

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

ABU RAYHON BERUNIY nomidagi TOSHKENT DAVLAT TEXNIKA
UNIVERSITETI

*Toshkent davlat texnika universitetining
75 yilligiga bag'ishlanadi*

QATTIQ JISM YUZALARINI O'RGANISH USULLARI

o'quv qo'llanma

Toshkent 2005

UDK 537.533; 537.534

Tuzuvchilar: Umirzakov B.E., Tashmuhamedova D.A.

«Qattiq jism yuzalarini oʻrganish usullari» fanidan talabalar uchun oʻquv qoʻllanma. /Toshkent davlat texnika universiteti. Tuzuvchilar: Umirzakov B.E., Tashmuhamedova D.A. Toshkent. 2005. 63 b./

Oʻquv qoʻllanmaga «Qattiq jism yuzalarini oʻrganish usullari» fanining asosiy boʻlimlari kiritilgan.

Unda qattiq jism yuzalari toʻgʻrisida umumiy maʼlumotlar, yuzalarga elektronlar oqimini yoʻnaltirishga asoslangan usullar, fotoelektronlar spektroskopiyasi usullari, yuzalarni tekshirishda ionlardan foydalanish usullari, nanokristallarni oʻrganishning zamonaviy usullari haqida maʼlumotlar keltirilgan.

Oʻquv qoʻllanma texnika oila oʻquv yurtlarining “Elektronika va mikroelektronika”, “Radiotexnika” yoʻnalishlari talabalari uchun moʻljallangan. Bundan tashqari materiallar texnologiyasi, sirt fizikasi, fizikaviy elektronika sohasi magistrarlari, muhandislari va aspirantlari uchun ham foydalidir.

«Elektron texnika materiallari fizikasi va texnologiyasi» kafedrasi.

Abu Rayhon Beruniy nomli Toshkent davlat texnika universiteti ilmiy - uslubiy kengashi qaroriga asosan bosildi.

Taqrizchilar: Oʻzbekiston milliy universiteti, «Fizikaviy elektronika» kafedrasi professori Boʻriboev I.

Toshkent davlat texnika universiteti, «Umumiy va eksperimental fizika» kafedrasi mudiri, professor Zikrillayev N.

Mundarija

Soʻz boshi	4
I boʻlim. Umumiy maʼlumotlar	5
1.1 Birliklar sistemasi	5
1.2 Qattiq jismning elektron tuzilishi. Elektron sathlarining belgilanishi	8
II boʻlim. Yuzalarga elektronlar oqimini yoʻnaltirishga asoslangan usullar	11
2.1 Ikkilamchi elektronlar emissiyasiga asoslangan usullar	12
2.2 Birlamchi elektronlar taʼsiriga asoslangan boshqa usullar	15
2.3 Oje-elektronlar spektroskopiyasi	16
2.3.1 Oje - jarayon	16
2.3.2 Oje - elektronlar spektrometri	18
2.3.3 Sifat tahlili. Kimyoviy siljishlar	23
2.3.4 Miqdoriy tahlil	24
2.4 Xarakterli energiyasini yoʻqotgan elektronlar spektroskopiyasi	26
2.5 Kichik energiyali elastik qaytgan elektronlar (toʻla toklar) spektroskopiyasi	29
2.6 Katta energiyali elektronlarning difraksiyasi (KEED) usuli	34
2.7 Sekinlashtirilgan elektronlar difraksiyasi (SED) usuli	37
III boʻlim. Fotoelektronlar spektroskopiyasi	40
3.1 Yuzalarni tekshirishda fotonlar oqimidan foydalanish	40
3.2 Tashqi fotoeffekt qonunlari	42
3.3 Ultrabinafsha nurlarning fotoelektron spektroskopiyasi	44
3.4 Fotoelektron spektroskopiya yordamida metallar va yarimoʻtkazgichlar zonalarining parametrlarini aniqlash	46
3.4.1 Metall sirti zonalarining parametrlarini aniqlash	47
3.4.2 Aralashmasi yoʻq ideal yarimoʻtkazgich zonalarining parametrlarini aniqlash	48
3.4.3 Aralashmali oʻtkazuvchanlikka ega boʻlgan yarimoʻtkazgich zonalarining parametrlarini aniqlash	50
IV boʻlim. Yuzalarni tekshirishda ionlardan foydalanish	52
4.1 Ikkilamchi ionlarning mass-spektroskopiyasi	53
4.2 Ion-neytral zarralarning mass-spektroskopiyasi	57
V boʻlim. Nanokristallarni oʻrganishning zamonaviy usullari	59
5.1. Skanlovchi -- tunnel mikroskop (STM)	59
5.2. Atom kuchlanishli mikroskop (AKM)	61
Adabiyotlar	62

Soʻz boshi

Keyingi 20-25 yil ichida yuzalarning tarkibini, tuzilishini va xususiyatlarini oʻrganishga juda katta eʼtibor qaratilmoqda. Bu esa oʻz navbatida yuzalarni tekshirish usullarining kengayishiga va rivojlanishiga olib kelmoqda. Bunga asosiy sabab jismlarning qator (emissiya, optik, emirilishga chidamlilik, ayrim mexanik, fizik va ximiyaviy) xususiyatlarining koʻp jihatdan uning ichki qatlamlariga emas, balki yuza qatlamlariga bogʻliq ekanligidir. Jumladan, hozirgi zamon texnologiyasida, xususan, mikro- va optoelektronikada, qattiq jismning yuza va yuza osti qismi asosiy oʻrinni egallaydi. Bu qatlamlarning tarkibini va tuzilishini oʻzgartirish uchun juda koʻp usullar qoʻllaniladi: ionlarni implantatsiya qilish, diffuziya, impulsli elektron dastalari va lazer nurlari bilan ishlov berish, yuqori haroratda qizdirish. Undan tashqari qattiq jism yuzasida molukulyar oqimlardan foydalanib kerakli kristallarning yupqa epitaksial qatlamlarini hosil qilish ham juda ahamiyatlidir.

Zamonaviy tekshirish usullari jism yuzasiga zarralar (elektron, ion, neytral atom yoki molekula, foton (toʻlqin tabiatini tekshirmaganimiz uchun fotonlarni zarra deb ataymiz)), keskin qizdirish yoki kuchli elektr maydon bilan taʼsir qilib, undan uchib chiqayotgan zarralarni har tomonlama analiz qilishga asoslangan. Amalda ionlar, elektronlar, va fotonlar taʼsiriga hamda analiziga asoslangan usullar koʻp qoʻllaniladi. Biz ushbu kursimizda mana shu usullarning eng asoslari bilan tanishib oʻtamiz. Bu usullar uchib chiqayotgan zarralarning energiya, massa va fazoviy chiqish burchaklari boʻyicha taqsimotini (spektrini) oʻrganishga asoslangandir. Bunda biz yuza (yuza osti) qatlamlari deganda jism sirtining 5-10 monoqatlamlarini ($\approx 25\text{-}30 \text{ \AA}$) tushunamiz.

Zamonaviy analizning vazifasi qattiq jism yuza qatlamlarining elementar va ximiyaviy tarkibini, atomlarning miqdorini (konsentratsiyalarini) va ularning qatlamlar boʻyicha taqsimlanishini, elektron va kristallik tuzilishini aniqlashdan iboratdir. Yuza haqida har tomonlama maʼlumot (informatsiya) olish uchun bir vaqtning oʻzida bir-necha usullarni ketma-ket qoʻllashga toʻgʻri keladi. Koʻp hollarda yuzadagi elementlarning tarkibini aniqlash kifoya qiladi. Bu holda, elementlarning tarkibi chiqayotgan zarralar (nurlanishlar)ning energiyasi orqali, atomlarning miqdori esa ularning intensivligi orqali ifodalanadi.

I bo'lim. Umumiy ma'lumotlar

Elektronlar, ionlar yoki fotonlarning jism yuzasi bilan to'qnashishi har xil jarayonlarni vujudga keltiradi: yuzadan har xil zarralar uchib chiqishi, yuzadagi atomlarning ko'chishi (diffuziya, migratsiya), yangi birikmalar hosil bo'lishi, kristall tuzilishning o'zgarishi va boshqalar ro'y berishi mumkin. Bularning hammasi material sirtining elektron tuzilishini, jumladan, energetik zonalarning parametrlarini keskin o'zgartirishi mumkin. Massasi katta bo'lganligi uchun eng sezilarli o'zgarishlar ionlar bilan ta'sirlashuvda ro'y beradi. Bunday jarayonda ionlarning o'zi ham materialning yuza qatlamlarida o'nashib qolishi mumkin. Bu hodisa ionli legirlash yoki ionlar implantatsiyasi deb ataladi. Ammo zarralar bilan to'qnashish jarayonida yuzalarda ro'y beradigan o'zgarishlarni o'rganish bu kursning dasturiga kirmaydi.

Material sirtiga (yuzasiga) tushayotgan zarralarning turidan qat'iy nazar undan **to'rt xil zarralar** uchib chiqishi mumkin: **elektronlar, fotonlar, ionlar, neytral atomlar yoki molekulalar**. Bunda uchib chiqayotgan zarralarning energiyasi, zaryadi, nisbiy miqdorlari jismga tushayotgan zarraning turiga juda ham bog'liq bo'ladi.

Jism yuzasiga **tushayotgan zarralarni birlamchi**, undan **chiqayotganlarni esa ikkilamchi** deb belgilaymiz. Emissiya turlarini ham shunga mos ravishda atash mumkin. Masalan, ionlar ta'sirida jismdan elektronlar urib chiqarilsa **ion-elektron emissiya**, fotonlar yordamida chiqarilsa **foto-elektron emissiya**, elektronlar ta'sirida urib chiqarilsa elektron-elektron (yoki ikkilamchi elektron emissiya) deb ataladi.

Emissiya turlari va ularga asoslangan yuzalarni tekshirish usullari juda ko'p va xilma-xildir. Biz shu usullarining umumiy prinsiplari bilan qisqacha tanishib o'tamiz.

1.1. Birliklar sistemasi

Dunyo miqyosida fizik kattaliklarni o'lchash uchun **xalqaro birliklar sistemasi** kiritilgan. Bu sistema **System International** deb ataladi va **SI** simvol bilan belgilanadi. Birliklar sistemasida asosiy kattaliklar **uzunlik - L, massa - M, vaqt - T, tok kuchi - I, temperatura - θ , yorug'lik kuchi - J, issiqlik miqdori - Q** va qo'shimcha kattaliklar **tekis va fazoviy burchaklar** asos qilib olingan. Boshqa birliklar asosiy va qo'shimcha birliklar orqali ifodalanib, ular hosilaviy birliklar deb ataladi.

Xalqaro birliklar sistemasi

Fizik kattalikning nomi		Birlikning	
Asosiy		O'lchovi	Belgilanishi
Uzunlik	L	Metr	m
Massa	M	Kilogramm	kg
Vaqt	T	Sekund	s
Elektr toki kuchi	I	Amper	A
Temperatura	θ	kelvin	K
Yorug'lik kuchi	J	Kandela	cd
Issiqlik miqdori	Q	Mol	mol
Qo'shimcha			
Tekis burchak		radian	rad
Fazoviy burchak		steradian	sr

Hosilaviy birliklarga misollar keltiramiz.

1) Kuch F birligi Nyuton:

$$F = ma; \quad 1 \text{ N} = 1 \text{ kg} \cdot 1 \text{ m/s}^2; \quad \text{LMT}^{-2}$$

2) Bajargan ish A birligi Joule

$$A = F \cdot l; \quad 1 \text{ J} = 1 \text{ N} \cdot 1 \text{ m} = 1 \text{ kg} \cdot 1 \text{ m}^2/\text{s}^2 \quad \text{L}^2 \text{MT}^{-2}$$

3) Potensiallar farqi (kuchlanish) U , birligi V

$$\Delta U = \frac{A}{q}; \quad V = \frac{1 \text{ J}}{1 \text{ Kl}} = \frac{1 \text{ kg} \cdot 1 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}}{1 \text{ A} \cdot \text{s}} = \frac{1 \text{ kg} \cdot 1 \text{ m}^2}{1 \text{ A} \cdot \text{s}^3}; \quad \text{L}^2 \text{MT}^{-3} \text{I}^{-1};$$

Ko'p hollarda SI birliklar sistemasini qo'llashda undagi kattaliklarga karrali yoki ulushli bo'lgan birliklarga qo'llash qulay bo'ladi. Buning uchun birliklarga old qo'shimcha (pristavka)lar quyiladi. Masalan 1 kilometr (km) = 10^3 m , 1 millimetr (mm) = 10^{-3} m .

Standart (namunaviy) birliklar sistemasida SI dan tashqari **SGS birliklar sistemasi** ham qo'llaniladi. Bu sistema ayniqsa elektr zaryadlari va unga tegishli kattaliklarni o'lchashda qulaydir. CGSning asosiy birliklari: **uzunlik L - sm** (santimetr), **massa M-g (gramm)**, **vaqt T-s (sekund)**.

Hosilaviy birlikga misol sifatida kuch birligini keltiramiz. Kuch birligi- **dina**.

$$F = ma; \quad 1 \text{ dn} = 1 \text{ g} \cdot 1 \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}; \quad 1 \text{ dn} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-9} \text{ Kl}.$$

Amalda ayrim hollarda **nostandart birliklar sistemasi** ham ishlatiladi.

Xalqaro birliklar kattaliklariga karali va ulushli

kattaliklarning belgilanishi

Ko`paytma	So`z oldi qo`shimchasi	Belgilanishi	Ko`paytma	So`z oldi qo`shimchasi	Belgilanishi
10^{18}	eksa	E	10^{-1}	desi	d
10^{15}	peta	P	10^{-2}	santi	s
10^{12}	tera	T	10^{-3}	milli	m
10^9	giga	G	10^{-6}	mikro	mk
10^6	mega	M	10^{-9}	nano	n
10^3	kilo	k	10^{-12}	piko	p
10^2	gekto	g	10^{-15}	femto	f
10^1	deka	da	10^{-18}	atto	a

Moddalarni o`rganishda o`lchanadigan kattaliklardan eng asosiysi energiyadir. Atomlarning o`zaro ta`siri yoki zarralarning moddalar bilan ta`siri energiyalarini baholashda Joule (J) juda katta qiymat bo`lgani uchun, asosan elektronvolt (eV) ishlatiladi. Elektronning zaryadi $1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, shuning uchun

$$1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J.} \quad (1.1)$$

Ko`pincha keV (10^3 eV) va MeV (10^6 eV) kabi birliklar ham ishlatiladi.

Qattiq jism kristall tuzilishini xarakterlashda uzunlik birligi sifatida Å ishlatiladi. $1\text{Å} = 10^{-1} \text{ nm} = 10^{-4} \text{ mkm} = 10^{-8} \text{ sm} = 10^{-10} \text{ m}$ (1.2)

Fotonning energiyasi E va to`lqin uzunligi  $\lambda$  orasida quyidagicha bog`lanish mavjud:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{12,4\text{keV}}{\lambda(\text{Å})} \quad (1.3)$$

Bu yerda, h-Plank doimiysi, c - yorug`lik tezligi.  $h=4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$ ,  $c=2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ,  $\lambda$  ning qiymati Å larda o`lchanadi.

Kulon ta`sirlashuvida  $e^2$  ko`paytma ko`p ishlatiladi. Uning qiymatini bizga qulay sistemada quyidagicha yozish mumkin:

$$e^2 = 1,44 \cdot 10^{-13} \text{ MeV}\cdot\text{sm} = 1,44 \text{ eV}\cdot\text{Å} \quad (1.4)$$

Zarraning massasini ayrim hollarda atom massa birligi (a.m.b.) degan birlik bilan o`lchanadi. Bu birlik Avagadro soni orqali aniqlanadi. **1 mol moddadagi atomlar soni Avagadro soni  $N_A$**  deyiladi. Massasi atom (yoki molekula) massasiga teng bo`lgan moddaning grammlarda ifodalangan miqdori 1 mol deyiladi. Masalan, uglerodning atom massasi 12 bo`lgani uchun, uning 12 grammi 1 mol deyiladi). Har qanday modda uchun

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \quad (1.5)$$

N_A ga teskari bo'lgan qiymat atom massa birligini beradi:

$$1 \text{ a.m.b.} = \frac{1}{N_A} = 1,661 \cdot 10^{-24} \text{ g} \quad (1.6)$$

Zarralarning massasini Eynshteyn formulasidan foydalanib energiya birliklari orqali ham ifodalash mumkin

$$E = m \cdot c^2 \quad (1.7)$$

E-zarraning energiyasi, m-uning massasi. Elektron uchun $m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

$$E_e = (9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}) \cdot (2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s})^2 = 8,188 \cdot 10^{-14} \text{ J} = 0,511 \text{ MeV} \quad (1.8)$$

Demak, elektron massasining energetik ekvivalenti 0,511 MeV ga teng ekan.

Proton uchun $E_p = 938,3 \text{ MeV}$

Neytron uchun $E_n = 939,6 \text{ MeV}$

γ zarra uchun $E_\gamma = 3727,4 \text{ MeV}$.

Atom musbat zaryadli yadro (proton-neutron) va uning atrofida ma'lum orbitalar bo'ylab aylanadigan elektronlar majmuidan iborat kichik zarradir. Atomning turiga bog'liq ravishda uning o'lchamlari $(1 \div 3) \text{ \AA}$ bo'ladi. Atomdagi protonlar va elektronlar soni o'zaro teng bo'lganligi uchun u neytral zarradir. Atom yadrosidagi protonlar soni shu atomning Mendeleyev davriy sistemasidagi tartib nomeri Z ga teng bo'ladi. Atomning massa soni A yadrodagi nuklonlar (proton - neytronlar) soniga teng bo'ladi. Neytronlar soni $N \cong A - Z$ ga teng.

1.2. Qattiq jismning elektron tuzilishi. Elektron sathlarining belgilanishi

Qattiq jism bir-biriga juda yaqin joylashgan $(1 \div 3 \text{ \AA})$ atomlar to'plamidan iborat tizimdir. Bunday sistema atomlarning tashqi, ya'ni valent elektronlarini umumlashtirish tufayli vujudga keladi. Qattiq jismda nechta atom bo'lsa (1 sm^3 da taxminan 10^{22} atom bo'ladi) shuncha atomlarning valent elektronlari umumlashgan bo'ladi. Pauli prinsipiga asosan bitta elektron sathda (qavatda) 2 tadan ortiq elektronlar joylasha olmaydi. Shuning uchun valent elektronlar bir-biriga juda yaqin joylashgan sathlarda ikkitadan bo'lib joylasha boshlaydi. Yonma-yon joylashgan sathlar orasidagi energetik masofa $\sim 10^{-22} \text{ eV}$ atrofida bo'lganligi uchun qattiq jismning valent elektronlari o'zaro bir-biriga "yopishib" turgan sathlardan iborat butun bir zonani tashkil qiladi deb qarash mumkin. Masalan, Pd uchun valent zona kengligi $\sim 6 \text{ eV}$, Si uchun esa $\sim 12 \text{ eV}$ ni tashkil qiladi.

