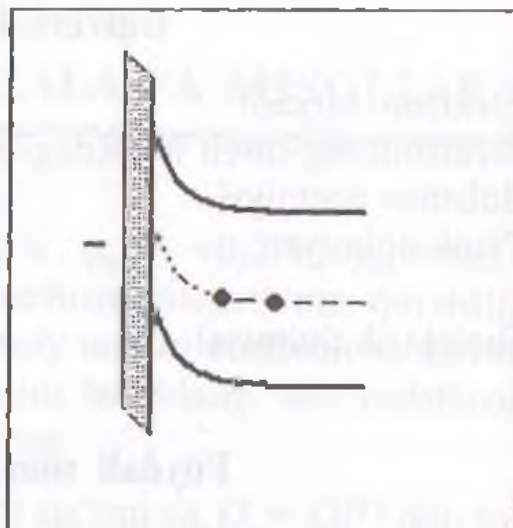
oksid qatlamda esa



reaksiyalar tufayli gidroksil, kislorod, kremniy ionlari, erkin elektronlar kabi zaryadlar hosil bo'ladi va ular sirt holatlar tabiatini belgilaydi. Agar MDY tuzilmasi tashqi elektr maydonga kiritilsa Si-SiO₂ chegarasida yarimo'tkazgich tomonida elektronlar to'planishi (boyitilishi) yoki kamayishi kuzatiladi.



14.4-rasm.



14.5-rasm.

MDY ning metall kontaktiga musbat kuchlanish qo'yilsa, bunda *n*-tipdagi Si sohasidagi energetik diagrammani ko'rinishi 14.4-rasmdagi kabi bo'ladi.

Kuchlanish qutblari o'zgartirilsa, ya'ni metall kontaktga manfiy kuchlanish qo'yilsa — elektronlar kamayishi kuzatiladi (14.5-rasm) va kuchlanish yana ham kattalashuvi ikkala holda ham o'tkazuvchanlikni inversiyaga olib kelishi mumkin.

Elektronlarni ko'payishidan kamayishiga o'tish chegarasida, ya'ni inversiya chegarasidagi tashqi kuchlanish kattaligi tekis soha kuchlanishi deyiladi. Si-SiO₂ chegarasidagi sirt holatlarini o'rganishning asosiy usullaridan biri MDY turidagi tuzilmalarni volt-farada, ya'ni C-V xususiyatlarini o'rganishdir. Bu usul MDY tuzilmalarining C-V xususiyatlarini o'lchab, ularni nazariy hisoblangan xossalari bilan solishtirishdan iborat. Bunday o'lchovlar asosida chegaraviy sohadagi sirt holatlarining $10^{-10} \text{ sm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ gacha bo'lgan miqdorlarni aniqlash mumkin.

Universal fizik kattaliklar

Elektron zaryadi	$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$
Elektronning tinch holatdagi massasi	$m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Bolsman doimiysi	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/kg}$
Plank doimiysi	$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
	$t = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
Dielektrik doimiysi	$E_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$
	$E_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/sm}$

Foydali munosabatlar (ifodalar)

$$\frac{kT}{q} (T = 300 \text{ K}) = 0,0259 \text{ V};$$

$$\frac{kT}{q} (T = 77 \text{ K}) = 0,066 \text{ V};$$

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J};$$

$$e^x \approx 10^{0,43x} \approx 10^{x/2,3}$$

$$\begin{array}{llll} e^1 = 2,7; & e^2 = 7,4; & e^3 = 20; & e^4 = 55; \\ e^5 = 178; & e^6 = 403; & e^7 = 1100; & e^8 = 3000; \\ e^9 = 8100; & e^{10} = 22000. & & \end{array}$$

Dielektriklarning fizik parametrlari

T.r.	Birliklari	Fizik parametrlari	SiO ₂	Si ₃ N ₄	Al ₂ O ₃	Ta ₂ O ₅
1.	X, eV		0,9	1,95	1,0	2,45
2.	Kg, eV	Taqiqlangan zona	8,0	5,1	8,7	4,45
3.	ϵ	Dielektrik singdiruvchanlik	3,8	6,8	9,0	27
4.	n	Sindirish ko'rsatkichi	1,48	1,97	1,77	2,2
5.	E, V/sm	Elektr maydon kuchlanishi	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
6.	ρ , g/sm ³	Zichlik	2,65	3,44	3,96	8,53
7.	M, g/mol	Molekular massa	60	140	102	442
8.	α , A/V	O'sish doimiysi	5,0	—	15,5	16, 6

Metallarning termodinamik chiqish ishi

Metall	Mg	Al	Ni	Cu	Au	Ag	Pt
ϕ , eV	3,35	4,1	4,55	4,7	5,0	5,1	5,1

XV BOB. NAMUNAVIY MASALA VA MISOLLAR

1-masala. Sirt potentsiali $\varphi_{S1} = 0,3 \text{ V}$, $\varphi_{S2} = -0,2 \text{ V}$, $\varphi_{S3} = 0,5 \text{ V}$ va $\varphi_{S4} = -0,9 \text{ V}$ bo'lgan holatlar uchun solishtirma qarshiligi $\rho = 1 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ bo'lgan elektron-kremniy uchun elektron va kovaklarning sirtidagi hajmiy konsentratsiyasini hisoblang. Sirt holatlarini aniqlang. Zonalar diagrammasini chizing.

2-masala. Berilgan C_{sc} =yar/o't OP3 sig'imi va Q_{sc} = OP3 dan to'liq umumiy zaryad. Sirt potentsiali $\varphi_{S1}=0$, $\varphi_{S2}=\varphi_0$ va $\varphi_{S3}=2\varphi_0$ bo'lgan hol uchun $\rho = 10 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ p-Si uchun Q_{sc} va C_{sc} larning qiymatini toping.

3-masala. Solishtirma qarshiligi $\rho_n = 0,1 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ bo'lgan n-Ge uchun sirt potentsiali $\varphi_s = -0,6 \text{ V}$ ga teng bo'lganda, Q_{sc} fazoviy zaryad sohasidagi to'la zaryadni, sirt elektr maydon qiymatini E_s hamda inversiya kanalidagi kovaklar sonining ko'pligini G_R hisoblang.

4-masala. Solishtirma qarshiligi $\rho_n = 15 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ bo'lgan elektron kremniy (Si) va germaniy (Ge) uchun ekranlovchi Debay uzunligini hisoblang. Temperatura $T = 300 \text{ K}$ bo'lganda va elektr maydonning yarimo'tkazgich hajmiga kirib borish chuqurligi qachon Debay uzunligidan katta bo'lishligini (agar mumkin bo'lsa) ko'rsating.

5-masala. Temperatura $T = 300 \text{ K}$ bo'lganda xususiy yarimo'tkazgichlar kremniy (Si), germaniy (Ge), galliy arsenid (GaAs) va antimonid indiy (InSb) uchun ekranlovchi Debay uzunligini hisoblang va taqqoslang.

6-masala. Donorlar konsentratsiyasi $N_D = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ bo'lgan galliy arsenidning (GaAs) fazoviy zaryadlar sohasidagi to'la zaryadini Q_{sc} va sig'imi C_{sc} ni hisoblang. Hisoblashlarni quyidagi sirt potentsial φ_s qiymatlarida amalga oshiring.

$$\varphi_s = \frac{1}{2} \varphi_0; \quad \varphi_s = 0; \quad \varphi_s = -\frac{1}{2} \varphi_0; \quad \varphi_s = -\varphi_0;$$

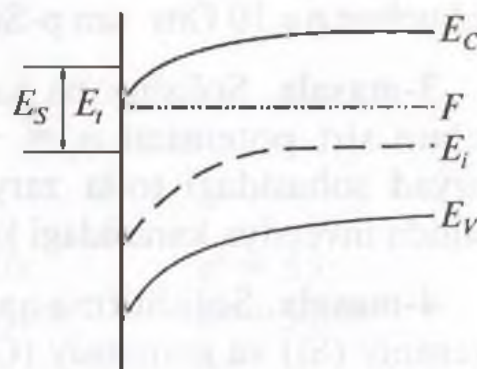
$$\varphi_s = \frac{3}{2} \varphi_0; \quad \varphi_s = -2\varphi_0; \quad \varphi_s = -\frac{3}{2} \varphi_0.$$

$T = 300 \text{ K}$ ga teng deb hisoblang.