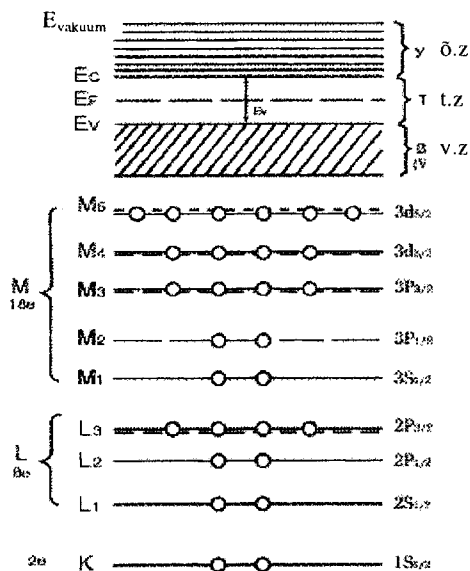
Alohida atomlarda valent elektronlari o'tishi mumkin bo'lgan bo'sh sathlar

mavjud. Qattiq jismda bu sathlar qo`shilishi natijasida o`tkazuvchanlik zonasi vujudga keladi. Agar valent zonaning yuqoridagi va o`tkazuvchanlik zonasining pastki chegaralari bir-biriga **juda yaqin joylashgan (yoki qo`shilib ketgan) bo`lsa, bunday jismlar o`tkazgich bo`ladi**. Agar bu atomlar orasida biror Eg **energetik farq bo`lsa**, bunday moddalar **yarimo`tkazgich** (shartli ravishda  $E_g \leq 2,5$  eV) **yoki dielektrik** ( $E_g \geq 2,5$  eV) bo`ladi.

Atomlardagi valent elektronlar joylashgan sathlardan pastki sathlardagi elektronlar ayni shu atomlar **qattiq jism tarkibiga kirganda ham atomning o`ziga tegishli bo`lib qolaveradi**, ya`ni umumlashmaydi. Ularni **negiz yoki o`zak elektronlar** deb ataymiz. Ammo ularning energetik holati biroz o`zgarishi mumkin. Albatta bu o`zgarish valent zonaga yaqin sathlarda ko`proq bo`lib, undan uzoqlashgan (ya`ni atom yadrosiga yaqinlashgan) sari kamayib boradi.

Qattiq jismlarda sathlar atomlardagi kabi harflar yoki sonlar bilan belgilanadi. Qattiq jismda elektronlarning energiya bo`yicha taqsimlanishi va sathlarning belgilanishi (germaniy misolida) 1.1- rasmda keltirilgan. Endi bu rasmsga izoh beramiz.

1. Yadroga eng yaqin joylashgan sath K harfi yoki 1 raqami bilan belgilanadi. Bu sathda 2 tagacha elektron joylashishi mumkin. Uni $1S_{1/2}$ deb belgilash mumkin.
2. K dan keyingi sathlar to`plamini L yoki 2 deb belgilanadi. Bu to`plamdagi 4 ta sathda 8 tagacha elektron joylashadi. Bu sathlar L_1 (yoki $2s_{1/2}$), L_2 ($2p_{1/2}$), L_3 ($2p_{3/2}$) deb belgilanadi. L_3 ya`ni ( $2p_{3/2}$ ) sath bir-biriga juda yaqin joylashgan 2 ta sathdan iborat bo`lganligi uchun unda 4 tagacha elektron bo`ladi.
3. Keyingi bir necha sathlar to`plami M yoki 3 deb belgilanadi. Bu to`plamda 9 ta sath bo`lib, ularda 18 tagacha elektronlar joylashishi mumkin. Bu sathlardagi belgilashlar: $M_1 - 3s_{1/2}$ (2 ta elektron), $M_2 - 3p_{1/2}$ (2 ta), $M_3 - 3p_{3/2}$ (4 ta), $M_4 - 3d_{3/2}$ (4 ta), $M_5 - 3d_{5/2}$ (6 ta).
4. M dan keyingi sathlar to`plami N yoki 4 deb belgilanadi. Bu to`plamda 32 tagacha elektron bo`lishi mumkin. Bizning misolimiz (1.1-rasm) shartli ravishda Ge ga to`g`ri kelgani uchun bu sathlar to`plamida 4 ta elektron bo`ladi. Bu elektronlar umumlashib valent zonani tashkil qiladi.



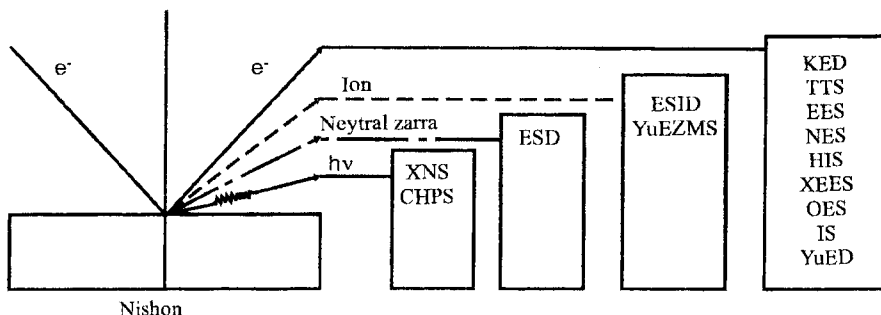
1.1 - rasm. Qattiq jismda elektron zonalar va sathlarning belgilanishi.

Sathlarni hisobga olganda Ge atomi uchun elektron konfiguratsiyalarni quyidagicha yozish mumkin: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2$. s, p va d larning daraja ko'rsatkichlari shu sathlardagi elektronlarning soniga teng bo'ladi. Ge atomi uchun $4s^2 4p^2$ valent elektronlarga to'g'ri keladi. Qattiq jismda bu elektronlar valent zonani tashkil qilgani uchun V deb belgilanadi. Boshqa belgilashlar atomdagidan farq qilmaydi.

II bo'lim. Yuzalarga elektronlar oqimini yo'naltirishga asoslangan usullar

Tezlashtirilgan (energiyali) elektronlar bilan «o'qqa tutilgan» qattiq jismda sodir bo'ladigan oddiy jarayonlarni o'rganish sirtning va sirt osti qatlamlarining elektron va kristall tuzilishi to'g'risida, element va kimyoviy (undagi atom zarralarining kimyoviy bog'lanishlari) tarkibi haqida, o'rganilayotgan namuna-moddaning chiqish va boshqa emission xossalari to'g'risida hamda turli faktorlar (ionli implantatsiya, plyonkaning changlanishi elektron «o'qqa tutish», qizish va hokazo) ta'sirida moddaning yuqorida keltirilgan parametrlarining o'zgarishi to'g'risida mufassal ma'lumot olish imkonini beradi.

Qattiq jism yuzasiga tushayotgan birlamchi elektronlar undan yuqorida aytilgan zarralarning to'rtala turini ham urib chiqarishi mumkin. Bu prosesslar va ayrim asosiy metodlarning nomlari 2.1- rasmda keltirilgan. Umuman har bir turdagi zarralar uchun turli xil analiz qilish metodlarini qo'llash mumkin. Amalda bu zarralar ichida ko'proq ikkilamchi elektronlarni analiz qilishga asoslangan usullar ishlatiladi. Quyida biz birlamchi elektronlardan foydalanishga asoslangan eng ko'p tarqalgan usullarning ayrimlarini ko'rib chiqamiz.



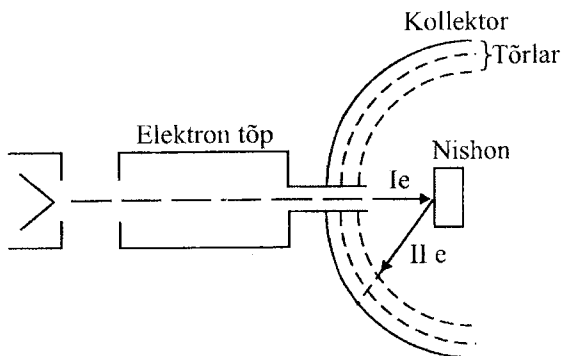
2.1 - rasmda. Elektronlar bilan nurlantirishga asoslangan metodlar: KED - kichik energiyali elektronlarning difraksiyasi; TTS - to'la toqlar spektroskopiyasi; EES va NES - elastik va noelastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi; HIS - haqiqiy ikkilamchi elektronlarning spektroskopiyasi; XEES - xarakterli energiyasini yo'qotgan elektronlar spektroskopiyasi; IS - ionlanish spektroskopiyasi; OES - oje-elektronlarning spektroskopiyasi; YuED - yuqori energiyali elektronlarning difraksiyasi; ESID - elektronlar bilan stimullashirilgan ionlar desorbsiyasi; YuEZMS - yuzalarning elektron zondli mass-spektrometriyasi; ESD - elektron bilan stimullashgan zarralarning desorbsiyasi; XNS- xarakterli nurlanish spektroskopiyasi; ChPS- chegaraviy potentsiallar spektroskopiyasi.

2.1. Ikkilamchi elektronlar emissiyasiga asoslangan usullar

Uchib chiqayotgan elektronlarni ularning energiyasi, soni va fazoviy tarqalishiga qarab analiz qilish mumkin. Ayrim hollarda faqatgina bitta kattalik haqida olingan ma'lumotlar yetarli bo'ladi. Masalan, kichik energiyali elektronlarning difraksiyasi (KED) metodi uchun elastik qaytgan elektronlarning fazoviy tarqalishini analiz qilish kifoya qiladi.

Umuman elektron-elektron (ikkilamchi elektron) emissiyada uchib chiqayotgan elektronlarning tarkibida uch turdagi elektronlar mavjud bo'ladi. 1. **Elastik (energiyasini yo'qotmasdan) qaytgan birlamchi elektronlar (EQE)**. Bu elektronlarning energiyasi taxminan birlamchi elektronlarning energiyasiga teng bo'ladi. 2. **Noelastik (energiyasining bir qismni yuqotib) qaytgan birlamchi elektronlar (NQE)**. Shartli ravishda energiyasini 50 eV dan katta bo'lgan ikkilamchi elektronlar NQE deb qabul qilinadi. 3. **Haqiqiy ikkilamchi elektronlar (HIE)**, ya'ni birlamchi elektronlar ta'sirida jismning o'zidan uchib chiqqan elektronlar. Energiyasi 0 – 50 eV oralig'ida bo'lgan elektronlar shartli HIE deb qabul qilinadi.

Ikkilamchi elektronlarni analiz qilish uchun ishlatiladigan eng oddiy qurilmaning tasviri 2.2- rasmda keltirilgan.



2.2 – rasm. Yuzalarni elektron-elektron emissiya usullari bilan analiz qilish qurilmasining eng oddiy chizmasi.

Bunday o'lchashlar albatta yuqori vakuum ($P \leq 10^{-5}$ Pa) sharoitida amalga oshiriladi. Qurilma elektron to'p, nishon (o'rganilayotgan jism) va elektron analizatoridan iborat. Elektronlar analizatori sifatida ko'pincha kollektor va to'rlardan (1 tadan 4 tagacha to'r bo'lishi mumkin) iborat tizim ishlatiladi. To'rlarga nishonga nisbatan to'xtovchi potensial berib kollektorga o'tadigan elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishini aniqlash mumkin. Maxsus usullar qo'llab kollektorning har

xil nuqtalaridagi elektronlarni qayd qilib ularning fazoviy burchaklar bo'yicha taqsimotini ham o'rganish mumkin. Qattiq jism sirtini KED usuli bilan analiz qilish uchun kollektorning ichki tomoniga lyuminafor moddasi suriladi.

Yuzalarni tekshirishning ikkilamchi elektron emissiyasiga asoslangan usullari birlamchi elektronlarning energiyasiga bog'liq bo'ladi. Birlamchi elektronlarning energiyasini shartli ravishda uchta diapazon (oralik) ga bo'lish mumkin: kichik ($E_1 \leq 100 \text{ eV}$), o'rta ($E_1 \approx 100-5000 \text{ eV}$) va katta ($E_1 \geq 5000 \text{ eV}$) energiyalar. E_1 ning kichik energiyali diapazonida quyidagi usullarni qo'llash mumkin.

1. **Kichik energiyali elektronlarning difraksiyasi.** Bu usul jism yuzasining birinchi va ikkinchi qatlamlarining kristallik tuzilishi va panjara parametrlari to'g'risida ma'lumot beradi.
2. **To'la toklar spektroskopiyasi (TTS).** Bu usulda E_1 qiymatini 0 dan $\sim 50 \text{ eV}$ gacha o'zgartirib borilib unga mos kelgan ikkilamchi elektronlar tokining qiymati qayd qilinib boriladi. E_1 ning qiymati valent elektronlar taqsimotining maksimumiga mos kelganda ikkilamchi elektronlarning soni sezilarli oshadi. Bunday hodisa E_1 ning qiymati plazmonlarning o'yg'onish energiyasiga teng (yoki yaqin) bo'lganda ham ro'y beradi. Bu usul valent zonasi va bo'sh sathlarning energetik tuzilishini o'rganish uchun qo'llaniladi.
3. **Elastik qaytgan kichik energiyali elektronlar spektroskopiyasi.** Bu usulda E_1 ni o'zgartira borib elastik qaytgan elektronlar tokining qiymati qayd qilib boriladi. Bunda ham TTS dagi kabi ma'lumotlar olinadi.

Keyingi ikkala usulda ham tokning E_1 ga bog'liqlik egri chizig'i emas, balki bu egri chiziqning birinchi yoki ikkinchi tartibli hosilalari qayd qilinadi.

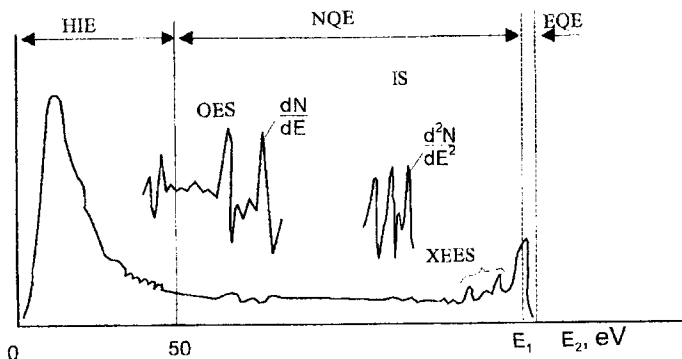
Tekshirish usullarining eng ko'pi E_1 ning o'rtacha energiyali diapazoniga to'g'ri keladi. Bu diapazon uchun ikkilamchi elektronlarning energetik taqsimoti $N(E)$ shartli ravishda 2.3-rasmda keltirilgan. Bunday spektr ikkilamchi tokning to'xtatuvchi potensial (energiya)ga bog'liqlik $I_2(E_2)$ egri chizig'ini differensiallash orqali olinadi, ya'ni $N(E) \approx di_2/dE_2$. Differensiallashlar birlamchi yoki ikkilamchi toklarda (kichik qiymatli o'zgaruvchan kuchlanish $\Delta U = k \sin \omega t$ yordamida) o'zgaruvchan tashkil etuvchilarni hosil qilishga asoslangan holda elektrik jihatdan amalga oshiriladi.

E_1 ning o'rta energiyali diapazonlarida quyidagi usullarni qo'llash mumkin.

1. Elastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi (EES).
2. Noelastik qaytgan elektronlarning spektroskopiyasi (NES).
3. Haqiqiy ikkilamchi elektronlarning spektroskopiyasi.

Bu usullarning har biri bir necha turlarga bo'linishi mumkin va ular jism sirtining elektron tuzilishi va tarkibining o'zgarishi haqida qimmatli ma'lumotlar beradi.

2.3-rasmda keltirilgan spektrning uchchala qismida ham intensivligi uncha katta bo'lmagan cho'qqichalar va chuqurchalar borligi ko'rinib turibdi.



2.3 - rasm. Ikkilamchi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti (spektri).

Bularni yaqqol ko'rish uchun spektrni yana bir marta yoki ikki marta differensiallash mumkin. Elektron-elektron emissiyaning ko'pgina metodlari ana shu cho'qqilarni analiz qilishga asoslangan. 2.3-rasmdagi spektrni tahlil qilishga asoslangan E_1 ning o'rtacha energiyali diapazonda keng qo'llaniladigan usullari quyidagilardir:

1. Xarakterli energiya yo'qotgan elektronlarning spektroskopiyasi (XEES).

Bu usul elastik qaytgan elektronlarning hosil bo'lgan cho'qqilarini analiz qilishga asoslangan. Bunday energiya yo'qotishlar har bir element uchun xarakterli bo'lib uning (ya'ni yo'qotilgan energiyaning) qiymati birlamchi elektronlarning energiyasiga bog'liq bo'lmaydi. Bu cho'qqilar bilan elastik qaytgan elektronlar hosil qilgan cho'qqi orasidagi energetik masofa ΔE birlamchi energiya E_1 o'zgarishi bilan o'zgarmaydi. Bu cho'qqilar plazmonlarning o'yg'onishi va har xil zonalararo o'tishning ro'y berishi natijasida vujudga keladi.

2. Oje-elektron spektroskopiya. $N(E)$ spektrning 15÷20 eV dan boshlab to noelastik qaytgan elektronlar qismining o'rtalarigacha bo'lgan, oraliqda hosil bo'ladigan juda kichik cho'qqilarni analiz qilishga asoslangan usulni **Oje-elektron spektroskopiya** (OES) deyiladi. Bunday cho'qqilarni hosil qiladigan elektronlar

haqiqiy ikkilamchi elektronlar bo'lib, ular uch bosqichli jarayon natijasida vujudga keladi. OES metodi jism sirtining elementar va kimyoviy tarkibini, atomlarning konsentratsiyasini aniqlashda keng qo'llaniladi.

3. **Ionizatsion spektroskopiya.** Bunday spektroskopiya $N(E)$ spektrning kattaroq energiyali noelastik qaytgan elektronlar qismidagi cho'qqilarni analiz qilishga asoslangan (2.3-rasmga qarang). Ionizatsion spektroskopiya (IS) birlamchi elektronlarning jism atomining ichki sathlaridagi elektronlarini urib chiqarishga asoslangan. IS jism sirtining tarkibi, elektron tuzilishi haqida ma'lumot beradi.