7-masala. Xona ($T = 300 \text{ K}$) va suyuq azot ($T = 77 \text{ K}$) temperaturalarida kremniy (Si) va germaniy (Ge), galliy arsenid (GaAs) va antimonid indiy (InSb) uchun elektronlarning De-Broyl to'liq uzunligini hisoblang va baholang.

8-masala. Akseptorlar konsentratsiyasi $N_A = 10^{18} \text{ sm}^{-3}$ bo'lgan kovakli kremniy uchun sirt potensialining quyidagi qiymatlarida ($\phi = 0$; $\phi_s = \phi_0$; $\phi = 2\phi_0$) sirt holatlar zaryadini Q_{ss} hisoblang. Temperatura $T = 300 \text{ K}$ ga teng. $N_{ss} = 2 \cdot 10^{12} \text{ sm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ ga teng bo'lgan sirt holatlar zichligi kremniyning man etilgan sohasi bo'yicha teng taqsimlangan. Sirt holatlar zaryadini (Q_{ss}) fazoviy zaryadlar sohasidagi to'la zaryad bilan (Q_{ss}) taqqoslang.

9-masala. Solishtirma qarshiligi $\rho = 7,5 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ bo'lgan elektron-kremniyning taqiqlangan sohasida $N_s = 8 \cdot 10^{11} \text{ sm}^{-2}$ konsentratsiyali yarimo'tkazgichning taqiqlangan sohasining o'rtasidan $E_i = 0,45 \text{ eV}$ yuqorida joylashgan monoenergetik sirt holat joylashgan. Yarimo'tkazgichning sirtida Fermi sathi sirt holatlar energetik sathlari bilan mos



tushgan holda, yani bo'ysungan hol uchun sirt holatlarning doimiy vaqtini (τ), sirt holatlarning ekvivalent ketma-ketligi sig'imini (C_s) va qarshiligini (R_s) hisoblang. Bunda energetik sathning tutib qolish ko'ndalang kesim yuzi $S_f = 10^{-10} \text{ sm}^2$ va $T = 300 \text{ K}$ ga teng.

10-masala. Solishtirma qarshiligi $\rho = 10 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ bo'lgan kovakli kremniyda uzluksiz sirt holatlar zichligi N_{si} mavjud. ($N_{ss} = 5 \cdot 10^{11} \text{ sm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$). Quyidagi o'lchash sig'imi chastotalarida $f_1 = 10^2 \text{ Hz}$; $f_2 = 10^4 \text{ Hz}$; $f_3 = 10^6 \text{ Hz}$ sirdagi holatlarning ekvivalent parallel sig'imi C_p va o'tkazuvchanligi G_p ni hisoblang. Bunda sirdagi potensial qiymati $\phi_s = -0,2 \text{ V}$. Sirt holatlarning tutib qolish ko'ndalang kesim yuzasi $S_f = 10^{-15} \text{ sm}^2$ ga teng.

11-masala. Solishtirma qarshiligi $\rho = 1,5 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ li xona temperaturasida bo'lgan ($T = 300 \text{ K}$) elektron germaniyda tutib qolish ko'ndalang kesim yuzasi $S_f = 10^{-16} \text{ sm}^2$ bo'lgan uzluksiz sirt holatlar mavjud. Quyidagi sirdagi potentsiallar qiymatlarida: $\phi_{s1} = +0,2 \text{ V}$; $\phi_{s2} = 0$; $\phi_{s3} = -3/2\phi_0$, sirt holatlarning doimiy vaqti τ ni hisoblang.

12-masala. Parallel sirtidagi holatlarning ekvivalent o'tkazuvchanligining G_p/ω , chastotaga ω bog'lanish xossalari berilgan. Ushbu xossalarning maksimal qiymati $(G_p/\omega)_{\max} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Hz}^{-1} \text{ sm}^2$ ga teng va bu $\omega = 10^5 \text{ Hz}$ chastotaga to'g'ri keladi. Mana shu holatlar uchun sirt holatlar zichligi N_{ss} ni aniqlang. Sirt holatlarning doimiy vaqtini toping. Agar sirt konsentratsiyasi $n_{SO} = 10^{12} \text{ sm}^{-3}$ bo'lsa, sirt holatlarni baholang.

13-masala. Xona temperaturasida ($T = 300\text{K}$) bo'lgan, oksidining qalinligi $d_{ok} = 1000 \text{ \AA}$ li, maydon elektrodining yuzasi $S = 5 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^2$ ga teng va solishtirma qarshiligi $\rho = 1 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ ni tashkil etadigan elektron germaniy asosidagi $n\text{-Ge-SiO}_2\text{-Al}$ sistema mavjud. Mana shu MDY sistema uchun sirt potensial $\phi_s = 0$ ga teng, ya'ni «yassi sohalar» sharoitida sistemaning yassi sohalar sig'imi C_{FB} ning qiymatini hisoblang. Agar oksidning qalinligi $d_{ok} = 1 \text{ mkm}$ ga o'zgarsa, C_{FB} ning qiymati qanday o'zgaradi?

XVI BOB. BERILGAN MASALA VA MISOLLARNING YECHIMLARI

1. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

n-Si

$$\varphi = 1 \text{ Om} \cdot \text{sm}$$

$$\varphi_{S1} = 0,3 \text{ V}$$

$$\varphi_{S2} = -0,2 \text{ V}$$

$$\varphi_{S3} = 0,5 \text{ V}$$

$$\varphi_{S4} = -0,9 \text{ V}$$

$$n_s, P_s = ?$$

$$n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}$$

$$\mu = 1500 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$$

Yechimi. Elektron va kovaklarning sirtiy konsentratsiyasi klassik koʻrinishda quyidagicha boʻladi.

$$n_s = n_0 \cdot e^{-\beta \varphi_s}$$

$$P_s = n_0 \cdot e^{-\beta(\varphi_s + 2\varphi_0)}$$

Bundan kerakli parametrlarni topamiz.

$$n_0 = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot \rho_n} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 1} = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$$

$$P_0 = \frac{\eta_i^2}{\eta_0} = 6,1 \cdot 10^4 \text{ sm}^{-3}$$

$$2\varphi_0 = 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{n_0}{n_i} = 2 \cdot 0,0259 \cdot \ln \frac{4,2 \cdot 10^{15}}{1,6 \cdot 10^{10}} = 0,65 \text{ V}$$

$$n_{S1} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot 0,3} = 4,5 \cdot 10^{20} \text{ sm}^{-3}$$

$$P_{S1} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot (0,3 + 0,65)} = 5,0 \cdot 10^{-1} \text{ sm}^{-3}$$

$$n_{S2} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot 0,2} = 1,9 \cdot 10^{12} \text{ sm}^{-3}$$

$$P_{S2} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot (-0,2 + 0,65)} = 1,2 \cdot 10^8 \text{ sm}^{-3}$$

$$n_{S3} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot 0,5} = 1,7 \cdot 10^7 \text{ sm}^{-3}$$

$$P_{S3} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot (-0,5 + 0,65)} = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}$$

$$n_{S4} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot 0,9} = 3,4 \text{ sm}^{-3}$$

$$P_{S4} = 4,2 \cdot 10^{15} \cdot e^{-38,6 \cdot (-0,9+0,65)} = 6,5 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$$

n_S va P_S larni n_0 , P_0 va φ_0 lar bilan solishtirib quyidagi xulosalarga kelamiz:

$\varphi_{S1} = 0,3 \text{ V}$ bo'lganda to'yingan holat,

$\varphi_{S2} = -0,2 \text{ V}$ bo'lganda kambag'allashgan holat,

$\varphi_{S3} = -0,5 \text{ V}$ bo'lganda kuchsiz inversiya holat,

$\varphi_{S4} = -0,9 \text{ V}$ bo'lganda kuchli inversiya holatlariga to'g'ri kelar ekan.

2. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

KDB-10

$$\varphi_{S1} = 0, \varphi_{S2} = \varphi_0 \text{ va } \varphi_{S3} = 2\varphi_0$$

Qo'shimcha kerakli ko'rsatkichlar.

$$\mu_n = 1500 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$$

$$\chi_S = 11,8; \quad n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}$$

Yechimi. $\varphi_{S1} = 0$ hol uchun fazaviy zaryadlar sohasida yarimo'tkazgichning umumiy sirt zaryadi bo'lmaydi, sig'im esa yassi zonalar sig'imiga (C_{FB}) teng.

$$Q_{sc} = 0,$$

$$C_{sc} = C_{FB} = \sqrt{\frac{\epsilon_S \cdot \epsilon_0 \cdot q \cdot N_D}{kT/q}}.$$

Kerakli parametrlarni hisoblaymiz.

$$N_D = \frac{1}{q \cdot \mu_p \cdot P} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 600 \cdot 10} = 1 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$$

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} = 0,0259 \cdot \ln \frac{1 \cdot 10^{15}}{1,6 \cdot 10^{10}} = 0,29 \text{ V}$$

$$C_{FB} = \sqrt{\frac{11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{15}}{0,0259}} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ F/sm}^2$$

$\varphi_s = \varphi_0$ bo'lgan hol uchun yarimo'tkazgichning sirti xususiy, ya'ni kambag'allashgan sohadan kuchsiz inversiya sohasiga o'tish chegarasi qiymatidir.

$$Q_{sc} = Q_b = \sqrt{2\xi_S \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D \cdot (\varphi_0 - kT/q)} =$$

$$= \sqrt{2 \cdot 11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{15} \cdot 0,26} = 9,3 \cdot 10^{-9} \frac{\text{C}}{\text{sm}^2}$$

$$C_{sc} = C_b = \sqrt{\frac{\xi_S \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_A}{2(\varphi_0 - kT/q)}} =$$

$$= \sqrt{\frac{11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{15}}{2(0,29 - 0,03)}} = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{\text{F}}{\text{sm}^2}$$

$\varphi_S = 2\varphi_0$ holat kuchsiz inversiya sohasidan kuchli inversiya sohasiga o'tish chegarasini belgilaydi (mos keladi).

$$Q_{sc} = Q_{sc} = \sqrt{2 \cdot \xi_S \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D \cdot 2\varphi_0} =$$

$$= \sqrt{2 \cdot 11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{15} \cdot 0,58} = 1,4 \cdot 10^{-8} \frac{\text{C}}{\text{sm}^2}$$

$$C_{sc} = \sqrt{\xi_S \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_A / 2\varphi_0} =$$

$$= \sqrt{\frac{11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{15}}{0,58}} = 1,7 \cdot 10^{-8} \frac{\text{F}}{\text{sm}^2}.$$

3. Masalaning yechilishi.

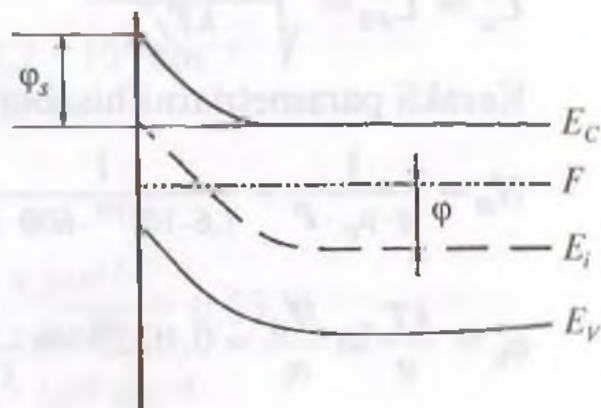
Berilgan:

n-Ge

$\rho_n = 0,1 \text{ Om} \cdot \text{sm}$

$\varphi_s = -0,6 \text{ V}$

$Q_{sc} = ? \quad E_s = ? \quad G_R = ?$



Yechimi. Kerakli qo'shimcha kattaliklarni yozamiz:

$\mu_n = 3900 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$

$n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}$

$\xi_S = 16,0$

Fazoviy zaryadlar sohasiga tegishli Q_{sc} , E_s va G_R parametrlarni hisoblash uchun, yarimo'tkazgichning sirt holatlarini aniqlab olish zarur. Buning uchun kerakli parametrlarni hisoblaymiz:

$$N_D = \frac{1}{q \mu_n \rho_n} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3900 \cdot 0,1} = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$$

$$\varphi_0 = kT \cdot \ln \frac{N_D}{n_i} = 0,0259 \cdot \ln \frac{1,6 \cdot 10^{16}}{2,5 \cdot 10^{10}} = 0,17 \text{ eV}$$

$2\varphi_0$ qiymati 0,34 eV ga teng, $2\varphi_0 = 0,34 \text{ eV}$. $\varphi_s < 0$ bo'lganligi uchun $|\varphi_s|$ absolut qiymati $2\varphi_0$ dan kichik, yani $|\varphi_s| < 2\varphi_0$ kuchli inversiya holatiga to'g'ri keladi (yuqoridagi chizmaga qarang).

Endi Debay uzunligini aniqlaymiz.

$$L_D = \sqrt{\frac{\xi_s \cdot \xi_0}{q \cdot N_D} \cdot \frac{kT}{q}} = \sqrt{\frac{16,8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,0259}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,6 \cdot 10^{16}}} = 3,7 \cdot 10^{-6} \text{ sm} = 0,037 \text{ mkm}.$$

Kuchli inversiya sohasi uchun fazoviy zaryad sohasidagi to'la zaryadni Q_{SC} , asosan erkin kovaklar zaryadi tashkil etadi.

$$Q_{SC} \approx q \cdot G_R = \frac{\sqrt{2} \cdot \xi_s \cdot \xi_0 \cdot kT}{q \cdot L_D} \cdot e^{\frac{\beta(\varphi_s - 2\varphi_0)}{2}} =$$

$$= \frac{1,4 \cdot 16,8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{3,7 \cdot 10^{-6}} \cdot e^{\frac{38,6(-0,6+0,34)}{2}} = 1,4 \cdot 10^{-8} \cdot e^5 = 2,1 \cdot 10^{-6} \frac{\text{C}}{\text{sm}^2}.$$

$$G_R = Q_{SC}/q = \frac{2,1 \cdot 10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{-13}} = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}.$$

$Q_{SC} = \xi_s \cdot \xi_0 \cdot E_s$ bo'lganligini hisobga olgan holda (bo'lganligi uchun), bundan E_s ni topamiz:

$$E_s = \frac{Q_{SC}}{\xi_s \cdot \xi_0} = \frac{2,1 \cdot 10^{-6}}{16,8,85 \cdot 10^{-14}} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ V/sm}.$$

4. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

n-Si, n-Ge

$\rho_n = 15 \text{ Om} \cdot \text{sm}$

$L_D = ?$

Yechimi. Qo'shimcha kerakli kattaliklarni yozamiz:

$$\xi_{Ge} = 16 ; \xi_{Si} = 11,8; \mu_{nGe} = 3900 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s}.$$

$$\xi_{nSi} = 1500 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s}; n_{Si} = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}; n_{iGe} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}$$

Ekranlovchi Debay uzunligi L_D quyidagicha topiladi:

$$L_D = \sqrt{\frac{\xi_{Si} \cdot \xi_0}{q \cdot n_D} \cdot \frac{kT}{q}}.$$

Bundan kerakli parametrlarni hisoblaymiz.

$$N_{DSi} = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot \rho_n} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 15} = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ sm}^{-3}.$$

Shunga o'xshash germaniy uchun ham hisoblaymiz:

$$N_{DGe} = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot \rho_n} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 15} = 1,1 \cdot 10^{14} \text{ sm}^{-3}.$$

Olingan natijalarni o'z o'rniga qo'yib, L_D ni hisoblaymiz:

$$L_D = \sqrt{\frac{11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,8 \cdot 10^{14}}} = 2,5 \cdot 10^{-5} = 0,25 \text{ mkm}$$

Xuddi shunday germaniy uchun.

$$L_D = \sqrt{\frac{16 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,1 \cdot 10^{14}}} = 4,6 \cdot 10^{-5} \text{ sm} = 0,46 \text{ mkm}.$$

Kichik qiymatlarda potensialning (kT/q tartibida) elektr maydonning yarimo'tkazgich hajmiga kirib borish chuqurligi Debay uzunligi bilan aniqlanadi. Siyraklashtiruvchi katta nurlanish qiymatlarida φ_s esa, elektr maydonning yarimo'tkazgich hajmiga kirib borish chuqurligi W , Debay uzunligidan L_D katta bo'ladi. Chunki,

$$W = \sqrt{\frac{2\xi_s \cdot \xi_0 \varphi_s}{q \cdot N_D}}$$

bo'ladi va bu holda

$$\frac{W}{L_D} = \sqrt{\frac{2\varphi_s}{kT/q}} \gg 1$$

bo'ladi.

5. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

Si, Ge, GaAs, InSb

$T = 300 \text{ K}$

$n = p = n_i$

$L_D = ?$

Yechimi. Xususiy yarimo'tkazgichlar uchun Debay uzunligi quyidagicha aniqlanadi:

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot kT}{q \cdot N_D \cdot q}}$$

Xususiy yarimo'tkazgichlar Si, Ge, GaAs va InSb ning dielektrik singdiruvchanligi va xususiy konsentratsiyalarining qiymatlarini topib va formulaga qo'yib L_D larni hisoblaymiz:

$$L_{DSi} = \frac{11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,6 \cdot 10^{10}} = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ sm} = 33 \text{ mkm}$$

$$L_{DGe} = \frac{16 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,5 \cdot 10^{13}} = 9,6 \cdot 10^{-5} \text{ sm} = 0,96 \text{ mkm}$$

$$L_{DGaAs} = \frac{10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{16}} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ sm} = 1200 \text{ mkm}$$

$$L_{DInSb} = \frac{17 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{16}} = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ sm} = 0,035 \text{ mkm}$$

Shunday qilib, taqqoslash natijalariga asosan, yarimo'tkazgichning man etilgan zona kengligi oshib borishi bilan Debay uzunligi L_D oshib borar ekan.

6. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

$$N_D = 10^{16} \text{ sm}^{-3}; \quad \varphi_s = \frac{1}{2} \varphi_0; \quad \varphi_s = 0; \quad \varphi_s = -\frac{1}{2} \varphi_0;$$

$$\varphi_s = -\varphi_0; \quad \varphi_s = \frac{3}{2} \varphi_0; \quad \varphi_s = -2\varphi_0; \quad \varphi_s = -\frac{3}{2} \varphi_0.$$

$Q_{SC} = ? \quad C_{SC} = ?$

Yechimi. Qo'shimcha kattaliklarni foydalanish uchun topib yozamiz:

$n_i = 1,1 \cdot 10^7 \text{ sm}^{-3}$ — galliy arsenidning xususiy konsentratsiyasi;

$\xi_{\text{GaAs}} = 10,9$ — galliy arsenidning dielektrik singdiruvchanligi.

Galliy arsenid uchun φ_0 va L_D larni hisoblaymiz:

$$\varphi_0 = kT \ln \frac{N_D}{n_i} = 0,026 \cdot \ln \frac{10^{16}}{1,1 \cdot 10^7} = 0,54 \text{ eV}$$

$$L_D = \sqrt{\frac{\xi_{\text{Si}} \cdot \xi_0}{q \cdot N_D} \cdot \frac{kT}{q}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ sm} = 0,04 \text{ mikm.}$$

Fazoviy zaryadlar sohasining to'la zaryadini Q_{SC} va sig'imi C_{SC} ni hisoblash uchun φ_s ning har bir sohasi uchun taqribiy hadlardan foydalanamiz.

I. To'yingan holat uchun. Fazoviy zaryad sohasidagi to'la zaryad quyidagicha hisoblanadi:

$$\begin{aligned} Q_{\text{SC}} = Q_n &= - \frac{\sqrt{2} \cdot \xi_s \cdot \xi_0 \cdot kT}{q \cdot L_D} \cdot e^{\frac{\beta \varphi_s}{2}} = \\ &= - \frac{1,4 \cdot 10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{4 \cdot 10^{-6}} \cdot e^{\frac{38,6 \cdot 0,27}{2}} = -8,7 \cdot 10^{-9} \exp^{(5,2)} = 1,6 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2} \end{aligned}$$

Fazoviy zaryad sohasining sig'imi esa quyidagicha:

$$C_{\text{SC}} = \frac{10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}}{1,4 \cdot 10^{-6}} \cdot e^{\frac{38,6 \cdot 0,27}{2}} = 1,7 \cdot 10^{-7} \cdot e^{5,2} = 3,11 \cdot 10^{-5} \text{ F/sm}^2$$

II. Yassi sohalar holati uchun.

Bunda $Q_{\text{SC}} = 0$ bo'ladi.

$$C_{\text{SC}} = \frac{\xi_{\text{Si}} \cdot \xi_0}{L_D} = \frac{10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}}{4 \cdot 10^{-6}} = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ F/sm}^2$$

III. Boyitilma holat uchun.

$$\begin{aligned} Q_{\text{SC}} = Q_b &= \sqrt{2 \xi_s \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D \left(-\varphi_s - \frac{kT}{q} \right)} = \\ &= \sqrt{2 \cdot 10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{10} \cdot 0,24} = 2,8 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2} \end{aligned}$$

$$C_{sc} = C_b = \sqrt{\frac{\xi_{Si} \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D}{2 \left(-\varphi_S - \frac{kT}{q} \right)}} =$$

$$= \sqrt{\frac{10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16}}{2 \cdot 0,24}} = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ F/sm}^2$$

IV. Xususiy yarimo'tkazgichning sirt holati uchun.

$$Q_{sc} = Q_b = \sqrt{2 \cdot \xi_{Si} \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D \left(-\varphi_S - \frac{kT}{q} \right)} =$$

$$= 2 \cdot 10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{16} \cdot 0,51 = 4 \cdot 10^{-8} \text{ Kl/sm}^2$$

$$C_{sc} = C_b = \sqrt{\frac{\xi_{Si} \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D}{2 \left(-\varphi_S - \frac{kT}{q} \right)}} = \sqrt{\frac{10,9 \cdot 8,85 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{16}}{2 \cdot 0,51}} = 3,9 \cdot 10^{-8} \text{ F/sm}^2$$

V. Kuchsiz inversiya holati uchun.

$$Q_{sc} = Q_b = \sqrt{2 \xi_S \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D \left(-\varphi_S - \frac{kT}{q} \right)} =$$

$$= \sqrt{2 \cdot 10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{16} \cdot 0,78} = 4,9 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2}$$

$$C_{sc} = C_b = \sqrt{\frac{\xi_{Si} \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D}{2 \left(-\varphi_S - \frac{kT}{q} \right)}} = \sqrt{\frac{10,9 \cdot 8,85 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{16}}{2 \cdot 0,78}} = 3,1 \cdot 10^{-8} \frac{\text{F}}{\text{sm}^2}$$

VI. Ostona potensialiga to'g'ri keluvchi holat uchun.

$$Q_{sc} = Q_b = \sqrt{2 \xi_S \cdot \xi_0 \cdot q \cdot N_D (-\varphi_S)} =$$

$$= \sqrt{2 \cdot 10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{16} \cdot 10^8} = 5,8 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2}$$

$$C_{sc} = C_p = \frac{\xi_{Si} \cdot \xi_0}{\sqrt{2} \cdot L_D} = \frac{10,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}}{1,4 \cdot 10^{-6}} = 1,7 \cdot 10^{-7} \frac{\text{F}}{\text{sm}^2}$$

C_p — parallel sig'im.

VII. Kuchli inversiya holati uchun.

$$Q_{SC} = Q_p = \frac{\sqrt{2} \cdot \xi_{Si} \cdot \xi_0}{L_D} \cdot \frac{kT}{q} \cdot e^{\frac{\beta(-\psi_s - 2\psi_0)}{2}} =$$

$$= \frac{1,4 \cdot 10,98,85 \cdot 10^{-14}}{4 \cdot 10^{-6}} \cdot e^{\frac{38,60,27}{2}} = 1,6 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2}$$

$$C_{SC} = \frac{\xi_{Si} \cdot \xi_0}{\sqrt{2} \cdot L_D} \cdot e^{\frac{\beta(-\psi_s - 2\psi_0)}{2}} = \frac{10,98,85 \cdot 10^{-14}}{4 \cdot 10^{-6}} \cdot e^{\frac{38,60,27}{2}} = 3,1 \cdot 10^{-5} \frac{\text{F}}{\text{sm}^2}$$

7. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

Si, Ge, GaAs, InSb.