Katta energiyali diapazonda ($E_1 > 5 + 10 \text{ keV}$) asosan **yuqori energiyali elektronlar difraksiyasi** (YuED) degan metod ishlatiladi. Bu metod yuza osti qatlamlarining tuzilishi va panjara parametrlari haqida ma'lumot beradi.

Biz elektron-elektron spektroskopiyani ($E \leq 5000 \text{ eV}$ bo'lgan hol uchun) eng ko'p tarqalgan usullariningiga ko'rib o'tdik. Bu spektroskopiyani elektronlarning energiyasi va fazoviy burchagiga bog'liq bo'lgan yana juda ko'p usullari mavjuddir. Bular bilan maxsus adabiyotlar yordamida tanishish mumkin.

2.2. Birlamchi elektronlar ta'siriga asoslangan boshqa usullar

1. Elektron-ionlar emissiyasi

Birlamchi elektronlar jism va molekullari bilan noelastik to'qnashuv ularni xayajonlangan yoki ionlashgan holga aylantirishi mumkin: ketma-ket to'qnashuvlardan keyin bu ionlar yuzadan qalqib chiqishi (desorbsiyalanishi) mumkin. Bu hodisa elektronlar bilan stimullashtirilgan ionlar desorbsiyasi (ESID) deyiladi. Ajralib chiqqan ionlarni mass-spektrometr yordamida analiz qilish mumkin. Bunday metod yuzalarning elektron zondli mass-spektrometriyasi (YuEZMS) deyiladi. YuEZMS metodi jismni impulsli qizdirish usuli bilan birgalikda qo'llanilsa ayniqsa yaxshi natijalar beradi.

2. Elektron-neytral zarralarning emissiyasi

Elektronlar ta'siri yordamida yuzadan neytral atom yoki molekullarni ham urib chiqarish mumkin. Bunga asoslangan metodni elektronlar bilan stimullashtirilgan neytral zarralarning analizi yoki neytral zarralarning mass-spektroskopiyasi usuli deyiladi. Ammo elektronlar bilan desorbsiyalangan neytral zarralarning miqdori ionlarnikiga nisbatan juda (10^2 - 10^3 marta) kam bo'ladi. Shuning uchun ularni mass-spektrometr yordamida analiz qilish juda qiyin. Bu metod hozircha ko'p qo'llanilmaydi.

3. Elektron-fotonlar emissiyasi

Qattiq jism yuzasiga tushayotgan elektronlar ta'sirida undan fotonlar uchib chiqishi mumkin. Bunga asoslangan holda xarakterli nurlanish spektrokopiyasi (XNS) va chegaraviy potentsiallar spektroskopiyasi (ChPS) degan usullar ishlab chiqilgan. Fotonlar zaryadsiz bo'lganligi va har xil tomonlarga sochilib chiqqanligi uchun ularni qayd qilishda har xil muammolar vujudga keladi. Ammo bu usul o'ta noyob natijalar olish imkonini berganligi uchun ko'p qo'llaniladi.

Ushbu darslikda elektronlar ta'sirida ionlar, neytral zarralar (atom va molekulyar), fotonlar emissiyasiga asoslangan usullar keltirilmaydi.

2.3. Oje-elektronlar spektroskopiyasi

OES keyingi paytlarda qattiq jism sirtlarining kimyoviy tarkibini tahlil qilishda eng ko'p tarqalgan usullardan biri bo'lib qoldi. Bu usulning asosiy afzalliklari quyidagilardan iborat: qalinligi $5\div 20 \text{ \AA}$ bo'lgan yuza qatlamlarni katta aniqlik bilan juda tez (bir necha minut) fursatda tahlil qila oladi. Mendeleyev davriy jadvalidagi (H va He dan boshqa) hamma elementlar to'g'risida miqdoriy ma'lumot bera olishi bilan birga, atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlarni ham aniqlash imkonini beradi.

Hozirgi paytda OES faqatgina ilmiy izlanishlardagina emas, balki standart tahlil usul sifatida elektron asbobsozlikda keng qo'llanilmoqda. U, ayniqsa, yarimo'tkazgichlar texnologiyasida, metalshunoslikda, katalizda, mineralogiyada Ba foydali qazilmalarni tahlil qilishda, kristallarni o'stirishda keng qo'llanilmoqda.

OES bilan bir paytda yuzalarni ionlar yordamida yemirish usulini qo'llab jismlarning yuza osti qatlamlarini (hajmini) ham tahlil qilish mumkin.

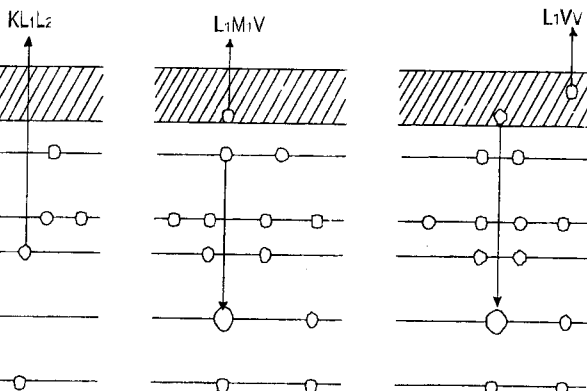
OES usulining yaratilishi, prinsipi, turlari, imkoniyatlari va olingan natijalar to'g'risida rus va ingliz tillarida juda ko'p ilmiy monografiya va maqolalar e'lon qilingan. Biz bu yerda asosan oje-jarayon, OES usulining printsiplari va qurilmalar to'g'risida to'xtalib o'tamiz.

2.3.1. Oje - jarayon

Energiyasi yetarli darajada katta bo'lgan birlamchi elektron jism atomlarining ichki sathlarining bittasidan, masalan, K dan elektron urib chiqarishi mumkin. Bu bo'sh qolgan joy tezda ($10^{-12} - 10^{-13} \text{ s}$ ichida) yuqori sathlardan biridagi (masalan, L_1 dagi) elektronning o'tishi bilan to'ldi. Bu o'tish natijasida $E_k - E_L$ energiya ajralib chiqadi. Bu energiya xarakterli rentgen nurlanish qolida ajralishi mumkin yoki boshqa (masalan, L_2) sathdagi elektronga berilishi mumkin. Agar aytilgan energiya elektronga

berilib, uni vakuumga chiqarsa, ko'rib o'tilgan jarayon **oje - jarayon**, uchib chiqqan elektron esa **oje-elektron** deyiladi. Bu o'tishlar KL_1L_2 kabi belgilanadi. Demak oje-jarayon uchta bosqichdan iborat bo'lar ekan:

- 1) ichki sathlarning birida vakant (bo'sh) joy hosil bo'ladi;
- 2) yuqoridagi sathlardan biridagi (yoki valent zonadagi) elektron bilan vakant joy to'ldiriladi;
- 3) ajralib chiqqan energiya yuqori sathlardagi yoki valent zonadagi elektronlardan biriga berilib, uni vakuumga chiqaradi (Ajralib chiqqan energiya albatta to'ldiruvchi elektron joylashgan sathdagi yoki undan yuqoridagi sathlardagi elektronga beriladi).



2.4-rasm. Oje o'tishlar. KL_1L_2 - K sathda vakansiya hosil bo'ladi, L_1 dagi elektron uni to'ldiradi, L_2 dan oje-elektron uchib chiqadi; L_1M_1V - L_1 dagi vakansiya M_1 dan to'ldiriladi, V dan oje-elektron chiqadi; L_1VV - L_1 dagi vakansiya V dan to'ldiriladi va V dan oje-elektron chiqadi.

Oje-elektronlarning energiyasi E_{wxy} umumiy holda taxminan quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_{wxy} = E_w - E_x - E_y, \quad (2.1)$$

bunda w - vakansiya hosil bo'lgan sath; x - vakansiyaning to'ldirish uchun elektron bergan sath; y - oje-elektron uchib chiqqan sath. Oje-elektronlarning energiyasini aniqroq hisoblash uchun quyidagi empirik formuladan foydalanish mumkin:

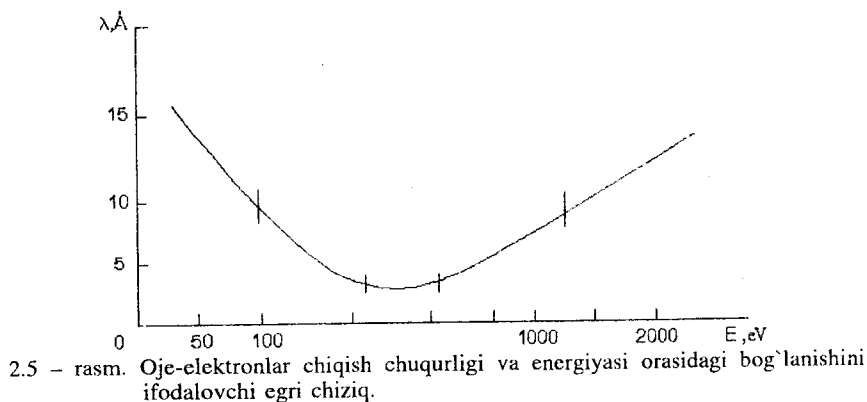
$$E_{wxy} = E_w(z) - E_x(z) - E_y(z) - 1/2\{E_y(z+1) - E_y(z) + E_x(z+1) - E_x(z)\} - \varphi_a \quad (2.2)$$

Bu yerda, z - tekshirilayotgan elementning tartib nomeri, φ_a - oje-elektronlarni qabul qilib olayotgan elektrod (analizator) ning chiqish ishi.

Demak, **oje-jarayon uchun kamida 2 ta elektron sath bo'lishi kerak** ekan.

Shuning uchun ham **H** va **He** atomlari uchun **oje-o'tish ro'y bermaydi**. Elementning tartib nomeri oshib borgan sari unda ro'y beradigan oje-o'tishlarning soni ham ortib boradi, ya'ni har xil energiyali oje-elektronlar hosil bo'ladi. **Har qanday elementdagi bir necha oje-o'tishlar energiyalari, boshqa elementdagi oje-o'tishlarning energiyalari bilan hech qachon bir xil bo'lmaydi**. Ya'ni oje-elektronlarning energiyasini tahlil qilib har qanday elementni aniqlash mumkin.

Oje-elektronlarning **chiqish chuqurligi λ** , ikkilamchi elektronlarning erkin yo'l uzunligiga teng bo'lib, **ularning energiyasiga bog'liq bo'ladi**. Bu chuqurlik elementning turiga unchalik bog'liq emasligi tajribada aniqlangan. 2.5-rasmda barcha elementlar uchun universal bo'lgan oje-elektronlar energiyasi va chiqish chuqurligi orasidagi bog'lanish $E_{oje}(\lambda)$ berilgan.



2.3.2. Oje - elektronlar spektrometri

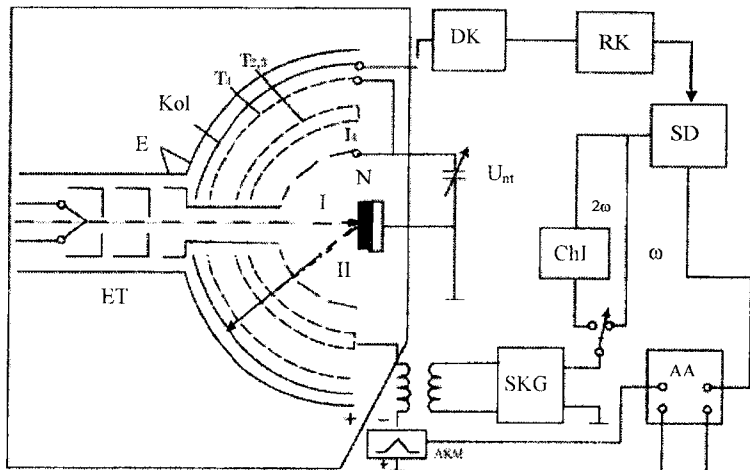
Jism yuzasini o'rganish uchun undan chiqayotgan oje-elektronlarni tahlil qilish usuli **oje-elektron spektroskopiya** deyiladi. Oje-elektronlar soni juda kam bo'lganligi uchun ular hosil qilgan tok ikkilamchi elektronlar tokining to'xtatuvchi potensialga (energiyaga) bog'lanish $i_2(U)$ egri chizig'ida umuman sezilmaydi. Ikkilamchi elektronlarning energetik spektrida (ya'ni $N(E)=di_2/dE_2$) oje-elektronlar juda kichik intensivlikka ega bo'lgan cho'qqichalar hosil qiladi. Ularni yaqqol sezish uchun spektrdan yana bir marta hosila olinadi: $dN/dE=di_2^2/dE_2^2$.

Oje-elektronlarni hosil qilish, ularni qabul qilish va kuchaytirish, hamda differensiallangan energetik spektrlarini yozib olishlarni amalga oshiruvchi qurilmalar **oje-elektron spektrometrlar** deb ataladi. Analizatorining (tahlilagichning) tuzilishi va ishlash prinsipiga qarab spektrometrlarning turlari har xil bo'ladi. Biz shulardan eng

ko'p tarqalgan ikki turini ko'rib o'tamiz. Boshqa turdagi analizatorlar ham mohiyat jihatdan bulardan tubdan farq qilmaydi.

1. **To'xtatuvchi (tormozlovchi) maydonli analizatorga ega bo'lgan spektrometrlar.** Eng oddiy ko'rinishdagi OES qurilmasi quyidagilardan iborat bo'ladi: yuqori vakuumli ($P \leq 10^{-6}$ Pa) kamera, elektron to'p, nishon (tekshirilayotgan jism) va elektron analizator (spektrometr). OES yuzaning holatiga uzviy bog'liq bo'lganligi uchun tekshirishlar o'ta yuqori vakuum sharoitida olib borilishi kerak. Elektron to'p yuqori darajada fokuslangan (nishondagi o'lchami 100-150 mkm), intensivligi kerakli darajada ($i_1 = 10^3 \div 10^5$ mA/sm²) katta bo'lgan birlamchi elektronlar dastasini hosil qiladi. Ko'pincha bu elektronlarning energiyasi $E_1 \approx 1-5$ keV oralig'ida bo'ladi. Analizator esa ikkilamchi elektronlarni energiya bo'yicha taqsimlanishini tahlil qilishga xizmat qiladi.

To'xtatuvchi maydonli analizator sferik (yarim sferik) ko'rinishdagi **to'rlar** (2 tadan 4 tagacha) va **kollektordan** iborat bo'ladi. To'rtta to'rga ega bo'lgan analizatorli spektrometrning chizmasi 2.6-rasmda keltirilgan.



2.6-rasm. To'xtatuvchi maydonli analizatorga ega bo'lgan spektrometr: ET - elektron to'p, E - ekran, Kol. - kollektor, $T_1 \div T_4$ - to'rlar, N - nishon, DK va RK - dastlabki va rezonans kuchaytirgich, SD - sinxron detektor, ChI - chastotani ikkilantiruvchi, SKG - sinusoidal kuchlanishlar generatori, AKM - arrasimon kuchlanish manbai, AA - avtomatik yuzuvchi asbob.

Bu yerda T_1 to'ri nishondan uchib chiqayotgan ikkilamchi elektronlarning maydonsiz fazoda harakatlanishini ta'minlashga xizmat qiladi. Buning uchun nishon

bilan to'rt T_1 taxminan bir xil potentsialga ega bo'lishi kerak (Ular orasidagi kontakt potentsiallar farqi U_{nt} manba yordamida kompensatsiya qilinadi).

Shuning uchun **ikkilamchi elektronlar T_1 gacha o'z yo'nalishlarini o'zgartirmay** yetib keladi. Ikkilamchi elektronlarni **to'xtatuvchi potentsial (maydon) T_1 va T_2 oraliqida** beriladi. To'xtatuvchi U_1 potentsialning to'rt katakchalari o'rtasida ham bir xilda qolishini ta'minlash uchun T_2 ga juda yaqin qilib T_3 to'rt joylashtiriladi. **Energiyasi to'xtatuvchi maydon energiyasidan katta bo'lgan ikkilamchi elektronlar kollektorga** tushadi. Kollektor Ba T_{23} to'rtlar orasidagi sig'imni keskin **kamaytirish** uchun ular **orasiga T_4 to'rt** joylashtiriladi. To'xtatuvchi potentsialni sekin-asta 0 dan U_1 gacha monoton o'zgartira borib $i_2(U_2)$, ya'ni $i_2(E_2)$ bog'lanish egri chizig'ini yozish mumkin. Bu bog'lanishning hosilasini olish uchun T_{23} to'rtga U_1 bilan birgalikda ω chastotali ozgina kuchlanish ($\Delta U = K \sin \omega t$) beriladi. Bu yerda $K = 0,5 \div 3V$ atrofida bo'ladi. Natijada kollektorga o'tayotgan **ikkilamchi tok ω chastota** bilan modulyasiyalangan (tebrangan) bo'ladi, ya'ni uni quyidagicha yozish mumkin: $I_2(U_2 + \Delta U)$. Bu ifodani Teylor qatoriga yoyib chiqamiz:

$$I_2(U_2 + K \sin \omega t) = I_{20}(U) + I_2^I K \sin \omega t + I_2^{II} K^2 \frac{\sin^2 \omega t}{2} + \dots \quad (2.3)$$

Ma'lum almashtirishlardan keyin (2.3) ni quyidagicha yozish mumkin:

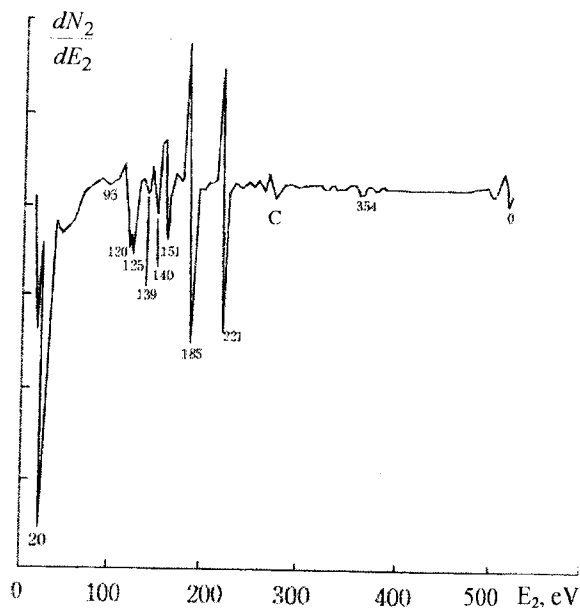
$$I_2(U + K \sin \omega t) = I_{20}(U) + (I_2^I K + \frac{I_2^{III}}{2} K^3 + \dots) \sin \omega t - (\frac{I_2^{II}}{4} K^2 + \frac{I_2^{IV}}{48} + \dots) \cos \omega t$$

Bu yerda $I_{20}(U)$ - vaqtga bog'liq bo'lmagan hamma hadlarni o'z ichiga oladi. $K \ll U$ bo'lganligi uchun K^3 va undan yuqori darajali hadlarni tashlab yuborsak:

$$I_2(U + K \sin \omega t) = I_{20}(U) + I_2^I (K \sin \omega t) - \frac{I_2^{II}}{4} K^2 \cos 2\omega t \quad (2.4)$$

Qabul qiluvchi sistemadagi dastlabki va rezonans kuchaytirgichlarni hamda sinxron detektorni **ω chastotada ishlaydigan** qilib sozlash, yozib oluvchi **qurilmada $N(E)$ qayd** qilinadi. $N(E)$ spektr ikkilamchi elektronlarning birinchi garmonikasining amplitudasi $I_2^I K$ ga proporsional bo'ladi. Qayd qiluvchi **sitemani 2ω chastotaga** sozlab $I_2^{II} K^2$ amplitudaga proporsional bo'lgan **$N^I(E) = dN_2/dE_2$ signallarni yozib olish mumkin.**

2.7-rasmda Mo monokristalli uchun $N^I(E)$ spektrlari keltirilgan. Oje-spektrda Mo dan tashqari C va O ga tegishli cho'qqilar aniq ko'rinib turibdi. Ko'rib o'tilgan oje-spektrometrdan har xil burchaklar ostida chiqayotgan barcha ikkilamchi elektronlar qayd qilinganligi uchun ular hosil qilgan tok katta bo'ladi.

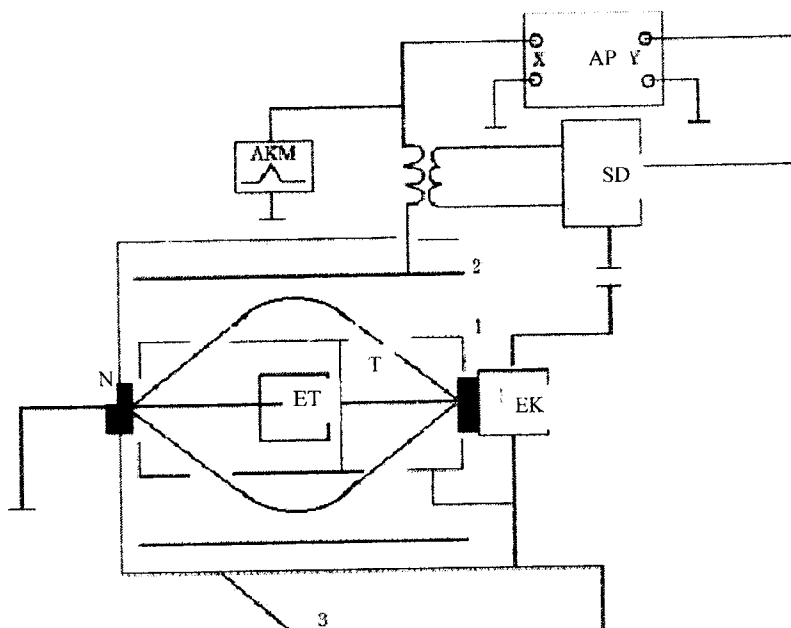


2.7-rasm. Molibden monokristalining oje-spektri.

Ammo bunda kerakli oje-signal bilan birgalikda boshqa signallar (shovqin) ham kollektorga yetib keladi va qayd qilinadi. Eng yaxshi hollardagina signalning shovqinga nisbatini 10^2 ga yetkazish mumkin.

Bunday analizatorlarning ajrata olish qobiliyati $\Delta E \sim 0,5 \div 1\%$ atrofida bo'ladi. ΔE - ajratish lozim bo'lgan ikki yonma-yon cho'qqi orasidagi energetik oraliq.

2. Silindrik ko'zguli analizatorga ega bo'lgan spektrometrlar. Bunday analizator bitta markaziy o'qqa ega bo'lgan ikkita (ichki va tashqi) silindrdan iborat bo'ladi. Ichki silindr ichiga optik o'qi analizatorlarning markaziy o'qi bilan ustma-ust tushadigan qilib elektron to'p joylashtiriladi. Analizator ikkita fokusga ega bo'lib, ulardan biriga nishon, ikkinchisiga esa ikkilamchi elektronlarni habul qiluvchi asbob (elektron kuchaytirgich - EK) o'rnatiladi (2.8 - rasm). Nishondan uchib chiqqan elektronlar radial yo'nalishlar bo'ylab harakatlanib, ichki silindrdagi halqasimon tirqish orqali o'ta boshlaydi. Tashqi silindrga berilgan manfiy potensial ma'lum energiyali elektronlarni orqaga qaytarib, ikkinchi halqasimon tirqish orqali EK ga yo'naltiradi. Tahlil qilinayotgan elektronlarning energiyasi tashqi silindr potensialiga proporsional bo'ladi.



2.8-rasm. Silindrik ko'zguli analizator spektrometri: EK - elektron kuchaytirgich, ET - elektronlar to'pi, T - to'siq, 1 va 2 - ichki va tashqi silindrlar.

Maydonning ekvipotensialligini saqlash uchun halqasimon tirqishlarga to'rlar qoplanadi. Elektronlar ichki silindr orqali EK ga tushmasligi uchun elektronlar to'pining (ET) orqa tomoniga to'siq quyiladi.

Bu usulda yozib olingan signal to'g'ridan-to'g'ri ikkilamchi elektronlarning spektri $N(E)$ ni beradi. Oje-signalarni yozish uchun tashqi silindrga qo'shimcha ozgina sinusoidal kuchlanish $\Delta U = K \sin \omega t$ beriladi. Bu spektrometrdagi signalning shovqninga nisbati 10^3 va undan katta bo'ladi.

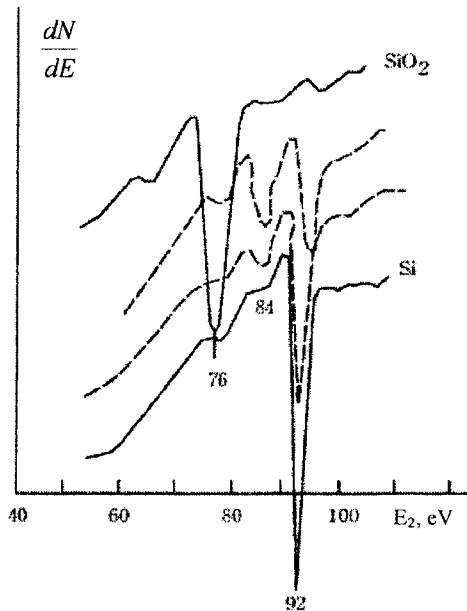
Ajrata olish qobiliyati esa $0,2 \pm 0,5\%$ ni tashkil qiladi. Demak, silindrik ko'zguli analizatorlarning sezgirlik va aniqlik darajasi to'xtatuvchi maydonli analizatorlardan ancha yuqori bo'ladi.

Biz ko'rib o'tgan bu ikkala turdagi analizatorlarning o'nlab modifikatsiyalari ishlab chiqilgan. Bundan tashqari uchinchi tur analizatorlar ham mavjud. Bunday analizatorlar Yuza-Rojanskiy analizatori deb ataladi. Bu analizatorlar hozirgi kunda oje-elektron spektroskopiya usulida hali keng tarqalmagan.

2.3.3. Sifat tahlili. Kimyoviy siljishlar

Jism yuzasidagi elementlarning tarkibini va atomlar orasidagi kimyoviy bogʻlanishlar bor yoki yoʻq ekanligini aniqlash bilan kifoyalanish **sifat tahlili** deyiladi. Sifat tahlilida maʼlum bir elementning koʻp yoki ozligi toʻgʻrisida oje-choʻqqilarning intensivligiga qarab fikr yuritish mumkin, ammo ularning konsentratsiyalari toʻgʻrisida maʼlumot berilmaydi. Masalan 2.7-rasmga qarab Mo tarkibida uglerod koʻproq, kislorod ozroq deb fikrlash mumkin. Ammo ularning konsentratsiyalarini aniqlaganimizda teskarisi boʻlishi ham mumkin.

Jism yuzasidagi atomlar oʻzaro kimyoviy birikmalar hosil qilsa, oje-choʻqqilarning energetik oʻrni va shakli oʻzgarishi mumkin. Bu oʻzgarishlar asosan XVV turidagi oje-choʻqqilarda sezilarli boʻladi, shuning uchun ular atomlarning kimyoviy holatini aniqlash uchun keng qoʻllaniladi. 2.9-rasmda oksidlanish jarayonida kremniyning $L_{23}VV$ choʻqqisining oʻzgarishi koʻrsatilgan.



2.9-rasm. Kremniyning oksidlanish jarayonida $L_{23}VV$ - oje-choʻqqining oʻzgarishi.

Oksidlanish davomida yangi choʻqqining hosil boʻlishi, uning siljishi va shaklining oʻzgarishiga qarab yangi birikma hosil boʻlayotganligini yaqqol bilish mumkin. Yuqori oksidlanish roʻy berganda kremniyga tegishli energiyali 92 eV boʻlgan $L_{23}VV$ choʻqqi butunlay yoʻqoladi va energiyasi 76 eV boʻlgan kremniy

oksidiga tegishli choʻqqi paydo boʻladi. Bu holda SiO_2 ning plyonkasi hosil boʻldi deb (adabiyotlardagi maʼlumotlarga suyanganda) aytish mumkin. Ammo bu yerda ham maxsus usullar qoʻllamay turib yuzadagi atomlarning konsentratsiyalarini va kimyoviy birikmaning tipini toʻgʻri aniqlash mumkin emas.

Sifat tahlili elektron texnikaning hamma sohalarida (jumladan mikroelektronikada) juda koʻp qoʻllaniladi. Chunki koʻp hollarda jismda qanday chet elementlar bor ekanligini, ular kimyoviy birikma hosil qiladimi- yoʻqmi taxminiy aniqlash yetarli boʻladi.

2.3.4. Miqdoriy tahlil

OES ni amaliy qoʻllashda koʻpgina hollarda yarim miqdoriy tahlil bilan chegaralanish mumkin. Ammo yangi texnologiyani amalga oshirishda, hamda yangi hosil qilinayotgan materialarning kimyoviy tarkibini oʻrganishda yuqori aniqlikdagi miqdoriy maʼlumotlar zarur boʻladi.

Qattiq jism yuzada mavjud boʻlgan elementlarning har birining miqdorini, ularning qancha qismi birikma hosil qilganligini, birikmalarni turini va konsentratsiyalarini aniqlash - **miqdoriy tahlil** deyiladi.

Miqdoriy tahlil qilishda tekshirilayotgan elementning oje-elektronlar toki bilan uning konsentratsiyasi orasidagi bogʻlanishni aniqlash zarur boʻladi. Oje-elektronning toki sifatida oje-choʻqqining amplitudasi (intensivligi) yoki choʻqqi osti yuzasi olinishi mumkin. Bu bogʻliqlikni biror γ elementning WXY oje-jarayoni uchun quyidagi soddalashtirilgan koʻrinishda yozish mumkin:

$$I_{\gamma}(wxy) = I_1 T N_{\gamma} \gamma_{\gamma}(wxy) \sigma_{\gamma}(E_1, E_w) \lambda (1 + R_v) \quad (2.5)$$

Bu yerda R_v - elektronlarning orqaga qaytish koeffitsienti, I_1 - birlamchi elektronlarning toki, T - analizatorning oʻtkazish qobiliyati, N_{γ} - γ -elementning atom zichligi, $\gamma_{\gamma}(wxy)$ - WXY-oje-oʻtishning ehtimolligi, λ - oje-elektronlarning chiqish chuqurligi, E_1 - birlamchi elektronlarning energiyasi, $\sigma_{\gamma}(E_1, E_w)$ - ichki W sathning ionlanish koʻndalash kesimi.

Biz miqdoriy tahlilning ikki xil usulini qisqacha koʻrib oʻtamiz.

A) Tashqi etalonlar usuli

Bu usulda **tekshirilayotgan jismning oje-spektrlari**, tarkibida aniq miqdorli bizni qiziqtirayotgan element atomlari boʻlgan, **etalon namunaning oje-spektrlari**

bilan taqqoslanadi. γ elementning etalondagi N_{γ}^E konsentratsiyasi ma'lum bo'lsa, uning tekshirilayotgan jismdagi noma'lum N_{γ}^T konsentratsiyasini quyidagi formuladan topish mumkin:

$$\frac{N_{\gamma}^T}{N_{\gamma}^E} = \frac{I_{\gamma}^T \lambda^E}{I_{\gamma}^E \lambda^T} \left(\frac{1 + R_{\gamma}^E}{1 + R_{\gamma}^T} \right) \quad (2.6)$$

Bu usulning asosiy afzalligi shundaki, bunda ionizatsiya ko'ndalang kesimi va oje-elektronlarning chiqish ehtimolini bilish shart emas. Bundan tashqari etalon va tekshirilayotgan jismning tarkiblari katta farq qilmasa $\lambda^E \approx \lambda^T$ va $R_{\gamma}^E \approx R_{\gamma}^T$ deb olish mumkin. Bu holda konsentratsiyani faqatgina oje-cho'qqilarning intensivliklari orqali aniqlash mumkin.

Ammo kerakli etalonlarga har doim ega bo'lish juda qiyin. Shuning uchun bu usul kam qo'llaniladi.

B) Elementlarning sezgirlik koeffitsienti usuli

Elementlarning sezgirlik koeffitsienti usulining aniqlik darajasi kichikroq bo'lsa ham, ahamiyati juda kattadir. Chunki bu usul universal bo'lib, har qanday elementning konsentratsiyasini hech qanday etalon qo'llanmasdan aniqlash imkonini beradi. Bu yerda har bir element ma'lum bir sezgirlik koeffitsientiga ega deb qabul qilinadi. Elementlarning sezgirlik koeffitsienti birorta o'ta toza elementga nisbatan olingan. Bunday element sifatida ko'pincha kumush elementi olinadi.

Biror jism tarkibidagi X - elementning noma'lum S_X miqdori (konsentratsiyasi) atom % larda quyidagi formuladan topiladi:

$$C_X = \frac{I_X / S_X}{\sum (I_i / S_i)} \quad (2.7)$$

bu yerda I_X - X element oje-cho'qqisining balandligi (maksimum va minimum orasidagi masofa); S_X - X elementning sezgirlik koeffitsienti; I_i / S_i - jismdagi barcha elementlarning I/S nisbatlarining yig'indisi.

Har xil elementlar uchun S ning qiymatini maxsus jadval - katalogdan olish mumkin. Ammo aniqlikni oshirish uchun elementlarning sezgirlik koeffitsientini matritsa tuzatmalarini hisobga olgan holda hisoblash mumkin.

$$S = S_T \cdot \alpha \quad (2.8)$$

S_T - S ning jadvaldan aniqlangan qiymati:

α - matritsa tuzatmasi:

$$\alpha = \frac{\lambda_j' \cdot N_j'(1+r_j')}{\lambda_i' \cdot N_i'(1+r_i')} \quad (2.9)$$

Bu yerda λ_j' - j elementlardan tashkil topgan matritsa tarkibidagi i element oje-elektronlarining chiqish chuqurligi, λ_i' - bir xil i elementlardan tashkil topgan matritsadan i oje-elektronlarining chiqish chuqurligi, N - atom zichligi, r - orqaga qaytish koeffitsienti.

N , λ va r parametrlar maxsus formulalar yordamida hisoblanadi.

OES usuli yordamida chuqurlik bo'yicha ma'lumot olish uchun u bilan birgalikda yuzalarni ionlar bilan yemirish usulidan foydalaniladi. Bunda avvaliga yuza yedirilish qalinligining vaqtga bog'liqligi aniqlab olinadi. Vaqtning ma'lum bir qiymatlarida yedirilish to'xtatilib, OES yordamida jismning shu yerdagi tarkibi aniqlanadi. Umuman tarkibni aniqlash ionli yedirish bilan bir vaqtda ham olib borilishi mumkin.

2.4. Xarakterli energiyasini yo'qotgan elektronlar spektroskopiyasi (XEES)

Ikkilamchi elektronlar energetik spektrining elastik qaytgan elektronlar cho'qqisi yaqinida muayyan materialning turiga mos ravishda xarakterli energiya yo'qotgan elektronlarga (XEE) tegishli bo'lgan cho'qqichalar paydo bo'ladi. Energiyaning xarakterli yo'qolishi deganda, birlamchi elektronlarning qattiq jismga uzatayotgan energiyasining ΔE porsiyasi tushuniladi. EQE cho'qqidan hisoblangan XEE cho'qqining ΔE vaziyati umuman olganda birlamchi elektronlarning energiyasi E_i ga ham, birlamchi dastaning ϕ tushish burchagiga ham bog'liq bo'lmaydi va namuna moddasiga xos xususiyat hisoblanadi. Elektronlarning xarakterli energiya yo'qotishi ro'y berishining asosiy sabablari: birlamchi elektronlar energiyasining qisman qattiq jismdagi elektronlarning zonalararo yakka zarrali holda o'tishlarini vujudga keltirishga sarf bo'lishi va qisman valent elektronlarning guruhlashgan (plazmon) tebranishlari o'yg'onishiga sarf bo'lishi.

Qattiq jismdagi elektron gazning **plazmon (kollektiv) tebranishlari hajmiy va sirtiy elektronlarning** tebranishlaridan tashkil topgan diskret energetik spektrga ega bo'ladi.

Hajmiy elektronlar uchun energiya yo'qolishi ya'ni hajmiy plazmon energiyasi ΔE quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\Delta E_v = nh\omega_v, \quad (2.10)$$

bu yerda ω_v - bo'ylama plazmon tebranishlar chastotasi, $\hbar$ - Plank doimiysi, n -butun son ($n=1,2,3,\dots$). Plazmon tebranishlari karrali va gibrid bo'lishi mumkin. Masalan hajmiy plazmonga ikki karrali plazmon o'yg'onsa $n=2$, uch karrali o'yg'onsa $n=3$ bo'ladi. Agar $\hbar W_v + \hbar W_s$ energiyali (yoki ularga karrali $n\hbar W_v + m\hbar W_s$) plazmon uyg'onsa gibrid plazmon tebranishlar deyiladi. ω_v - chastotani Lengmyur formulasi bo'yicha hisoblash mumkin:

$$\omega_v \approx (4\pi Ne^2 / m)^{1/2}, \quad (2.11)$$

bu yerda, N - valent elektronlar konsentratsiyasi, m va e - elektronning mos ravishda massasi va zaryadi.