$T_1 = 300 \text{ K}$;

$T_2 = 77 \text{ K}$

$\lambda = ?$

Yechimi. Masalaning yechilishida kerakli bo'lgan kattaliklarni topib yozamiz:

$$m_{Si}^* = 0,97 m_0, \quad m_{GaAs}^* = 0,068 m_0,$$

$$m_{Ge}^* = 1,6 m_0, \quad m_{InSb}^* = 0,013 m_0$$

Debroyl to'liqin uzunligining qiymati quyidagi formula orqali hisoblanadi:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{(2m^* \cdot kT)^{1/2}}.$$

Aniqlik uchun Debroyl to'liqin uzunligini (λ) kremniy Si va germaniy Ge, «og'ir» elektronlar uchun hisoblaymiz. Bundagi m^* – anizotropdir.

Yuqoridagi formulada Plank doimiysi h qatnashganligi uchun hamma hisoblashlar SI birliklar sistemasida olib boriladi.

Debroyl to'liqin uzunligini (λ) $T = 300 \text{ K}$ hol uchun hisoblaymiz:

$$\lambda_{Si} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{(2 \cdot 0,97 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300)^{1/2}} = 7,7 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 77 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{\text{Ge}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{(2 \cdot 1,6 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300)^{1/2}} = 6 \cdot 10^{-9} \text{ m} = 60 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{\text{GaAs}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{(2 \cdot 0,068 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300)^{1/2}} = 2,9 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 290 \text{ \AA},$$

$$\lambda_{\text{InSb}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{(2 \cdot 0,013 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300)^{1/2}} = 6,69 \cdot 10^{-8} \text{ m} \approx 670 \text{ \AA}.$$

Endi $T = 77 \text{ K}$ hol uchun Debroyl to'liqin uzunligini hisoblaymiz.

Debroyl to'liqin uzunligini $T = 300 \text{ K}$ uchun hisoblanganligi sababli quyidagini topamiz:

$$\frac{\lambda(T=77)}{\lambda(T=300)} = \sqrt{\frac{300}{77}} \approx 2.$$

Shunday qilib, $T = 77 \text{ K}$ bo'lganda Debroyl to'liqin uzunligi ikki marta oshadi. Demak,

$$\lambda_{\text{Si}} = 154 \text{ \AA}, \lambda_{\text{Ge}} = 120 \text{ \AA}, \lambda_{\text{GaAs}} = 580 \text{ \AA}, \lambda_{\text{InSb}} = 1340 \text{ \AA}.$$

Endi Debroyl to'liqin uzunligining birliklarini tekshirib ko'ramiz:

$$[\lambda] = \frac{[\hbar]}{[m]^{1/2} \cdot [kT]^{1/2}} = \frac{\text{J} \cdot \text{s}}{\text{kg}^{1/2} \cdot \text{J}^{1/2}} = \frac{\text{N} \cdot \text{m} \cdot \text{s}}{\text{kg}^{1/2} \cdot \text{N}^{1/2} \cdot \text{m}^{1/2}} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}^{1/2} \cdot \text{m}^{1/2} \cdot \text{kg}^{1/2} \cdot \text{m}^{1/2}} = \text{m}$$

8. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

p-Si ;

$$N_A = 10^{18} \text{ sm}^{-3};$$

$$T = 300 \text{ K}$$

$$N_{SS} = 2 \cdot 10^{12} \text{ sm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$$

$$\varphi_S^{(1)} = 0, \quad \varphi_S^{(2)} = \varphi_0, \quad \varphi_S^{(3)} = 2\varphi_0;$$

$$Q_{SS} = ? \quad Q_{SC} = ?$$

Yechimi. Masalani yechish uchun qo'shimcha kerakli kattaliklarni topib yozamiz: $\xi = 11,8; \quad n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}.$

Sirt holatlar zaryadining qiymati quyidagicha topiladi:

$$Q_{SS} = -q \cdot N_{SS}(\varphi_S - \varphi_0).$$

Masala shartiga ko'ra fazoviy zaryad sohasidagi to'la zaryad Q_{SC} ionlashgan akseptorlar hisobiga mavjud va quyidagiga teng:

$$Q_{SC} = \sqrt{2q\xi_S \cdot \xi_0 \cdot N_A \cdot \varphi_S}.$$

Kerakli parametrlarni hisoblab topamiz:

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} = 0,026 \cdot \ln \frac{10^{18}}{1,6 \cdot 10^{10}} = 0,46 \text{ V}.$$

$$\varphi_S^{(1)} = 0 \text{ hol uchun}$$

$$Q_{SS}^{(1)} = +qN_{SS}\varphi_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{12} \cdot 0,46 = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ Kl/sm}^2;$$

$$\varphi_S^{(2)} = \varphi_0 \text{ hol uchun } Q_{SS}^{(2)} = 0 \text{ bo'ladi.}$$

$$\varphi_S^{(3)} = 2\varphi_0 \text{ hol uchun}$$

$$Q_{SS}^{(3)} = -q N_{SS}\varphi_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{12} \cdot 0,46 = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ Kl/sm}^2.$$

Endi fazoviy zaryad sohasidagi to'la zaryadni hisoblashga o'tamiz:

$$Q_{SC}^{(1)} = 0$$

$$Q_{SC}^{(2)} = \sqrt{2q\xi_S \cdot \xi_0 \cdot N_A \cdot \varphi_0} =$$

$$= \sqrt{-2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 11,8 \cdot 10^{18} \cdot 0,46} = -3,9 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2}$$

$$Q_{SC}^{(3)} = \sqrt{2q\xi_S \cdot \xi_0 \cdot N_A \cdot 2\varphi_0} =$$

$$= \sqrt{-2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 11,8 \cdot 10^{18} \cdot 0,92} = -5,5 \cdot 10^{-7} \text{ Kl/sm}^2.$$

9. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

n-Si;

$$S_r = 10^{-10} \text{ sm}^2;$$

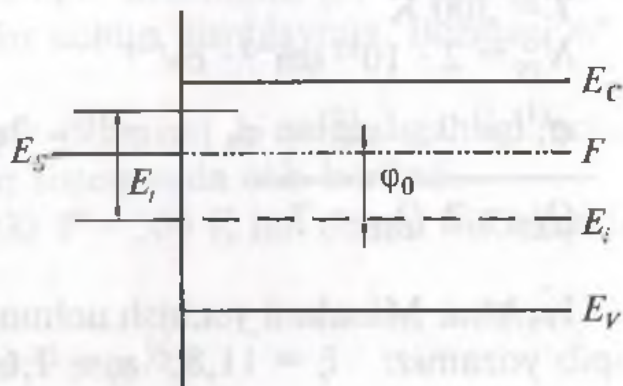
$$N_S = 8 \cdot 10^{11} \text{ sm}^2;$$

$$\rho = 7,5 \text{ Om} \cdot \text{sm};$$

$$E_i = 0,45 \text{ eV};$$

$$T = 300 \text{ K}.$$

$$C_S = ? \quad R_S = ? \quad \tau = ?$$



Yechimi. Masalani yechish uchun qo'shimcha kerakli kattaliklarni keltirib yozamiz:

$$n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3};$$

$$\mu_n = 1500 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s},$$

$$m^* = 0,97m_0$$

Masalaning mohiyatini tushunish uchun zonalar diagrammasini chizamiz.

Monoenergetik sathli sirtiy holatlar uchun ularning doimiy vaqti ekvivalent sig'ım va qarshiliklar quyidagi ifodalar orqali topiladi.

$$C_S = \frac{q^2}{kT} \cdot N_S \cdot f_0 \cdot (1 - f_0); \quad R_S = \frac{kT}{q^2} \cdot \frac{1}{N_S(1-f_0) \cdot \alpha_n \cdot n_{S0}};$$

$$\tau = R_S \cdot C_S = \frac{f_0}{\alpha_n \cdot n_{S0}}.$$

Endi kerakli parametrlarni hisoblaymiz:

$$f_0 = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_t - E_S}{kT}}} = \frac{1}{2}; \quad n_{S0} = n_0 \cdot e^{\beta \varphi_s}; \quad \varphi_s = \frac{E_t}{q} - \varphi_0; \quad \varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i};$$

$$N_D = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot \rho_n}; \quad \alpha_n = S_t \cdot v_T; \quad v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m^*}}.$$