Sirtiyl plazmon energiyasi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$E_s = \hbar \omega_s \quad (2.12)$$

Sirtiyl plazmon chastotasi $\omega_s = \omega_v / \sqrt{1 + \epsilon}$ bo'lganligi uchun

$$E_s = \hbar \omega_s = \hbar \omega_v / \sqrt{1 + \epsilon}, \quad (2.13)$$

kabi aniqlanadi, bu yerda, ϵ - namunaga chegaradosh muhitning dielektrik singdiruvchanligi.

Zonalararo o'tish jarayonida birlamchi elektronning qattiq jism elektroniga uzatadigan o'rtacha energiyasi ΔE_c quyidagi formulaga ko'ra hisoblanadi.

$$\Delta E_c = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{d} \right)^2 \approx 150 (n/d)^2, \quad (2.14)$$

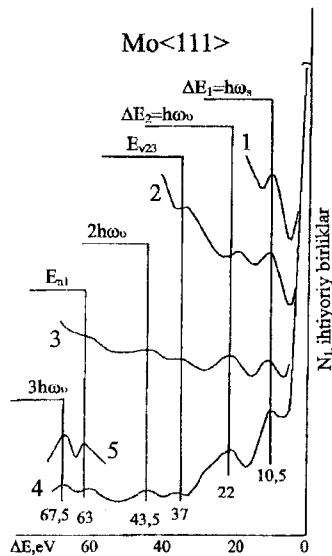
Bu yerda d - panjara doimiysi, n - teskari panjara vektori.

Plazmonlar energiyasining nazariy hisoblangan qiymatlari tajriba natijalari bilan doim mos tushavermaydi. Bunday farqlarning vujudga kelishi dastavval plazmon tebranishlarida qatnashayotgan valent elektronlar sonini aniq bilmaslik bilan bog'liq. Masalan grafitning spektrida ikkita bir karrali hajmiy plazmon kuzatiladi: atomlardagi bittadan valent elektronlarning kollektivlashgan plazmon uyg'onishiga mos keluvchi 10,7 eV energiyali cho'qqi va uchtdan valent elektronlar kollektivlashgan plazmon uyg'onishi uchun 21,5 eV energiyali cho'qqi. O'tish metallarida va ularning birikmalarida sirtiyl plazmonlar uchun tajribaviy va nazariy ma'lumotlar orasida katta farq bor. Masalan, Mo uchun tajribada kuzatilgan $\hbar \omega_s$ ning ($\Delta E_s = 10,5$ eV) qiymatlari nazariy (16 eV) qiymatidan kam. Buning sababi elektron gazning hajmiy va sirtiyl moddalariga ionli asosning ta'siri bo'lishi mumkin. Masalan, d - o'tish metallarining plazmon tebranishlarida hamma s - va, d - elektronlar qatnashishi yoki faqatgina d -

elektronlar qatnashishi mumkin. Shu munosabat bilan d- metallarning XEES spektrlarida elektronlarning guruhlariga bo'linishi tufayli vujudga keladigan qo'shimcha cho'qqilar kuzatiladi.

Turli xil plazmonli va yakka zarrali o'yg'onishlar mavjudligi sababli XEES spektrlarida kuzatiladigan barcha cho'qqilarni nazariy jihatdan izohlash benihoya qiyindir. XEES cho'qqilarini taqqoslash uchun odatda turli xil tabiatli energiya yo'qolishiga mos keluvchi cho'qqi intensivliklari birlamchi elektronlarning E_b energiyasiga va dastaning nishon sirtiga ϕ tushish burchagiga turlicha bog'liqligidan foydalaniladi. XEES cho'qqilarini izohlashda quyidagi qonuniyatlarga asoslanish zarur. E_b ning ortishi bilan sirtiy plazmon cho'qqisining amplitudasi hajmiy plazmon cho'qqisi amplitudasiga nisbatan kamayadi, ϕ ning ortishi bilan esa bu intensivliklar qarama-qarshi yo'nalishda o'zgaradi. Hajmiy plazmon cho'qqisi amplitudasining zonalararo o'tish cho'qqisi amplitudasiga nisbati birlamchi dasta energiyasiga proporsional ortadi. E_b ning barcha qiymatlarida plazmon tebranish cho'qqilarining intensivliklari zonalararo o'tish cho'qqilari intensivliklariga nisbatan ancha katta bo'ladi.

Misol tariqasida 2.10 - rasmda E_b ning turli qiymatlarida Mo (111) uchun qayd qilingan XEE spektrlari keltirilgan.



2.10 - rasm. E_b ning eV larda ifodalangan turli qiymatlarida Mo <111> uchun olingan XEE spektrlari: 1 - 30; 2 - 60; 3 - 100; 4 - 350.

Egri chiziq EQE choʻqqisiga normallashtirilgan va bir-biriga nisbatan vertikal boʻyicha siljutilgan. Koʻrinib turibdiki, E_b ning ortishi bilan ΔE_1 yoʻqolishiga mos keluvchi birinchi choʻqqining amplitudasi kamayadi, ikkinchi choʻqqining amplitudasi esa ortadi. Shunga asoslanib bu yoʻqolishlar sirtiy ($\hbar\omega_s = 10,5 \text{ eV}$) va hajmiy ($\hbar\omega_v = 22 \text{ eV}$) plazmonlarning oʻygʻonishi sababli vujudga keladi deb faraz qilish mumkin. E_b ning ortishi bilan birlamchi elektronlarning sirt elektronlari bilan oʻzaro taʼsirlashuv ehtimolligi kamayadi va natijada sirtiy plazmon tebranishlari hosil qilgan choʻqqining amplitudasi kamayib boradi. Hajmiy plazmon tebranishlari energiyasining tajribaviy qiymatlari nazariy ($\hbar\omega_v \approx 23 \text{ eV}$, hisoblashlarda plazmon tebranishlarda beshta 4 d - va bitta 5 s - elektronlar qatnashadi deb qabul qilingan) qiymatga juda yaqin. $\Delta E = 43,5 \text{ eV}$, $\Delta E = 66,5 \text{ eV}$ energiyali choʻqqilar hajmiy plazmon tebranishlariga karrali tebranishlar natijasi deb tushuntirish mumkin. $\Delta E = 37 \text{ eV}$ energiyali choʻqqini N_{23} (35 eV) sathning ionlashishi bilan bogʻlash mumkin.

Kuzatilayotgan choʻqqilarni aniqroq namoyon qilish uchun odatda $N(E_2)$ taqsimlanish egri chizigʻidan hosila olinadi, yaʼni $N'(E_2) = dN/dE_2$ egri chiziqlar qayd qilinadi.

Shunday qilib, XEES choʻqqilari intensivliklarining energiya va burchakka bogʻliqligini oʻrgana borib turli xil energiya yoʻqotishlar tabiatini aniqlash va shu bilan birga qattiq jism sirtining elektron tuzilishi haqida maʼlumotlar olish mumkin. Masalan, plazmonning oʻygʻonish energiyasini bilgan holda berilgan moddaning valent elektronlari konsentratsiyasini aniqlash mumkin.

Sirtiy plazmonlar chastotasi oʻrganilayotgan material sirtining dielektrik doimiysiga juda sezgir. Shuning uchun sirtiy plazmonlar oʻygʻonishi bilan bogʻliq xarakterli energiya yoʻqotish choʻqqilarini tahlil qilish yupqa plyonkalar hosil qilish, tozalash, kataliz, adsorbsiya va shu kabi jarayonlarni oʻrganishda foydali maʼlumotlar berishi mumkin; elektronlar sathlarining ionlashishi bilan bogʻliq choʻqqilarni oʻrganish esa material sirtiga yaqin qatlamlarning kimyoviy tarkibini tahlil qilishning effektiv vositasi hisoblanadi.

2.5. Kichik energiyali elastik qaytgan elektronlar (toʻla toklar) spektroskopiyasi

Kichik energiyali ($E_b = 0 - 50 \text{ eV}$) sohada $\sigma(E_b)$, $R(E_b)$ yoki $\delta(E_b)$ egri chiziqlarni oʻrganish qattiq jism sirtining elektron va kristall tuzilishi haqida noyob maʼlumotlar berishi mumkin. Bunday maʼlumotlar olish uchun koʻpincha $\delta(E_b)$ yoki

$R(E_b)$ bogʻlanishlarning birinchi tartibli hosilasi avtomatik ravishda yozib olinib, ularda hosil boʻladigan maksimum va minimumlar oʻrganiladi. Bu usul toʻla toklar spektroskopiyasi (TTS) yoki kichik energiyali elastik qaytgan elektronlarning spektroskopiya (KEEQES) usuli deb ataladi.

Birlamchi elektronlarning kichik energiyali sohasida haqiqiy ikkilamchi va elastik qaytgan birlamchi elektronlar koeffitsientlarining energiyaga va chiqish burchagiga bogʻliqlik egri chizigʻida faqatgina monokristall namunalar uchun emas, hatto polikristall va amorf moddalar uchun ham yaqqol namoyon boʻladigan notekisliklar kuzatiladi. Bu hodisa plazmonlar oʻygʻonishi energiyaviy chegarasida elektronlarning **rezonansli elastik sochilishi** deb ataladi. Bunday notekisliklarni oʻrganishga va vujudga kelish sabablarini aniqlashga koʻpgina nazariy va tajribaviy ishlar bagʻishlangan.

Elektronlarning elastik qaytishiga taʼsir qiluvchi asosiy sabablar quyidagilar hisoblanadi:

- 1) qattiq jism - vakuum chegarasidagi potensial barʼer;
- 2) noelastik sochilish kanallarining mavjudligi;
- 3) zonalararo va sohalararo oʻtishlarning oʻygʻonishi;
- 4) elektronlarning alohida atomlar bilan yakka zarrali oʻzaro taʼsiri;
- 5) skinlashgan elektronlarning plazmonlardan rezonansli elastik sochilishi;
- 6) monokristall materiallarda esa bulardan tashqari tartibli joylashgan atomlardan elektronlarning difraksiyasi.

Sochilish va noelastik kanallarning koʻplab mexanizmlari mavjudligi tufayli elektronlarning elastik qaytishiga yuqorida qayd etilgan har bir faktorning qay darajada taʼsir etishini aniq aytish mumkin emas. Shu sababli ham hozirgi vaqtgacha berilgan sirt uchun $R(E_b)$ grafigini nazariy hisoblash imkonini beruvchi elektronlar elastik qaytishining tugallangan nazariyasi ishlab chiqilmagan.

Shunday boʻlsa ham tajribaviy natijalar majmuasi va baʼzi nazariy prognozlar yaʼni oldindan aytib berish kichik energiyalar sohasida $R(E_b)$ va mos ravishda $\sigma(E_b)$ bogʻliqlik egri chiziqlaridagi notekisliklarning shakllanishida asosiy sabablar rolini aniqlash imkonini beradi:

1. Qattiq jismning alohida-alohida atomlaridan elektronlarning kvanto mexanik sochilishi $R(E_b)$ egri chizigʻida keng ($\Delta E \approx 10 \div 15$ eV) maksimumlar paydo boʻlishiga olib keladi.
2. Elektronlarning monokristallar kristall panjarasida difraksiyalanishi $R(E_b)$ egri

chizig'ida ancha tor ($\Delta E \approx 2 \div 5$ eV) maksimumlarni vujudga keltiradi. Birlamchi dastaning tushish burchagi o'zgarganda bu maksimumlar aralashib yoki silliqalanib ketadilar, sirtida tartibsizlik (amorfizatsiya) paydo bo'lganda esa batamom yo'qolib ketadilar.

3. Yakka zarrali (valent zona va yuqori sathlardagi elektronlarning) o'yg'onishlari va valent elektronlarining kollektiv tebranishlarining (plazmon) o'yg'onishi hisobiga noelastik kanallarning ochilishi ham tor maksimumlarni vujudga keltiradi.

Elektronning energiyasi plazmon energiyasiga teng (yaqin) bo'lgan holda u o'z energiyasini to'laligicha plazmonni o'yg'otishga berishi mumkin. O'yg'ongan plazmonning so'nishi jarayonida elektronlardan biri dastavval o'yg'otish uchun sarflangan energiyani qaytib olishi va kvazielastik sochilgan kabi vakuumga chiqishi mumkin. Shunday qilib, valent elektronlarnig kollektiv tebranishlarining uyg'onishi faqat noelastik sochilish kanaligina bo'lib qolmay, balki elastik sochilish kanali ham bo'lishi mumkin. Bunday kanallar hisobiga $R(E_0)$ egri chizig'ida juda kam intensivlikli notekisliklar vujudga keladi.

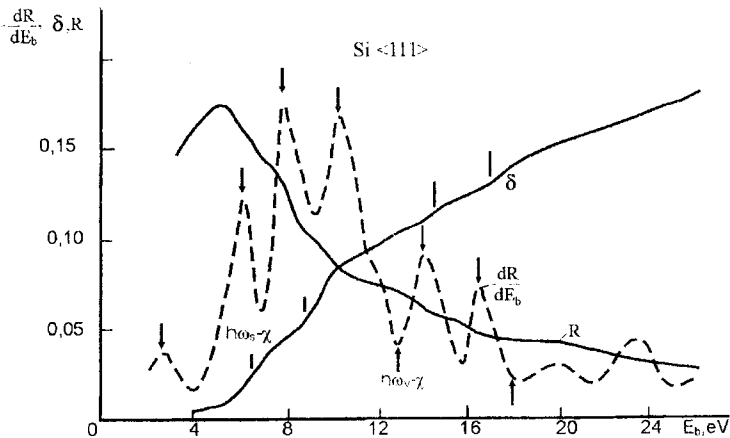
Bu notekisliklar (maksimum va minimumlar) ning energetik vaziyatlari difraksion maksimumlardan farqli ravishda, birlamchi dastaning tushish burchagiga va berilgan material sirtining kristall tuzilishiga deyarli bog'liq emas. Ayni paytda noelastik kanallardagi sochilish sirt qatlamlaridagi begona aralashmalarga juda sezgir bo'ladi.

Zamonaviy asbob-uskunalarining qo'llanilishi va elektrik differensiallashdan foydalanish deyarli hamma tor va kichik intensivlikka ega bo'lgan cho'qqichalarni ajratish imkonini beradi.

Hozirgi vaqtda R , σ koeffitsientlarning va ularning dR/dE_b , $d\sigma/dE_b$ hosilalarining energiyaga bog'liqligini o'rganishga asoslangan usullarning bir necha turlari mavjud: to'la toklar spektroskopiyasi va chegaraviy potensiallar spektroskopiyasi. So'nggi usuldan odatda $E_b = 50 - 1500$ eV sohada foydalaniladi. EQE spektroskopiyasida sirtini o'rganish chuqurligi qolgan elektronlar spektroskopiyasi (OES, XEES va boshqalar) usullaridagiga nisbatan deyarli 2 marta kam va E_b ning kichik qiymatlari sohasida $5 - 50$ Å oralig'ida yotadi.

Kichik energiyali elastik qaytgan elektronlar spektroskopiyasi usulini birinchi bo'lib Bajanova N.P. va Fridrixov S.A. taklif qilishgan va NaCl <100> monokristalli sirtini o'rganish uchun tadbiq qilishgan. Keyinchalik bunday hodisaning mavjudligi bir qancha metallar, yarimo'tkazgichlar va dielektrlarda ko'p marta tasdiqlangan

hamda bu hodisaning asosiy qonuniyatlari aniqlangan. S.A.Kamolov va boshqalar to'la toklar spektroskopiyasidan foydalanib bir qancha metallar va yarimo'tkazgichli birlashmalarning o'tkazuvchanlik va valent sohalaridagi elektron holatlarining zichligi tuzilishini o'rganishgan. Shu mualliflarning o'zlari $E_b < 10$ eV sohada $dR/dE_b = f(E_b)$ bog'liqlikni hisoblash usulini taklif qilishgan va usulga ko'ra hisoblashlar tajriba natijalari bilan yaxshi muvofiqlikka ega bo'ldi. Ushbu darslik mualliflari IEE koeffitsientlarini integral o'lchash, R va dR/dE_b ning E_b ga bog'liqligini o'rganish hamda XEES ma'lumotlariga asoslanib sof va ionli legirlangan kremniyning elektron holatlarining zichligi taqsimotini o'rgangan. 2.11-rasmda sof kremniy uchun R , δ va dR/dE_b larning E_b ga bog'liqlik grafigi ko'rsatilgan.



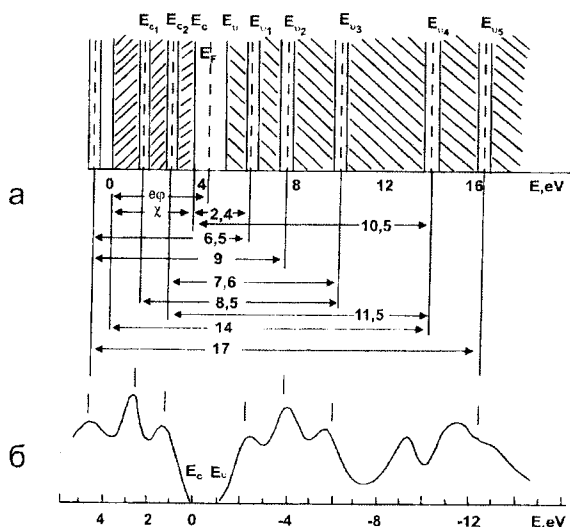
2.11 - rasim. Sof Si <111> uchun R , δ va dR/dE_b larning E_b ga bog'liqligi.

Haqiqiy ikkilamchi elektronlar $\delta = \sigma - R$ munosabatdan aniqlangan. E_b ning kichik qiymatlari sohasidagi haqiqiy ikkilamchi elektronlar guruhiga noelastik sochilgan birlamchi elektronlar ham kiradi. $-dR/dE_b$ manfiy hosilaning E_b energiyaga bog'liqlik grafigida maksimum va minimumlarni mavjudligi 2.11-rasmda yaqqol ko'rinib turibdi: maksimumlar elastik qaytgan elektronlar sonining kamayishini (yutilishini), minimumlar esa qaytgan elektronlar sonining oshishini anglatadi. $-dR(E_b)/dE_b$ egri chiziqning asosiy xususiyatlarini interpretatsiya qilish (izohlash, tushintirish) XEES spektrlaridan foydalanib o'tkazildi. $R(E_b)$ egri chiziqdagi ba'zi "zina" larining va mos ravishda $dR/dE_b(E_b)$ egri chiziqdagi minimumlarning

vaziyatlari sirti ($\hbar\omega_v - \chi$) hajmiy ($\hbar\omega_v - \chi$) va ularga karrali plazmon tebranishlar o'yg'onishining chegaraviy energiyalari bilan mos tushadi, ya'ni E_b ning bunday qiymatlarida plazmonlar o'yg'onish chegarasida elastik qaytgan elektronlar sonining biroz ko'payishi sodir bo'ladi.

Elektronlarning intensiv yutilishi doim yangi noelastik kanalning paydo bo'lishi bilan bog'liq. Ayni paytda noelastik sochilgan birlamchi elektronlar ham, haqiqiy ikkilamchi elektronlar ham paydo bo'lishi mumkin. Vakuumba noelastik sochilgan elektronlarning vujudga kelishi chegaraviy energiyasini $E_{b\eta} = E_\eta - x$, ikkilamchi elektronlar emmisiyasi boshlanishini esa $E_{b\delta} = E_\eta - x$, formuladan topiladi. Bu yerda E_η -negiz elektronlarning Fermi sathiga nisbatan energiyasi 2.11-rasmdagi ma'lumotlar asosida 2.12-rasmda kremniy sirtning elektron holatlari zichligining diagrammasi chizilgan. Diagrammani chizishda quyidagi taxminlarga amal qilingan:

- 1) δ ning dastlabki keskin ortishi E_b ning qiymati valent zonaning yuqori chegarasi energiyasi qiymatiga mos kelganda ro'y beradi.
- 2) $dR/dE_b(E_b)$ egri chiziqlardagi maksimumlar kuzatiladigan E_b ning qiymatlari valent elektronlar holatlari zichligining maksimumlariga mos keladi.



2.12 - ras. a - 2.11 - rasmda chizilgan kremniy sirtidagi elektron holatlari zichligining diagrammasi; b - Keynning nazariy diagrammasi.

- 3) Agar E_b ning R keskin o'zgaradigan oralig'ida δ keskin ortsa, u holda

o'yg'ongan elektronlar valent zonadan vakuumga o'tadi, agar E_b ning qayd qilingan intervallarida δ ning o'sish tezligi sekinlashgan holda esa o'yg'ongan elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi.

δ ning sezilarli o'sishi $E_b \approx 5$ eV qiymatda boshlanishi 2.11-rasmdan ko'rinib turibdi, shuning uchun valent zonaning yuqori sathi E_v vakuum sathidan (VS) taxminan 5 eV pastda yotadi deb faraz qilish mumkin (2.11-rasm). $E_b = 6; 7,6; 14$ va $16,5$ eV energiyalarda - $dR/dE_b(E_b)$ bog'liqlik grafigida valent sohadagi elektron holatlari zichligiga mos ravishda, $E_{v1}, E_{v2}, E_{v3}, E_{v4}$, va E_{v5} maksimumlar kuzatiladi. Elektron yutilishining birinchi maksimumi ($E_b \approx 2,4$ eV) elektronlarning E_{v1} sathdan o'tkazuvchanlik zoni E_c ning eng quyi chegarasida o'tishi tufayli hosil bo'ladi deb qarash mumkin. $\delta(E_b)$ egri chiziq tuzilishining tahliliga o'tamiz. $E_b = 6,5; 9$ va 17 eV energiyalarda δ ning keskin ortishini valent zona elektronlarining E_{v1}, E_{v2} va E_{v3} maksimumlardan vakuumga nisbatan 0,5-1 eV yuqorida joylashgan E^* sathga o'tishlari bilan tushintirish mumkin. $E_b = 14$ eV qiymatda δ ning biroz ortishi, elektronlarning E_{v4} maksimumdan vakuumga chiqishi ehtimolligi bilan tushintiriladi. $E_b = 7,6$ va 10 eV energiyalaridagi $dR/dE_b(E_b)$ egri chiziq maksimumlari δ ning o'sish tezligining kamayishiga mos keladi va bu valent zonadan o'tkazuvchanlik zonadagi bo'sh holatlarga elektronlarning o'tishi tufayli sodir bo'ladi, ya'ni elektronlarning vakuumga chiqishi ro'y bermaydi. δ ning o'sish tezligining kamayishiga yana quyidagi o'tishlar sabab bo'lishi mumkin; $E_{v3} \rightarrow E_{c2}(7,6 \text{ eV})$, $E_{v3} \rightarrow E_{c1}(8,5 \text{ eV})$; $E_{v4} \rightarrow E_c(10,5 \text{ eV})$ va $E_{v4} \rightarrow E_{c2}(11,5 \text{ eV})$.

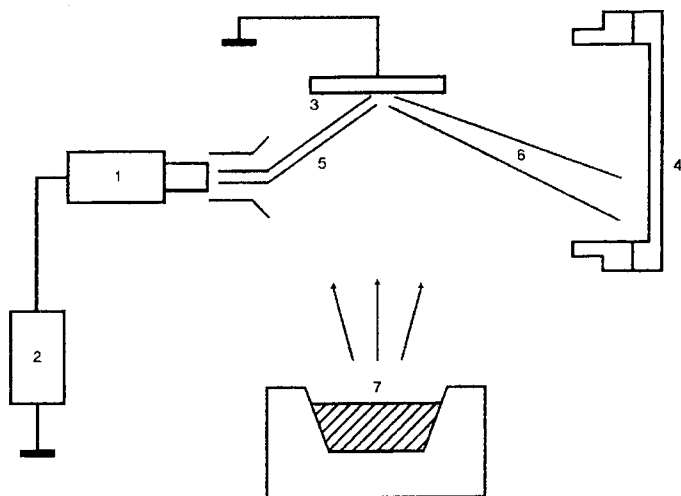
Shunday qilib, EQE spektroskopiyasi sirtini o'rganishning noyob usuli hisoblanadi hamda zonalarda va sathlarda elektronlarning energiya bo'yicha taqsimotini aniqlash, adsorbsiya va desorbsiya jarayonlarini o'rganish, sirt holatini nazorat qilish imkoniyatlarini beradi.

2.6. Katta energiyali elektronlarning difraksiyasi (KEED) usuli

Yupqa plyonkalar olishda, ayniqsa, epitaksial plyonkalar olishda, ularning tarkibidan tashqari kristall tuzilishi haqida axborot olish eng asosiy masaladir. Qalinligi 10 – 20 Å dan 100 – 200 Å gacha bo'lgan plyonkalarining kristall tuzilishi haqida katta energiyali elektronlar difraksiyasi usuli eng qulaydir.

KEED usulida qanday qalinlikni aniqlashga qarab elektronlarning energiyasi 10

– 15 keV dan 90 – 100 keV gacha oʻzgarishi mumkin. 2.13 – rasmda KEED qurilmasining chizmasi keltirilgan.



2.13 – rasm. Katta energiyali elektronlarning difraktometri: 1 - elektron toʻpi; 2 - elektron tokni taʼminlovchi tizim; 3 - nishon; 4 - lyuminaforli ekran; 5 - elektronlar dastasi; 6 - elastik qaytgan elektronlar; 7 - bugʻlantiriluvchi modda.

Qurilma quyidagi asosiy qismlardan tashkil topgan: elektronlar toʻpi, lyuminaforli ekran, nishon, nishon yuzasida plyonka hosil qilish uchun bugʻlantiriladigan materiallar manbai. Yaxshi fokuslangan monoenergetik elektronlar elektron toʻpdan nishonning yuzasiga $2 \cdot 10^0$ burchak ostida sirpanib tushadi, yuza va yuza osti qatlamlardagi panjara atomlarida sochiladi. KEED usulida elektronlarning

de-Broyl toʻlqin uzunligi $\left(\lambda \left(\text{\AA} \right) = \frac{12.4}{E(keV)} \right)$ qattiq jism panjarasi doimiysiga ($a \approx 1 \text{\AA}$)

yaqin boʻlganligi uchun elektronlarning panjaradagi difraksiyasi uchun Laue sharti bajariladi. Uch oʻlchamli difraksiya uchun Laue tenglamalari quyidagicha yoziladi:

$$\begin{aligned} a_x \cdot \sin \theta_x &= n\lambda, \\ a_y \cdot \sin \theta_y &= m\lambda, \\ a_z \cdot \sin \theta_z &= k\lambda, \end{aligned} \quad (2.14)$$

bu yerda: a_x, a_y, a_z - panjara doimiylari; $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ - elektronlarning sochilish burchaklari; n, m, k - butun sonlar.

Difraksiyalanib sochilgan elektronlar lyuminaforli ekranda interferension

manzara hosil qiladi. Bu manzara yordamida yuzaning kristall holati to'g'risida ma'lumot olinadi. Difraksion maksimumlarning davriyligi vektor holda beriladi. Bu vektor yo'nalishi bo'yicha atomlar zanjirining translyatsion vektori bilan ustma-ust tushadi va kattaligi jihatidan atomlar orasidagi masofaga teskari proporsional bo'ladi. Difraksion reflekslar orasidagi masofa atomlarning ekvivalent qatorlari orasidagi masofa bilan quyidagicha bog'lanadi:

$$d\Delta x = L\lambda \quad (2.15)$$

Bu yerda: L - nishon va ekran orasidagi masofa; λ - elektronlarning to'lqin uzunligi; Δx - ekrandagi reflekslar orasidagi masofa; d - tushayotgan elektronlar nurining yo'nalishiga parallel bo'lgan yuza atomlarining ekvivalent qatorlari orasidagi masofa.

Elektronlarning fiksatsiyalangan energiyasida eksperiment olib borib muayyan qurilma uchun $L\lambda$ kattalikni panjara doimiysi ma'lum bo'lgan monokristallga nisbatan kalibrovkalab olish mumkin. Shu yo'l bilan panjara doimiysini 10^{-3} aniqlikda o'lchash mumkin bo'ladi.

KEED kartinalarini quyidagi prinsiplarga asosan ajratish mumkin (2.14-rasm):

- 1 Agar elektronogrammada (KEED kartinada) bittagina katta yorug' fon kuzatilsa, bunday plyonka amorf bo'ladi;
- 2 Agar elektronogrammalarda konsentrik aylanalar paydo bo'lsa, u polikristallga o'ta boshlaydi, konsentrik aylanalarning o'zi bo'lsa, to'liq polikristal bo'ladi.
- 3 Agar konsentrik aylanalarda vertikal chiziqlar paydo bo'la boshlasa, tekstura hosil bo'ladi, ya'ni monokristallga o'ta boshlaydi.
- 4 Agar konsentrik aylanalar tamoman yo'qolib, vertikal chiziqlar yoki nuqtalar hosil bo'lsa, to'liq monokristall hosil bo'ladi. Agar plyonkaning hamma qatlamlarida kristall panjara doimiysi bir xil bo'lsa, alohida nuqtalar yoki chiziqlar paydo bo'ladi, bir xillikdan chetga chiqilsa, qo'sh chiziqlar paydo bo'ladi.

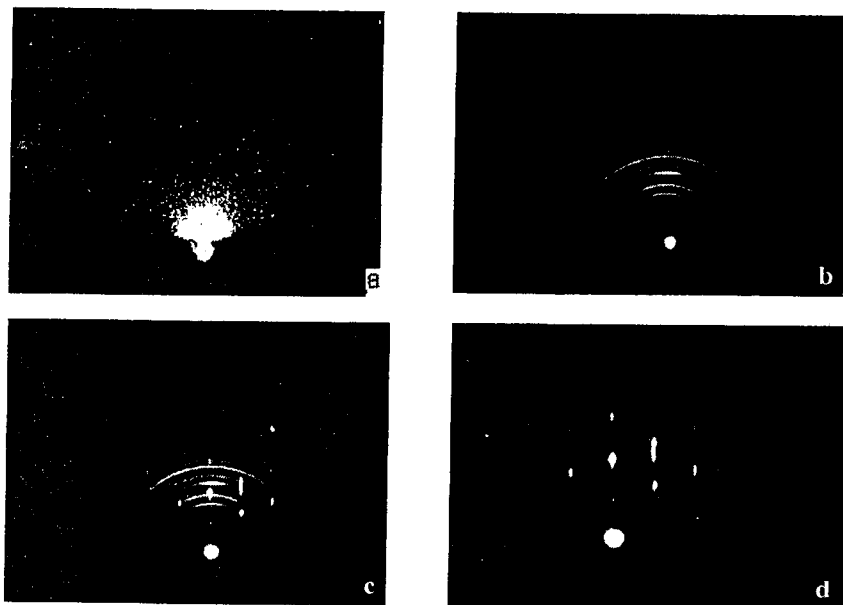
Monokristallar uchun elektronogrammalardan foydalanib plyonka kristall panjarasining turini (geksogonal, tetragonal, kubik va boshqalar) va panjara kattaliklarini aniqlash mumkin.

Monokristall va polikristallarning elektronogrammalaridan foydalanib har xil qirralar uchun qirralararo masofalarni aniqlash mumkin:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2.16)$$

Bu formula kubik panjara uchun o'rinli, d_{hkl} - qirralar orasidagi masofa, a - panjara doimiysi, h , k , l - Miller indekslarining qiymatlari. Masalan, (111) qirra

uchun $h=1$, $k=1$, $l=1$.



2.14 – rasm. Ba^+ ionlari bilan legirlangan Si (100) yuzasining har xil xaroratda qizdirilganidan keyingi elektronogrammlar: a – $T=300$ K (amorf sirt); b – $T=700$ K (polikristall); c – $T=900$ K (teksturlangan); d – $T=1100$ K (monokristall).

Yuzalarning topografiyasini olish, ulardagi defektlarni aniqlash uchun rastrli elektron mikroskop, transmission elektron mikroskoplardan foydalaniladi.

Transmission topografiya ikki xil bo'ladi:

- 1 Rentgen-transmission topografiya.
- 2 Elektron-transmission topografiya.

Bu ikkala usul ham nurlarning plyonkadan o'tishiga asoslangan, bunda elektronlarning energiyasi 100-200 keV bo'ladi.

Rastrli elektron mikroskoplar juda yaxshi fokuslangan nuqtaviy elektronlar dastasining yuza bo'ylab, ya'ni X va Y o'qlari bo'yicha, tez harakatlanishiga asoslangan va u yuzaning topografiyasi haqida ma'lumot beradi.

2.7. Sekinlashtirilgan elektronlar difraksiyasi (SED) usuli

SED qattiq jism yoki plyonka sirtining mikroskopik tuzilishini o'rganishning

eng bevosita usullaridan biri hisoblanadi. U modda sirtining kristall tuzilishini va turli ta'sirlar ostida bu tuzilishning o'zgarishini tekshirish uchun katta muvaffaqiyat bilan qo'llanilmoqda. Hozirgi kunda SED usulining qo'llanish sohasi juda keng. Xususan, SED turli moddalarning sirtiga submonoqatlam va monoqatlamli plyonkalar bilan changlantirish yoki gaz atomlarning adsorbsiya (moddalar yoki gazlarning qattiq jism yoki suyuqlik sirtiga o'tirib qolishi) qilishda monokristall sirtida vujudga keladigan ikki o'lchamli tuzilish to'g'risida ma'lumotlar olish imkoniyatini beradi.

Sekinlashtirilgan elektronlarning elastik sochilishi qattiq jismning sirtiga yaqin qatlamda sodir bo'ladigan kogerent va nokogerent sochilish jarayonlarini o'z ichiga oladi. SED qattiq jism sirtida tartibli joylashgan alohida atomlar yoki atomlarning sochilish markazi tomonidan elektronlarning kogerent elastik qaytishi jarayonida vujudga keladi. Bir karrali va ko'p karrali kogerent elastik qaytgan elektronlar farq qilinadi. Odatda SED uchun $E_0 \approx 5 - 500$ eV energiyali elektronlar dastasidan foydalaniladi, ammo 50 eV dan 150 eV gacha oraliq eng qulay hisoblanadi. Shu bilan birga kogerent sochilish uzunligi L - ikki atom qatlamidan oshmaydi, ya'ni SED reflekslari yoki natijalari intensivligiga amalda atomning eng yuqori qatlami asosiy hissa qo'shadi.

Difraktsion manzara alohida elektronlarning mustaqil sochilishi hodisalarining jamlanishi natijasida hosil bo'ladi. Dastadagi elektronlar to'liq paketining o'rtacha o'lchami bilan xarakterlanadi. O'rganilayotgan sirtning yo'nalishidagi to'liq paketining o'lchami elektronlarning kogerentlik kengligi deyiladi. Kogerentlik kengligi ΔX ga quyidagi omillar ta'sir qiladi: elektron to'p katodining hamma qismida bir xil emasligi tufayli undan uchib chiqayotgan harorat elektronlar tezligining har xilligi (tarqoqligi); asbobning elektron-optik tizimining mukammal emasligiga bog'liq bo'lgan yo'nalish bo'yicha tezliklar tarqoqligi. Bu omillar hisobga olinganda ΔX quyidagi formulaga ko'ra aniqlanadi:

$$\Delta X = \frac{\lambda}{[(\Delta E/2E_0)^2 \sin^2 \theta + \beta^2 \cos^2 \varphi]^2} \quad (2.17)$$

Bu yerda λ - elektronning to'liq uzunligi, ΔE - elektronlarning energiya bo'yicha tarqoqligi, φ - dastaning namunaga tushish burchagi, θ - qaytish burchagi, β - turli yo'nalishlar bo'yicha elektronlar tezliklarining tarqoqligini xarakterlovchi burchak.

Kogerentlik kengligiga ikkinchi omil asosiy ta'sir o'tkazadi, u omilni xarakterlovchi kattalik 100 Å dan oshmaydi. Elektronlarning kogerent sochilishi

jarayonida qatnashuvchi sohaning o'lchami ham aynan shunga yaqin. Shuning uchun ham SED usuli katta masshtabli yuza emasligini, ya'ni bu usul sirt topografiyasini emas, balki aynan atom tuzilishini o'rganuvchi usul ekanligini anglatadi.

Sochilgan to'lqin intensivligining kuchayishi sodir bo'ladigan yo'nalishlar (ekranda hosil bo'ladigan maksimumlar) Vulf-Bregg shartidan aniqlanadi:

$$d \sin \varphi = n \lambda. \quad (2.18)$$

Bu yerda d - panjara doimiysi, φ - tushayotgan dasta va tekislik orasidagi burchak, n - butun son qiymatli difraksiya tartibi. Agar panjara tekisligiga tushayotgan elektronlar energiyasining ixtiyoriy qiymatlarida difraksiya kuzatilsa, u holda uch o'lchovli panjara uchun Vulf-Bregg sharti qanoatlantirilganda eng yuqori potensial (yorqin) manzara kuzatiladi. Amalda difraksion maksimumlar yo'nalishi Evald qurilmasi yordamida oson aniqlanadi.