Kerakli kattaliklarni o'rniga qo'yib hisoblaymiz:

$$N_D = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 7,5} = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ sm}^{-3};$$

$$\varphi_0 = 0,026 \cdot \ln \frac{5,5 \cdot 10^{14}}{1,6 \cdot 10^{10}} = 0,27 \text{ V};$$

$$\varphi_s = 0,45 - 0,27 = 0,18 \text{ V};$$

$$n_{S0} = 5,5 \cdot 10^{14} \exp \frac{0,18}{0,026} = 5,7 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3};$$

$$v_T = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{0,97 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}} = 1 \cdot 10^5 \text{ m/s} = 1 \cdot 10^7 \text{ sm/s};$$

$$\alpha_n = 1 \cdot 10^7 \cdot 10^{-16} = 1 \cdot 10^{-9} \text{ sm}^3/\text{s}.$$

Olingan natijalarni C_s , R_s va τ larning ifodalariga qo'yamiz. Natijada quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$C_s = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8 \cdot 10^{11} \cdot 0,5 \cdot 0,5}{0,026} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ F/sm}^2;$$

$$R_s = \frac{0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8 \cdot 10^{11} \cdot 0,5 \cdot 10^{-9} \cdot 5,7 \cdot 10^{17}} = 7,1 \cdot 10^{-4} \text{ Om} \cdot \text{sm}^2;$$

$$\tau = \frac{0,5}{10^{-9} \cdot 5,7 \cdot 10^{17}} = 8,8 \cdot 10^{-10} \text{ s}.$$

10. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

$$\rho = 10 \text{ Om} \cdot \text{sm};$$

$$\phi_s = -0,2 \text{ V};$$

$$N_{ss} = 5 \cdot 10^{11} \text{ sm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1};$$

$$f_1 = 10^2 \text{ Hz};$$

$$f_2 = 10^4 \text{ Hz};$$

$$f_3 = 10^6 \text{ Hz};$$

$$S_r = 10^{15} \text{ sm}^2.$$

$$C_p = ? \quad G_p = ?$$

Yechimi. Hisoblash uchun qo'shimcha kerakli parametrlarni yozamiz:

$$\mu_p = 600 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s},$$

$$n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}.$$

Uzluksiz sirt holatlari uchun C_p va G_p lar quyidagicha ifodalanadi:

$$C_p = \frac{qN_{ss}}{\omega\tau_m} \arctg \omega\tau_m,$$

$$G_p = \frac{qN_{ss}}{\omega\tau_m} \ln(1 + \omega^2\tau_m^2)$$

Endi $\phi_s = -0,2 \text{ V}$ uchun fazoviy zaryad sohasini aniqlaymiz. Demak,

$$\phi_s = -0,2 \text{ V}; \quad \phi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}; \quad N_A = \frac{1}{q \cdot \mu_p \cdot \rho_p}$$

Kattaliklarni o'rniga qo'yib hisoblaymiz:

$$N_A = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{19} \cdot 600 \cdot 10} = 1 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3},$$

$$\varphi_0 = 0,026 \cdot \ln \frac{1 \cdot 10^{15}}{1,6 \cdot 10^{10}} = 0,29 \text{ V}.$$

Zonalar egriligi siyraklashtiruvchi, ya'ni $\varphi_s < 0$, lekin $|\varphi_s| < \varphi_0$, shuning uchun fazoviy zaryad sohasi siyraklashgan bo'ladi.

Sirt holatlar qayta zaryadlanishida qatnashuvchi asosiy tok tashuvchilar kovaklar hisoblanadi.

Endi kerakli parametrlarni hisoblaymiz:

$$\tau_m = \frac{1}{\alpha_n \cdot n_{SO}}; \alpha_n = v_i \cdot S_i; P_{SO} = p_0 e^{\beta \varphi}.$$

$$P_{SO} = 1 \cdot 10^{15} \exp \frac{-0,2}{0,026} = 4,4 \cdot 10^{11} \text{ sm}^{-3}$$

$$v_i = 10^7 \text{ m/s.}$$

$$\alpha_n = 10^7 \cdot 10^{-15} = 10^{-8} \text{ sm}^3/\text{s}$$

$$\tau_m = \frac{1}{10^{-8} \cdot 4,4 \cdot 10^{11}} = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ s.}$$

Olingan natijalarni C_p va G_p larning ifodalariga qo'yamiz.

$$C_p^{(1)} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{11}}{6,28 \cdot 10^2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}} \cdot \arctg 6,28 \cdot 10^2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ F} \cdot \text{sm}^{-2}$$

$$G_p^{(1)} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{11}}{2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}} \cdot \ln(1 + 6,28 \cdot 10^2 \cdot 2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}) = 5,3 \cdot 10^{-5} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-2}$$

$$C_p^{(2)} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{11}}{6,28 \cdot 10^4 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}} \cdot \arctg 6,28 \cdot 10^4 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ F} \cdot \text{sm}^{-2}$$

$$G_p^{(2)} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{11}}{2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}} \cdot \ln(1 + 6,28 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}) = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-2}$$

$$C_p^{(3)} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{11}}{6,28 \cdot 10^6 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}} \cdot \arctg 6,28 \cdot 10^6 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ F} \cdot \text{sm}^{-2}$$

$$G_p^{(3)} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^{11}}{2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}} \cdot \ln(1 + 6,28 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 2,3 \cdot 10^{-4}) = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-2}$$

C_p va G_p larning birliklarini aniqlaymiz:

$$[C_p] = \frac{\text{Kl} \cdot \text{sm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1}}{\text{s}^{-1} \cdot \text{s}} = \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2 \cdot \text{V}} = \frac{\text{F}}{\text{sm}^2},$$

$$[G_p] = \frac{\text{Kl} \cdot \text{sm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1}}{\text{s}} = \frac{\text{Kl}}{\text{sm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}} = \frac{\text{A}}{\text{sm}^2 \cdot \text{V}} = \frac{1}{\text{Om} \cdot \text{sm}^2}.$$

11. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

$n\text{-Ge}$;

$\rho = 1,5 \text{ Om} \cdot \text{sm}$

$\varphi_{S1} = +0,2 \text{ V}$; $\varphi_{S2} = 0$;

$\varphi_{S3} = -\frac{3}{2} \varphi_0$; $S_i = 10^{-16} \text{ sm}^2$;

$N_C = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$; $\mu_n = 3900 \text{ sm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$

$\tau = ?$

Yechimi. Doimiy vaqt τ ning ifodasi quyidagicha yoziladi:

$$\tau = \frac{1}{\alpha_n \cdot n_{SO}}.$$

Endi kerakli parametrlarni hisoblaymiz:

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i},$$

$$N_D = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot \rho_n} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3900 \cdot 1,5} = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}.$$

O'rniga qo'ysak,

$$\varphi_0 = 0,026 \cdot \ln \frac{1,1 \cdot 10^{15}}{2,5 \cdot 10^{13}} = 0,1 \text{ V},$$

$$\alpha_n = S_i \nu_T = 10^{-16} \cdot 10^7 = 10^{-9} \text{ sm}^3/\text{s}.$$

Sirt holatlarning qayta zaryadlanishida qatnashadigan zaryad tashuvchilarning tipini va sirt holatlarni aniqlaymiz.

Agar $\varphi_{S1} = +0,2 \text{ V}$ bo'lsa, u holda $n\text{-Ge}$ uchun bu to'yingan holatdir. Qayta zaryadlanishda erkin elektronlar qatnashadi:

$$\eta_{SO}^{(1)} = \eta_0 \cdot e^{\beta\psi_s} = 1,1 \cdot 10^{15} \cdot \exp \frac{0,2}{0,026} = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}.$$

Agar $\varphi_{s2} = 0$ bo'lsa, bu holat yassi zonalar holatiga to'g'ri keladi. Elektronli germaniy uchun sirt holatlarning qayta zaryadlanishida

$\eta_{SO}^{(2)} = \eta_0 = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ konsentratsiyali elektronlar ishtirok etadi.

Agar $\varphi_{s3} = -\frac{3}{2}\varphi_0$ bo'lsa, n-Ge uchun bu kuchsiz inversiya holatiga to'g'ri keladi. Sirt holatlarning qayta zaryadlanishida

$$\begin{aligned} p_{SO} &= n_0 \cdot e^{\beta(-\psi_s - 2\varphi_0)} = \\ &= n_0 \cdot e^{\frac{-\beta\psi_s}{2}} = 1,1 \cdot 10^{15} \cdot \exp \frac{0,1}{2 \cdot 0,026} = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ sm}^{-3} \end{aligned}$$

konsentratsiyali kovaklar ishtirok etadi.