Difraksiyaning kinematik nazariyasi bir karrali elastik sochilishni yaxshi tavsiflaydi. Nazariy hisoblashlarda elastik qaytgan elektronlar to'lqini yassi to'lqin deb qabul qilinadi. SED ga ko'p karrali sochilish jarayonlari kuchli ta'sir qiladi. Shu sababga ko'ra eksperiment natijalarini to'la tahlil qilishda faqatgina bir karrali sochilish hodisalari hisobga olinadigan difraksiyaning kinematik nazariyasini qo'llab bo'lmasligi aniqlandi. SED ning dinamik nazariyasida ko'p karrali sochilish va noelastik hodisalar tufayli yo'qotishlar mavjudligi hisobga olinadi. Qayd etilgan jarayonlar elektronogrammalarda qo'shimcha reflekslar va boshqa kuchli effektlar paydo bo'lishiga olib keladi.

Birlamchi dasta intensivligini o'zgartirmay uning energiyasi E_b va tushish burchagi φ ning turli qiymatlaridagi difraksion manzaralar intensivligini topish SED ning dinamik nazariyasi bo'yicha hisoblashlarning asosini tashkil qiladi. Bu nazariya asosida hisoblashlar murakkab va uzoq davom etadigan bo'lganligi sababli zarur aniqlikni saqlagan holda hisoblashlarni soddalashtirish imkonini beruvchi yo'llarni topish uchun faol izlanishlar olib borilmoqda.

SED ning hozirgi zamon dinamik nazariyasi tajriba natijalari asosida sirt tuzilishi to'g'risida to'la ma'lumotlarni olish imkonini beradi.

III bo`lim. Fotoelektronlar spektroskopiyasi

Qattiq jism yuzasiga fotonlar oqimi kelib tushganda undan elektronlar uchib chiqishi kuzatiladi. Bu hodisa **tashqi fotoeffekt** deb ataladi. Bu elektronlarning energiya bo'yicha taqsimotini tahlil qilish orqali yuzalarning holati to'g'risida qimmatli ma'lumotlar olish mumkin. Olinishi lozim bo'lgan ma'lumotning turiga qarab har xil to'liq uzunlikdagi (chastotali) yorug'lik nurlaridan foydalanish mumkin. Bunda albatta fotonlarning energiyasi ($\epsilon = h\nu$) elektronlarning chiqish ishiga ($A = e\phi$) teng yoki undan katta bo'lishi kerak. Shuning uchun ham fotoelektronlarning spektroskopiyasida asosan ultrabinafsha ($h\nu \sim 3 \div 50$ eV) va rentgen ($h\nu \sim 50 \div 2000$ eV) nurlar ishlatiladi. (Ichki fotoeffekt hodisalarga asoslangan usullarda infraqizil va ko'zga ko'rinuvchi nurlardan foydalaniladi.)

Kvant (foton) larning energiyasi juda kichik qiymatga ega bo'lganligi uchun ularni Joullarda emas, balki elektron-volllarda o'lchash qulaydir ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$).

Kvantning elektron-volllarda ifodalangan energiyasi bilan uning nanometrlarda o'lchangan to'liq uzunligi orasida quyidagi bog'lanish mavjud:

$$\epsilon = h\nu = hc/\lambda = 1236/\lambda \quad (3.1)$$

Masalan, binafsha nurlar uchun $\lambda = 380 \text{ nm}$ ligi ma'lum bo'lsa, bu nurlarning har bir kvantining energiyasi $\epsilon_8 = 1236/380 = 3,25 \text{ eV}$ bo'ladi.

Elektromagnit to'liqlarning chastotasi ν yoki to'liq uzunligi $\lambda = c/\nu$ elektromagnit nurlanishning asosiy xarakteristikasi bo'lib hisoblanadi.

Bir xil chastotali (to'liq uzunlikli) nurlar dastasi **monoxromatik nurlar** deyiladi. Birlik vaqt ichida birlik yuzadan o'tayotgan monoxromatik fotonlar oqimi F orqali nurlanish intensivligi N_q ni quyidagi formula yordamida aniqlash mumkin:

$$N_q = F/h\nu \quad (3.2)$$

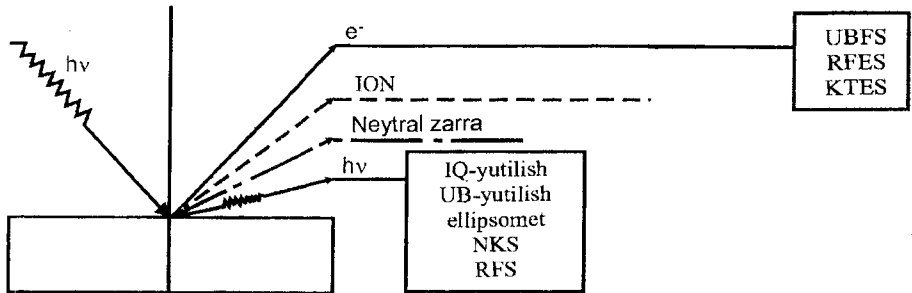
Biz ushbu bo'limda asosan ultrabinafsha nurlarning elektron spektroskopiyasini ko'rib o'tamiz. Bu usul qattiq jismning yuza qismida valent elektronlarning energetik taqsimoti haqida bevosita ma'lumot bera oladigan yagona usuldir.

3.1. Yuzalarni tekshirishda fotonlar oqimidan foydalanish

Yuzalarni diagnostika qilishda zond sifatida ishlatiladigan zarralarning orasida fotonlar yuza xususiyatlariga eng kam ta'sir qiladigan zarradir. Bunga sabab, birinchidan, fotonning impulsi juda kichik, ikkinchilan, u neytral zarra bo'lganligi

uchun yuzalarning zaryadlanib qolishiga bog'liq bo'lgan jarayonlar keskin kamayadi. Fotonlardan foydalanishning salbiy tomonlari ham bor. Kerakli diapazonda fotonlarning kuchli intensivlikka ega bo'lgan oqimini olish juda qiyin. Bundan tashqari ikkilamchi zarralarni hosil qilish effekti juda kam. Shuning uchun yuza qatlamlaridan chiqayotgan signallar juda kichik bo'ladi. Ammo sezgirliги yuqori bo'lgan zamonaviy detektorlardan foydalanib bunday signallarni katta aniqlik bilan qayd qilish mumkin.

Asosan foto-elektro n va foto-foton emissiyaga asoslangan usullar ko'p qo'llaniladi. (3.1-rasm). Yuzaga tushayotgan va undan qaytayotgan fotonlarning to'liq uzunliklariga qarab to'rtta guruhga ajratish mumkin: infra-qizil(IQ), ko'zga ko'rinadigan, ultrabinafsha (UB) va rentgen nurlari.



3.1 – rasm. Fotonlar bilan nurlantirishga asoslangan usullar: UBFS – ultrabinafsha nurlar fotoelektron spektroskopiyasi; RFES – rentgen nurlar FESi; KTES – kimyoviy tahlil uchun elektron spektroskopiya; NKS – nurlarning kombinatsion sochilishi; RFS – rentgen-foton spektroskopiyasi.

Bu usullar orasida quyidagilarni alohida ta'kidlash mumkin:

1. ***IQ-yutilish.*** Bunda IQ fotonlar yuzaning monomolekulyar tebranma holatini vujudga keltirishi mumkin: IQ ning bu tebranishlardan yutilishini analiz qilib yuza qatlamning molekulyar tuzilishi haqida ma'lumot olinadi. Yarimo'tkazgichlarda va dielektriklarda IQ nurlar yutilishi natijasida donor sathlardan o'tkazuvchanlik zonasiga, valent zonadan akseptor sathlarga elektronlar o'tishi ro'y beradi. Bu esa donor va akseptor sathlarning energetik holatini aniqlash imkonini beradi.

2. ***Ko'zga ko'rinuvchi nurlar diapazonida ellipsometriya va nurlarning kombinatsion sochilishi (NKS).*** Ellipsometriya usulida yuzaga yaxshi nazorat qilinadigan nurlar dastasi yuboriladi va uning qaytishida qutblanish fazasining o'zgarishi tahlil qilinadi. Bunda yuzaning holati to'g'risida ma'lumot, sindirish

ko'rsatkichini o'lchash orqali olinadi.

NKS usuli, yorug'lik material bilan ta'sirlashishi natijasida har xil o'tishlarning vujudga kelishiga asoslangan. Sochilayotgan fotonlar bunday o'tishlar natijasida o'z energiyasini oshirishi yoki kamaytirishi mumkin. Emissiyalangan fotonlar chastotalarining o'zgarishini tahlil qilib, tekshirilayotgan jism yuzasi to'g'risida ma'lumot olinadi.

3. UB-yutilish. Bu usul ko'proq yuza va yuza osti qatlamlarida elektronlarning energetik taqsimoti haqida eng aniq ma'lumotlar bera oladi. Bu usul yordamida yuza qatlamlarining zonaviy tuzilishi va zona parametrlari aniqlanadi.

4. Rentgen-foton spektroskopiyasi. Rentgen nurlari ta'sirida jismdagi atomlarning elektronlari bir sathdan ikkinchi sathga o'tadi. Bunda qoldiq energiya nurlanishi (foton) hosil qilinishi mumkin. Bu nurlanishlarning chastotalari va intensivliklarini tahlil qilib yuza holati to'g'risida juda kerakli ma'lumotlar olinadi.

Foto-elektron emissiyaga asoslangan usullar juda ko'p. Ularning eng asosiylari:

1. Ultrabinafsha fotoelektronlarning spektroskopiyasi (UBFS). Yuzalardan ultrabinafsha nurlar ta'sirida uchib chiqqan elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi tahlil qilinadi. UBFS valent zonasidagi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti (spektri) haqida to'g'ridan-to'g'ri ma'lumot beradi. Bundan tashqari zonalarining parametrlarini (kengligi, Fermi sathining o'ri, zonalarining egilishi va boshqalar) aniqlashga imkon beradi.

2. Rentgen fotoelektronlarning spektroskopiyasi (RFES). Bu usul valent zona va undan pastda joylashgan elektron sathlar to'g'risida ma'lumot bera oladi.

3. Kimyoviy tahlil uchun elektron spektroskopiya (KTES). Bu metod OES metodiga o'xshash. Bunda pastki elektron sathlardagi bo'sh o'rinlar elektron ta'sirida emas, rentgen nurlari ta'sirida hosil qilinadi (II-bobga qarang). KTES yordamida material yuzasining elementar va kimyoviy tarkibi, atomlarning konsentratsiyalari aniqlanadi.

3.2. Tashqi fotoeffekt qonunlari

Yorug'lik ta'sirida qattiq jism yuzasidan vakuumga uchib chiqayotgan elektronlarning emissiyasiga oid qonunlarni ko'rib o'tamiz. Fotoeffektning asosiy qonunlari tajribalar asosida yaratilgan bo'lib u monoxrematik nurlar uchun quyidagilardan iborat:

1. To'yinish rejimida (ya'ni uchib chiqayotgan barcha fotoelektronlar qayd

qilinganda) fototokning qiymati jismga tushayotgan nurlarning intensivligiga to'g'ri proporsional bo'ladi (Stoletov qonuni).

2. Har bir jism uchun ma'lum bir chegaraviy λ_0 to'liq uzunlik mavjud bo'lib, jismga tushayotgan nurlarning to'liq uzunligi λ undan katta bo'lsa, fotoemissiya hodisasi ro'y bermaydi. Ko'pincha bu qonun fotoeffektning qizil (yoki uzun to'liqli) chegarasi deb ataladi. Uzun to'liqli chegaraga chastotaning eng kichik qiymati mos keladi: $\nu_0 = c/\lambda_0$. Bu yerda ν_0 chegaraviy chastota deyiladi. Agar tushayotgan nur chastotasi ν_0 dan kichik bo'lsa, fotoeffekt ro'y bermaydi.
3. Fotoelektronlarning maksimal kinetik energiyasi chastota oshishi bilan oshib boradi va fotonlarning intensivligiga bog'liq bo'lmaydi (Eynshteyn qonuni).

Umuman Eynshteyn fotoeffekt qonunlarini o'zida to'la mujassamlashtirgan qonunni yaratdi. Bunday qonunni yaratishda u o'z tajribalari yordamida asoslagan quyidagi ikkita mulohazalardan foydalandi: **birinchidan foton jism elektroni bilan to'qnashganda unga o'zining barcha energiyasini to'la beradi, ikkinchidan jism elektroni bitta fotondan energiya olib hayajonlanish davrida ($\tau = 10^{-13} \div 10^{-14}$ s) boshqa fotonlardan energiya olmaydi**, ya'ni har bir uchib chiqqan elektron faqatgina bitta fotonning energiyasini olgan bo'ladi. (Bu aytilgan fikrlar yuqori intensivlikdagi nurlar uchun, masalan lazer nurlari uchun bajarilmaydi).

Eynshteyn qonuni to'laroq holda quyidagicha ifodalanishi mumkin: jismga tushayotgan foton energiyasining bir qismi chiqish ishini yengishga, qolgan qismi esa elektronlarga kinetik energiya berishga sarf bo'ladi:

$$h\nu = A + \frac{m\vartheta_{\max}^2}{2} \quad (3.3)$$

bu yerda A - fotoelektronlarning chiqish ishi, m - elektronning massasi, $\vartheta_{\max}$ - fotoelektronlarning maksimal tezligi, $\frac{m\vartheta_{\max}^2}{2}$ - ularning maksimal kinetik energiyasi.

Uchib chiqayotgan fotoelektronlarning vakuumdagi maksimal kinetik energiyasi (tezligi) har xil bo'lishi mumkin. Bunga sabab bu elektronlarning jism ichidagi boshlang'ich energiyalarining har xilligidir. Fotondan energiya olganga qadar jism ichidagi elektronlarning energiyasi qancha katta bo'lsa, uchib chiqqandan keyin ham uning energiyasi shuncha katta bo'ladi. Masalan, qattiq jismning valent zonasidagi elektronlar ichida valent zonaning tepa qismidagilari eng katta energiyaga ega bo'ladi. Demak, vakuumda ham bu zonaning tepa qismidan chiqqan elektronlar eng katta

energiyaga ega bo'ladi. Valent zonaning pastki qismlaridan chiqqan elektronlar kamroq energiyaga ega bo'ladi.

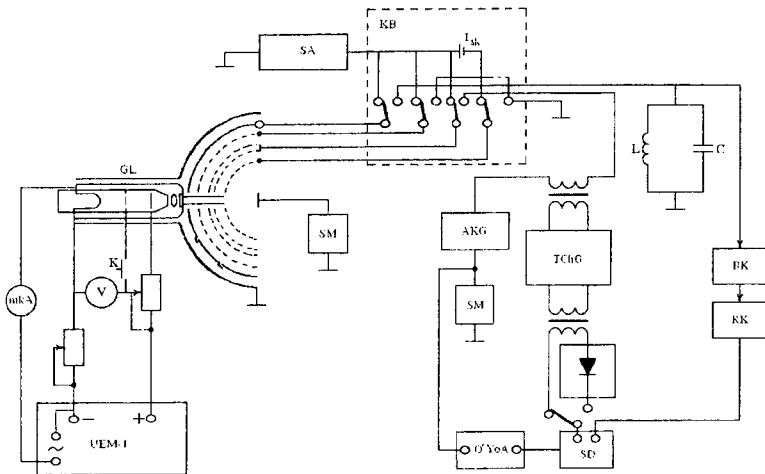
Fotoeffektni miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun fotoelektronlarning kvant chiqishi γ degan kattalik ishlatiladi.

$$\gamma = \frac{n}{N_F} \quad (3.4)$$

n - uchib chiqqan fotoelektronlar soni, N_F - yuzaga tushayotgan fotonlar soni.

3.3. Ultrabinafsha nurlarning fotoelektron spektroskopiyasi (UBFS)

Valent zonadagi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi to'g'risida ma'lumot olish uchun UBFS usuli juda keng qo'llaniladi. Buning uchun fotoelektronlar hosil qilayotgan tok bilan to'xtatuvchi potensial orasidagi bog'lanish egri chizig'ining birinchi tartibli differensial (hosilasi), ya'ni fotoelektronlarning spektri $N_F(E) = di_F(E)/dE$ yozib olinadi. $N_F(E)$ bog'lanishni yozib olishning elektr sxemasi ikkilamchi elektronlarning spektrini (masalan, oje-elektronlarni) yozib olish sxemasidan deyarli farq qilmaydi. Faqat bu yerda birlamchi elektronlar manbai o'rniga fotonlar manbai o'rnatiladi (3.2 - rasm).



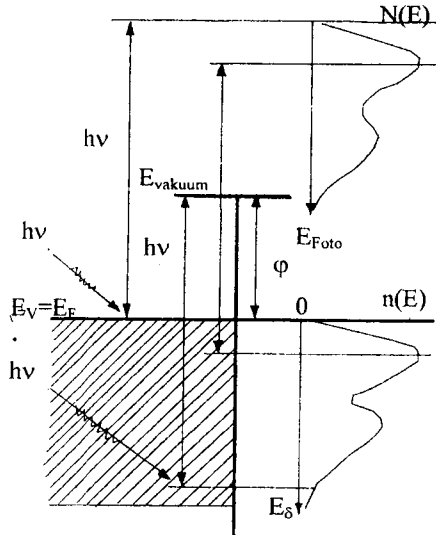
3.2 - rasm. UBFS qurilmasining blok sxemasi: GL - gazorazryad lampasi, SM - surilish manbasi, BK va RK - boshlang'ich va rezonans kuchaytirgichlar, SD - sinxron detektor, TChG - tovush chastotasi generatori, AKG - arrasimon kuchlanish generatori, SA - sonli mikroampermetr, O'YoA - o'zi yozuvchi asbob, KB - kommutatsiya bloki.