Topilgan α_n va n_{SO} ning qiymatlarini o'rniga qo'yib, τ ning qiymatini topamiz:

$$\tau_1 = \frac{1}{10^{-9} \cdot 2,5 \cdot 10^{18}} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ s};$$

$$\tau_2 = \frac{1}{10^{-9} \cdot 1,1 \cdot 10^{15}} = 0,9 \cdot 10^{-6} \text{ s};$$

$$\tau_3 = \frac{1}{10^{-9} \cdot 1,6 \cdot 10^{14}} = 6,3 \cdot 10^{-6} \text{ s}.$$

12. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

$$\frac{G_P}{\omega} /_{\max} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ F/sm}^2$$

$$\omega = 2 \cdot 10^5 \text{ Hz}$$

$$n_{SO} = 10^{12} \text{ sm}^{-3}$$

$$N_{SS} = ? \quad \tau = ?$$

Yechimi. $\frac{G_P}{\omega} = f(\omega)$ bog'lanishning maksimal qiymati uchun quyidagilarni bilamiz.

$$\frac{G_P}{\omega} / \frac{G_P}{\omega_{\max}} = 0,27; \omega_{\max} \cdot \tau = 1,98.$$

Shunday qilib,

$$\tilde{N}_{ss} = \frac{\frac{G_P}{\omega} / \max}{0,27q} = \frac{2 \cdot 10^{-9}}{0,27 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 4,6 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-2} \cdot V^{-1}$$

$$\tau = \frac{1,98}{\omega_{\max}} = \frac{1,98}{2 \cdot 10^5} = 10^{-5} \text{ s}.$$

Endi sirt holatlarni baholash uchun τ ning kattaligidan sirt holatlarning tutib qolish ko'ndalang kesim yuzasini hisoblaymiz:

$$\tau = \frac{1}{\alpha_n \cdot n_{SO}} = \frac{1}{v_\tau \cdot S_i \cdot \eta_{SO}};$$

$$S_i = \frac{1}{v_\tau \cdot \tau \cdot \eta_{SO}} = \frac{1}{10^{-5} \cdot 10^7 \cdot 10^{12}} = 10^{-14} \text{ sm}^2 = 100 \text{ \AA}^2 = (10 \text{ \AA})^2$$

Elektronlar uchun tutib qolish ko'ndalang kesim yuzasi Kulon markaziga mos kelgani uchun sirt holatlar donor xossali sirtiy holatlarga to'g'ri keladi.

13. Masalaning yechilishi.

Berilgan:

$n\text{-Ge-SiO}_2\text{-Al}$;

$\rho_{\text{Ge}} = 1 \text{ Om} \cdot \text{sm}$;

$S = 5 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^2$; $d_{ok}^{(1)} = 1000 \text{ \AA}$

$\varphi_S = 0$; $d_{ok}^{(2)} = 1 \text{ mmk}$; $T = 300 \text{ K}$

$C_{FB} = ?$

Hisoblash uchun qo'shimcha kerakli parametrlarni topamiz va yozamiz:

$\mu_n = 3900 \text{ sm}^2/V \cdot \text{s}$; $\epsilon_{\text{Ge}} = 16$; $\epsilon_{\text{ox}} = 3,82$

MDY strukturaning sig'imi C quyidagicha aniqlanadi.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{S \cdot C_{ox}} + \frac{1}{S \cdot C_{SC}}.$$

Bu yerda:

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} \cdot \epsilon_0}{d_{ox}}; \quad C_{SC} = \frac{\epsilon_{ox} \cdot \epsilon_0}{L_D} \quad \text{va} \quad L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0}{q \cdot N_D} \cdot \frac{kT}{q}}$$

ifodalar bilan topiladi.

$$N_D = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot \rho_n} \quad \text{orqali ifodalanadi.}$$

Endi kerakli parametrlarni hisoblashga o'tamiz.

$$N_D = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3900 \cdot 1} = 1,6 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3};$$

$$L_D = \sqrt{\frac{16,8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 0,026}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,6 \cdot 10^{15}}} = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ sm};$$

$$C_{ox}^{(1)} = \frac{3,82 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}}{1 \cdot 10^{-5}} = 3,4 \cdot 10^{-8} \text{ F/sm}^2;$$

$$C_{SC}^{(FB)} = \frac{16,8,85 \cdot 10^{-14}}{1,2 \cdot 10^{-5}} = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ F/sm}^2;$$

$$C_{FB}^{(1)} = \left(\frac{1}{5 \cdot 10^{-3} \cdot 3,4 \cdot 10^{-8}} + \frac{1}{5 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2 \cdot 10^{-7}} \right)^{-1} = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ F} = 130 \text{ pF};$$

$$C_{ox}^{(2)} = \frac{3,82 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}}{10^{-4}} = 3,4 \cdot 10^{-9} \text{ F/sm}^2;$$

$$C_{FB}^{(2)} = \left(\frac{1}{5 \cdot 10^{-3} \cdot 3,4 \cdot 10^{-9}} + \frac{1}{5 \cdot 10^{-3} \cdot 1,2 \cdot 10^{-7}} \right)^{-1} = 1,65 \cdot 10^{-11} \text{ F} = 16,5 \text{ pF};$$

$$\frac{C_{FB}^{(1)}}{SC_{ox}^{(1)}} = \frac{130 \cdot 10^{-12}}{5 \cdot 10^{-3} \cdot 3,4 \cdot 10^{-8}} = 0,76;$$

$$\frac{C_{FB}^{(2)}}{SC_{ox}^{(2)}} = \frac{16,5 \cdot 10^{-12}}{5 \cdot 10^{-3} \cdot 3,4 \cdot 10^{-9}} = 0,97.$$

ADABIYOTLAR

1. *Г.П.Пека.* Физика поверхности полупроводников. Киев, из-во Киевского университета, 1967.
2. *А.Боонстра.* Поверхностные свойства германия и кремния. М., «Мир», 1970
3. *А.В.Ржанов.* Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., «Наука», 1971.
4. *Ф.Ф.Волькенштейн.* Физико-химия поверхности полупроводников. М., «Наука», 1973.
5. *В.Н.Овсюк.* Поверхностные состояние в полупроводников. Новосибирск, из-во Новосибирского ГУ, 1980.
6. *Ф.Ф. Волькенштейн.* Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции. И., «Наука», 1987.
7. *Х.Дункен, В.Лыгин.* Квантовая химия адсорбции на поверхности твердых тел. И., «Мир», 1980.
8. *Б.И.Болтакс.* Диффузия в полупроводниках. М., из-во «Физматгиз», 1961.
9. *A.Teshaboyev, S.Zaynobiddinov, E.A.Musayev.* Yarimo'tkazgichli asboblar texnologiyasi. T., «Talqin», 2006.

MUNDARIJA

So'zboshi	3
I bob. Yarimo'tkazgichlar sirtida elektronlar holatlari	
Kirish	5
1.1. Tammning sirt holatlari nazariyasi	6
1.2. Shokli turidagi sirt sathlari	7
1.3. Boshqa turdagi sirt sathlari	9
II bob. Yarimo'tkazgichlar sirtida fazoviy zaryad sohasi	
2.1. Yarimo'tkazgichlar sirtidagi fazoviy zaryad qatlami	10
2.2. Fazoviy zaryad sohasining ko'rinishi	13
2.3. Sirtidagi elektr o'tkazuvchanlik	14
2.4. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilar harakatchanligi	16
2.4.1. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilarning omik harakatchanligi	16
2.4.2. Fazoviy zaryad sohasida Xoll harakatchanligi	19
2.4.3. Sirtidagi sohada zaryad tashuvchilar harakatchanligini tajribada o'rganish	21
III bob. Yarimo'tkazgich sirtida adsorblash hodisasi	
3.1. Adsorblash va uning asosiy qonuniyatlari	25
3.2. Adsorblash kinetikasi	26
3.3. Adsorbsion muvozanat	27
3.4. Fizik va kimyoviy adsorblash	28
3.5. Yarimo'tkazgichlarda anion va kationni adsorblash	30
3.6. Xemosorblashning zamonaviy nazariyasi	32
3.7. Adsorblashning chiqish ishiga va o'tkazuvchanlikka ta'sirini aniqlash	33
IV bob. Yarimo'tkazgichlarda maydon effekti	
4.1. Maydon effekti usulida yarimo'tkazgichlar sirtining energetik tuzilishini o'rganish	36
4.2. Maydon effekti o'lchashlari asosida sirtidagi sathlar parametrlarini aniqlash	38
4.3. Maydon effekti kinetikasi	40
4.4. Maydon effektini tekshirishning tajribaviy uslubi ..	42
4.5. Maydon effektining chastotaviy bog'lanishi	45
V bob. Yarimo'tkazgichlarda sirtidagi rekombinatsiya	
5.1. Sirt rekombinatsiya tezligi	47
5.2. Sirt rekombinatsiyani o'rganish	50
5.3. Sirt rekombinatsiyasi tezligi s ni o'lchashning tajribaviy usullari	52
5.3.1. s ni impulsli usullar yordamida effektiv yashash vaqtini aniqlash	52
5.3.2. s ni magnit konsentratsiya effektini o'lchash yordamida aniqlash	55

5.3.3. Fotoo'tkazuvchanlikning spektral bog'lanishini o'lchash orqali s ni aniqlash	56
5.3.4. Sirt rekombinatsiyasi tezligi s ni fotomagnit effekt (Kikoin-Noskov effekti) asosida aniqlash	58
5.3.5. Sirt rekombinatsiyasi tezligini statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchashdan aniqlash	60
VI bob. Yarimo'tkazgichlar sirtidagi «tez» sathlar	
6.1. «Tez» sathlarning energetik spektri	62
6.2. Sirtida muvozanatsiz zaryad tashuvchilarning rekombinatsiyasi, ushlanishi va yopishishi.....	65
6.3. Sirtidagi yopishish sathlari.....	67
6.4. «Tez» sirtidagi sathlarning tabiati	69
VII bob. «Sekin» sirtidagi sathlar	
7.1. «Sekin» sirti sathlarning energetik spektri	71
7.2. Sirtida yuz beradigan sekin relaksatsion hodisalarni tajribada o'rganish	71
7.3. Geterogen sirt modeli.....	75
7.4. Elektronlar o'tishlari modeli	76
7.5. «Sekin» sirtidagi sathlar tabiati	77
VIII bob. Yarimo'tkazgichlarning atomar toza sirtini o'rganish	
8.1. Yarimo'tkazgichlarning haqiqiy va atomar toza sirti.....	79
8.2. Yarimo'tkazgichlar atomar toza sirtini hosil qilish usullari.....	79
8.3. «Sekin» elektronlar difraksiyasi usulida sirtning tozaligini tekshirish...	82
8.4. Yarimo'tkazgichlar atomar toza sirtining fizik xossalari	83
8.4.1. Sirt o'tkazuvchanligi	83
8.4.2. Atomar toza sirtidan chiqish ishini o'lchashlar	84
8.4.3. Atomar toza sirtida harakatchanlik va rekombinatsiya tezligi	85
IX bob. Yarimo'tkazgichlar sirti energetik tuzilishini tekshirish usullari	
9.1. Kanal-effekt	86
9.2. Sohalar egilishi Y_s ni aniqlash usullari	88
9.2.1. Y_s ni maydon effekti va kontakt potensialini bir vaqtda o'lchashdan aniqlash	88
9.2.2. Y_s ni ikki kristall kontakt potentsiallarini taqqoslashdan aniqlash ...	89
9.2.3. Y_s ning chiqish ishi va tashqi fotoeffekt chegarasini bir vaqtda o'lchashdan aniqlash.....	90
9.2.4. Y_s ni erkin zaryad tashuvchilarning yorug'lik yutishi bo'yicha aniqlash.....	90
9.3. Sirtidagi foto-EYK ni o'rganish	91
9.4. Maydon effektining luminescent usuli	91
9.5. Sig'im maydon effekti usuli	92
X bob. Yarimo'tkazgichli asboblarning ishlashiga sirtning ta'siri	
10.1. Sirt holatiga bog'liq bo'lgan yarimo'tkazgichli asboblarning parametrlari	95

10.2. Sirtidagi kanallar va sirt teshilishi	96
10.3. Tokni uzatish koeffitsiyentiga sirtidagi holatlar ta'siri	98
10.4. I/f shovqinlar	99
10.5. Yarimo'tkazgich asboblari sirtini barqarorlash	100
10.5.1. Kremniyni termik oksidlash	100
10.5.2. Suv bug'ida kremniyni termik oksidlash	100
10.5.3. Quruq kislorod muhitida kremniyni termik oksidlash	101
10.5.4. Kremniy oksid pardalarini pirolitik o'tkazish usuli	102
10.5.5. Kremniyning anodli oksidlash usuli	103
10.5.6. Past temperaturali ion-plazma yordamida oksidlash	103
10.5.7. Kremniy nitrid qoplamalarini hosil qilish. Aralash qoplamalar ...	104
10.5.8. Himoyaviy dielektrik pardalarning sifatini nazorat qilish	104
10.5.9. <i>p-n</i> - o'tishlarni himoyalash usullari	106

XI bob. Yarimo'tkazgich sirti bilan hajmining o'zaro ta'siri

11.1. Yarimo'tkazgichning sirti va hajmidagi xossalari orasidagi bog'lanish ...	108
11.2. Sirtning zaryadlanishiga bog'liq effektlar	110
11.3. Zaryadlangan yarimo'tkazgichning adsorbsion xossalari	114
11.4. Sirtning yarimo'tkazgich ichida kirishmaning taqsimlanishiga ta'siri ...	117
11.5. Metall ustidagi yarimo'tkazgich pardasi	119

XII bob. Yarimo'tkazgichning katalitik ta'siri

12.1. Katalizning asosiy tushunchalari	120
12.2. Katalizda Fermi sathi	122
12.3. Katalitik reaksiyalarning elektron mexanizmlari	124
12.4. Chiqish ishi, elektr o'tkazuvchanlik va katalitik faollik orasidagi bog'lanish	125
12.5. Turli omillarning katalitik faollikka ta'siri	126
12.5.1 Tashqi elektrik maydon ta'siri	126
12.5.2. Metall sirtida hosil qilingan yarimo'tkazgich pardasining katalitik xossalari	127
12.5.3. Kirishmalar ta'siri	128
12.5.4. Kompensatsion effekt	129

XIII bob. Yarimo'tkazgichlarning haqiqiy sirtidagi jarayonlar

13.1. Sirt tuzilishi nuqsonlarining adsorblashdagi o'rni	130
13.2. Fotoadsorbsion effekt	132

XIV bob. Yarimo'tkazgich — dielektrik chegarasidagi sirtiy holatlar tabiati to'g'risida

137

Universal fizik kattaliklar. Foydali munosabatlar. Dielektriklarning fizik parametrlari. Metallarning termodinamik chiqish ishi	142
---	-----

XV bob. Namunaviy masala va misollar	143
--	-----

XVI bob. Berilgan masala va misollarning yechimlari	146
---	-----

Adabiyotlar	164
-------------------	-----

22.379

Ya73

Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasi: oliy o'quv yurtlari talabalari uchun o'quv qo'llanma / A. Teshaboyev va boshq.; mas'ul muharrir M.K. Bahodirxonov; O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi. — T.: «ILM ZIYO», 2010. — 168 b.

I. Teshaboyev A. va boshq.

BBK22.379ya73

Alisher TESHABOYEV, Sirojiddin ZAYNOBIDINOV,
Sergey Igorevich VLASOV, Ibrohim Nabiyeovich KARIMOV,
Valixon Adhamovich ABDUAZIMOV

YARIMO'TKAZGICHLAR SIRTI FIZIKASI

*O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi
oliy o'quv yurtlari talabalari uchun o'quv qo'llanma sifatida
tavsiya etgan*

Toshkent — «ILM ZIYO» — 2010

Muharrir *B. Akbarov*

Rassom *Sh. Odilov*

Tex. muharrir *T. Greshnikova*

Musahhah *M. Ibrohimova*

2010-yil 2-avgustda chop etishga ruxsat berildi. Bichimi 60×84 $\frac{1}{16}$.
«Tayms» harfida terilib, ofset usulida chop etildi. Bosma tabog'i 10,5.
Nashr tabog'i 9,5. 500 nusxa. Buyurtma № 9–10.

«ILM ZIYO» nashriyot uyi, 100129, Toshkent,
Navoiy ko'chasi, 30-uy. Shartnoma № 11–10.

«PAPER MAX» bosmaxonasida chop etildi.
Toshkent, Chilonzor tum., Oltinko'l 1-tor ko'chasi, 2.