Fotonlar manbai sifatida ultrabinafsha nurlar sohasida chiziqli spektrga ega bo'lgan $K_S R$ (ksenon to'ldirilgan), $K_R R$ (kriptonli) va $V_M R$ (vodorodli) standart gazorazryad yoki simob lampalaridan foydalanish mumkin. Ultrabinafsha nurlar sohasida $N_F(E)$ spektrini yozib olishda ko'p to'rtli sferik analizatorlar ishlatish ancha qulaydir. 3.3 – rasmda metallning yuza qismida valent elektronlarning energetik taqsimoti va shu metalldan vakuumga uchib chiqayotgan fotoelektronlarning spektri sxematik ravishda ko'rsatilgan. Bu spektrlarning ko'rinishi bir - biriga juda o'xshash. Bundan fotoelektronlar spektrini yozib olish orqali valent elektronlarning taqsimoti haqida to'g'ridan-to'g'ri ma'lumot olish mumkin, degan hulosha kelib chiqadi. Rasmdan ko'rinadiki, agar elektronning metall ichidagi to'la energiyasi E bo'lsa, uning fotondan energiya olib vakuumga uchib chiqishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$E = h\nu \geq E_v + \Phi \quad (3.5)$$

Bu yerda E_v - valent zonaning eng yuqori sathi. Bu sath metallarda Fermi sathi bilan ustma-ust tushadi. Φ - fotoelektronlarning chiqish ishi. U holda vakuumga uchib chiqqan elektronlarning energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_{kin} \approx (E + h\nu) - (E_v + \Phi) \quad (3.6)$$



3.3 – rasm. Metallda valent elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi $n(E)$ va fotoelektronlarning spektri $N(E)$: E_{δ} - boshlang'ich energiya, E_{Foto} - fotoelektronlar energiyasi, E_{vakuum} - vakuum sathi, E_v - valent zonaning eng yuqori sathi, E_F - Fermi sathi.

Jism ichidagi eng katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar E_v sathda joylashgan bo'ladi, ya'ni $E = E_v$ sathdan uchib chiqqan elektronlar eng katta kinetik energiyaga ega bo'ladi. Demak $E = E_v$ bo'lgan hol uchun (3.6) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$E_{\text{kin.max}} \approx h\nu - \Phi \quad (3.7)$$

Bu formula Eynshteyn formulasidir (3.3-formulaga qarang).

Elektronlar valent zonasining E_v ga nisbatan qancha quyi sohasidan uchib chiqsa, uning vakuumdagi kinetik energiyasi shuncha kam bo'ladi. Bunda ma'lum energiya bilan chiqayotgan fotoelektronlarning soni valent zonadagi elektronlarning zichligiga bog'liq bo'ladi: zichlik katta (maksimum) bo'lgan sohalardan uchib chiqqan elektronlar soni ko'p, zichlik kichik bo'lgan sohalardan uchib chiqqan elektronlar soni esa kam bo'ladi.

Metall va yarimo'tkazgichlarning valent zonasidagi elektronlarning energiya bo'yicha taqsimotini o'rganishda energiyasi $h\nu = 10 \div 15 \text{ eV}$ bo'lgan fotonlardan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Fotonlar energiyasi bundan katta bo'lsa, uchib chiqayotgan fotoelektronlar tarkibida **ikkilamchi** (fotoelektronlar jism ichida harakat qilishi vaqtida hosil qilgan) elektronlarning miqdori oshib ketishi mumkin. Natijada fotoelektronlar spektrining ko'rinishi valent elektronlar spektridan farq qilishi mumkin. Agar $h\nu \leq 10 \div 15 \text{ eV}$ bo'lsa, fotoelektronlar valent zonaning yuqori qismidagina chiqishi mumkin.

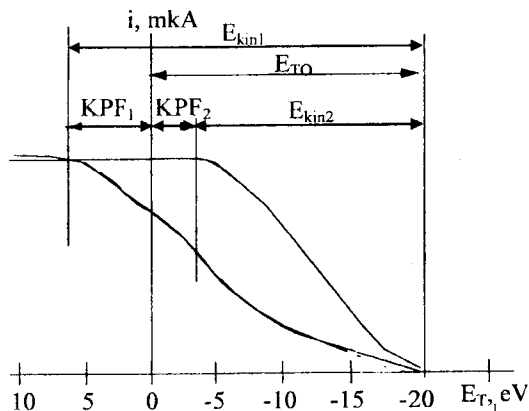
Dielektriklarning valent zonalarini tahlil qilishda esa fotonlarning energiyasini $20 \div 25 \text{ eV}$ gacha oshirish mumkin. Chunki ta'qiqlangan zonasi keng bo'lgan dielektrlarda fotoelektronlarning chiqish ishi $8-10 \text{ eV}$ ni tashkil qiladi.

3.4. Fotoelektron spektroskopiya yordamida metallar va yarimo'tkazgichlar zonalarining parametrlarini aniqlash

Fotonlar ta'sirida qattiq jism yuzasidan uchib chiqayotgan elektronlarni energiya bo'yicha tahlil qilish uchun qattiq jismga nisbatan kollektorga to'xtatuvchi (manfiy) potensial 0 dan boshlab beriladi. Fotoelektronlar hosil qilgan tokning to'xtatuvchi potensialga nisbatan o'zgarishini volt-amper xarakteristika (VAX) deb ataladi. VAX yoki uning birinchi tartibli differensial (fotoelektronlarning spektri) yordamida qattiq jism sirti zonalarining ayrim parametrlarini aniqlash mumkin. Bu yerda biz ideal metall va yarimo'tkazgich ($T = 0 \text{ K}$) uchun bunday parametrlarni aniqlashni qisqacha ko'rsatib o'tamiz.

3.4.1. Metall sirti zonalarining parametrlarini aniqlash

Elektronlarning spektrini qayd qilishda nishon va kollektor orasida kontakt potentsiallar farqi vujudga keladi. Nishonning chiqish ishi kollektornikidan katta yoki kichik bo'lishi mumkin. Shuning uchun to'xtatuvchi potentsialni (energiyani) noldan emas, ma'lum bir musbat qiymatdan boshlash kerak. 3.4 – rasmda ikki xil metall uchun fotoelektronlar tokining to'xtatuvchi potentsialga bog'liqlik egri chizig'i ko'rsatilgan. M_1 metall uchun $\Phi_{M1} < \Phi_K$, M_2 metall uchun $\Phi_{M2} > \Phi_K$.



3.4 – rasm. Chiqish ishlari har xil bo'lgan metallar uchun fotoelektronlar toki (i) ning to'xtatuvchi potentsialga (E_T) bog'liqlik egri chizig'i.

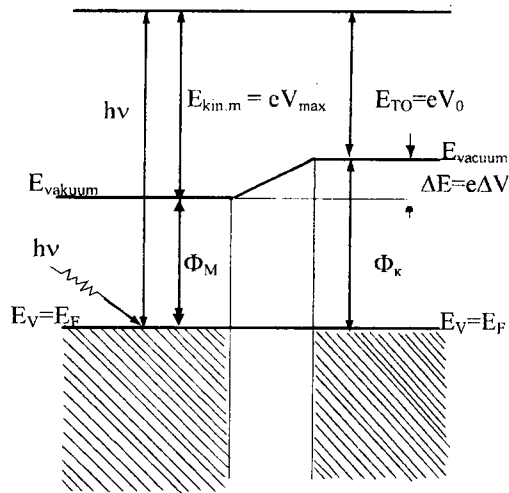
3.5 – rasmda ikkita metall (masalan nishon va kollektor) orasida potentsiallar farqining vujudga kelishi sxemasi keltirilgan. Ma'lumki, kontakt paytida har xil jismlarning Fermi sathlari E_F bir-biri bilan mos tushadi, ya'ni bitta gorizontall chiziqda joylashadi. Eng katta energiyali elektronlar valent zonaning eng yuqori E_v sathidan chiqadi. Metallarda E_v va E_F bir-biri bilan ustma-ust tushadi. Shuning uchun metallarda fotoelektronlarning chiqish ishi Φ_M va termoelektronlarning chiqish ishi ϕ_M doim bir-biriga teng bo'ladi. Eng tez elektronlar to'xtatuvchi potentsialning eng katta qiymatida to'xtaydi.

Spektrning o'zi esa valent zonadagi elektronning energetik taqsimotini ifodalaydi. 3.5-rasmga asoslanib Φ_M ni quyidagicha topamiz:

$$\Phi_M = \phi_M = h\nu - eV_{\max} = h\nu - (eV_0 + e\Delta V), \quad (3.8)$$

bu yerda $eV_{\max} = \frac{mU_{\max}^2}{2}$ - metallardan uchib chiqayotgan elektronlar olishi mumkin bo'lgan eng katta energiya, $E_{TO} = eV_0$ - to'xtatuvchi potentsial energiyasining eng

katta qiymati, ΔV - kontakt potentsiallar farqi (KPF).



3.5 - rasm. Ikki xil metall (nishon va kollektor) uchun fotoeffektning energetik tasviri: Φ_M - tekshirilayotgan metal (nishon) ning chiqish ishi, Φ_K - kollektorning chiqish ishi.

Agar $\Phi_M < \Phi_K$ bo'lsa, $eV_{\max} > eV_0$, agar $\Phi_M > \Phi_K$ bo'lsa, $eV_{\max} < eV_0$ va agar $\Phi_M = \Phi_K$ bo'lsa, $eV_{\max} = eV_0$ bo'ladi. Bu yerda Φ ning qiymati o'tkazuvchanlik zonasining metall-vakuum chegarasigacha bo'lgan kengligiga tengdir.

$$e\Delta V_K = \Phi_K - \Phi_M = \phi_K - \phi_M \quad (3.9)$$

ekanligini hisobga olsak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$eV_0 = E_0 = h\nu - \Phi_K \quad (3.10)$$

Demak, metallarda to'xtatuvchi potensialning kattaligi elektronlarning metallardan chiqish ishiga bog'liq emas, faqatgina kollektorning chiqish ishi Φ_K ga bog'liq bo'lar ekan. Bundan, $h\nu = \text{const}$ bo'lganda har qanday metall uchun eV_0 bitta qiymatga ega bo'lishi kelib chiqadi. $h\nu$ ning qiymatini o'zgartirilsa, spektrining kengligi ham o'zgaradi. Ya'ni $h\nu$ ni o'zgartira borib, valent zona kengligini topish mumkin.

3.4.2. Aralashmasi yo'q ideal yarimo'tkazgich zonalarining parametrlarini aniqlash

Ideal xususiy yarimo'tkazgichlarda Fermi sathi ta'qiqlangan zonaning o'rtasida joylashadi. Absolyut nol temperatura deb qaralsa, yarimo'tkazgich yuzasiga tushayotgan fotonlar elektronlarni E_V sath va undan pastki sathlardan chiqara oladi.

E_v dan E_{vakuum} (qattiq jism va vakuum chegarasi) gacha bo'lgan energetik masofa **fotoelektron chiqish ishiga** teng bo'ladi. **Termoelektron chiqish ishi esa E_F dan E_{vakuum} gacha bo'lgan energetik oraliqni** ifodalaydi (3.6 – rasm).

$$\Phi_{ya} = \varphi_{ya} + \frac{E_g}{2} \quad (3.11)$$

Bu yerda Φ_{ya} - yarimo'tkazgich uchun fotoelektronlar chiqish ishi, φ_{ya} - termoelektronlarning chiqish ishi, ΔE_g - ta'qiqlangan zonaning kengligi. E_v sathdan chiqayotgan elektronlar eng katta kinetik energiyaga ega bo'ladi va uni quyidagi formuladan aniqlash mumkin:

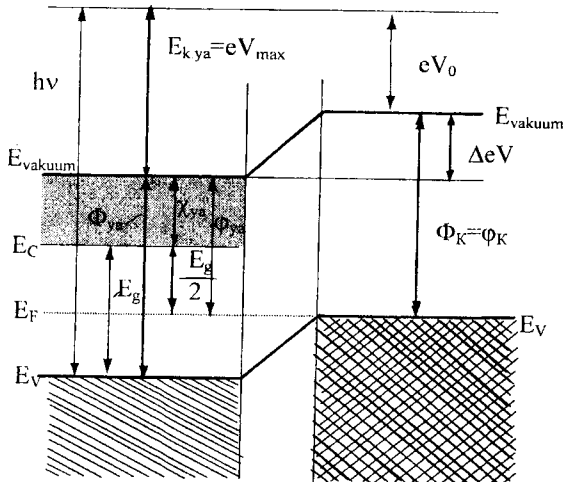
$$eV_{\text{max}} = h\nu - \varphi_{ya} - \frac{E_g}{2} \quad (3.12)$$

Yarimo'tkazgichdan uchib chiqqan elektronlar kollektorga kelib tushadi, ya'ni nishon va kollektor orasida kontakt hosil bo'ladi. Bu holda ularning Fermi sathlari bitta gorizontali chiziqda yotgani uchun (3.12) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$eV_{\text{max}} = eV_0 + e\Delta V, \quad (3.13)$$

$$e\Delta V = \varphi_k - \varphi_{ya}, \quad (3.14)$$

φ_k - kollektorning termoelektron chiqish ishi.



3.6 – rasm. Ideal yarimo'tkazgich uchun tashqi fotoeffektning energetik sxemasi.

U holda eng tez elektronlarni to'xtatuvchi potensial maydonining energiyasi

$$eV_0 = h\nu - \varphi_K - \frac{E_g}{2} \quad (3.15)$$

bo'ladi. Bu formuladan ko'rinadiki, yarimo'tkazgichlarda to'xtatuvchi potensialning eng katta qiymati eV_0 , metallardan farqli ravishda, yorug'lik kvanti energiyasi $h\nu$ va kollektorning materialidan tashqari yarimo'tkazgichning turiga ham bog'liq bo'lar ekan. Har xil yarimo'tkazgich uchun E_g ning qiymati ham har xil, demak E_{T0} ning qiymati ham har xil bo'ladi.

Bu formuladan eV_0 , $h\nu$ va φ_K ning qiymatlarini bilgan holda ta'qiqlangan zona kengligi E_g ni ham aniqlash mumkin bo'ladi. Umuman UBFS yordamida yarimo'tkazgichlarning (dielektriklarning ham) E_v , E_F , E_C sathlarining energetik o'rnini, zonalarining kengligini aniqlash mumkin. Bulardan tashqari real yarimo'tkazgichlar uchun yuzada zonalarining egilish kattaligini hamda ta'qiqlangan zonada hosil bo'ladigan har xil donor va akseptor sathlarning holatini (o'rnini) aniqlash mumkin.

3.4.3. Aralashmali o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgich zonalarining parametrlarini aniqlash

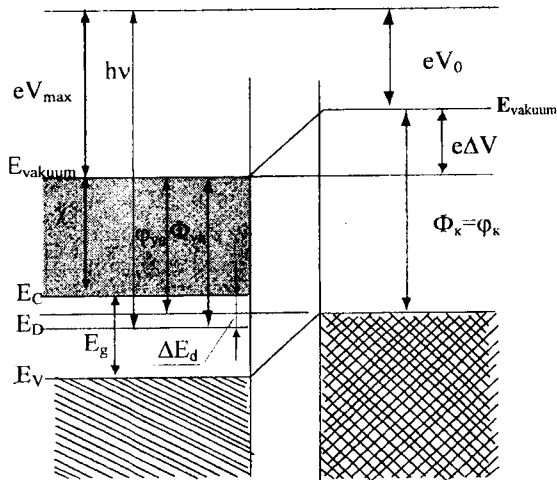
Radioelektronikada, umuman elektron texnikaning hamma sohalarida ishlatiladigan yarimo'tkazgichlarning deyarli hammasi ma'lum bir aralashmaga ega bo'ladi. Bu aralashmaning tarkibiga qarab yarimo'tkazgich teshikli (n-tipli) yoki elektronli (p-tipli) o'tkazuvchanlikka ega bo'lishi mumkin. Bu o'tkazuvchanlik ishlatish jarayonida asosiy rolni o'ynagani uchun aralashmali yarimo'tkazgichlarning zonalar parametrlarini aniqlash hozirgi zamon elektronikasi, umuman asbobsozlik uchun katta ahamiyatga ega bo'ladi. UBFS usulidan foydalanib kerakli ma'lumotlar olish mumkin. 3.7-rasmda n-tipli yarimo'tkazgich va kollektor orasidagi vujudga keladigan potensiallar farqi va boshqa energetik bog'lanishlar ko'rsatilgan. Bu keltirilgan sxema asosida energiyalar orasidagi muvozanatlarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$h\nu = eV_{\max} + \Phi_{va} = eV_{\max} + \varphi_{va} + \frac{\Delta E_d}{2} = eV_0 + e\Delta V + \Phi_{va}, \quad (3.16)$$

$$e\Delta V = \varphi_K - \varphi_{va} = \Phi_K - \Phi_{va} + \frac{\Delta E_d}{2}. \quad (3.17)$$

Bu yerda (3.16) dan yarimo'tkazgichning fotoelektron chiqish ishini aniqlash mumkin, undan keyin esa (3.17) dan foydalanib donor sathlarining o'rnini (ya'ni E_D ni) aniqlash mumkin.

Shuni ta'kidlash lozimki, fotoelektronlar tarkibida donor sathlar yoki akseptor sathlar borligi tufayli vujudga keladigan fotoelektronlarning miqdori juda kam bo'ladi. Ularni qayd qilish uchun yuqori darajadagi tokni kuchayтира oladigan maxsus kuchaytirgichli tizimlar ishlatiladi. Bu sathlardan chiqqan fotoelektronlar hosil qilgan toklari valent zonadan uchib chiqayotgan fotoelektronlar hosil qiladigan toklarga nisbatan juda kichik bo'lishiga qaramasdan ularni katta aniqlik bilan qayd qilish mumkin. Chunki donor sathlar hosil qiladigan cho'qqilar kuzatiladigan holatlar valent elektronlar spektridan energetik jihatdan sezilarli ($\geq 0,6$ eV) farq qiladi.



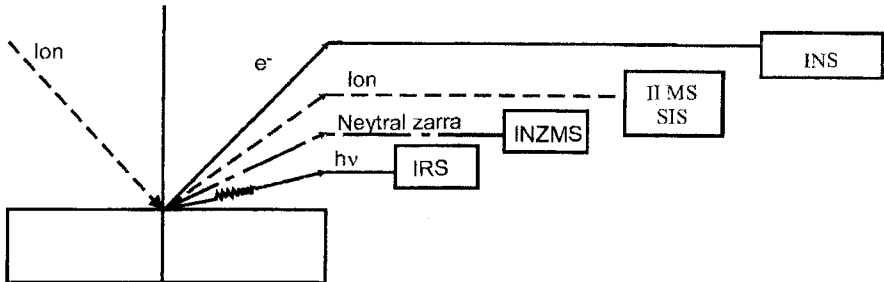
3.7 – rasm. n - tipdagi yarimo'tkazgich uchun tashqi fotoeffektning energetik sxemasi.

Akseptorli yarimo'tkazgichlarda esa bu sathlardan chiqayotgan fotoelektronlar hosil qilgan cho'qqi E_v ga juda yaqin joylashgan bo'ladi va bu cho'qqini valent elektronlarning spektridan ajratib qarash birmuncha qiyinchilik uyg'otadi.

Yarimo'tkazgichlarning boshqa parametrlari esa aralashmasiz yarimo'tkazgichlarniki kabi aniqlanadi. Shuni ta'kidlash lozimki, yarimo'tkazgichlarda yuza qismning holati hajm holatidan farq qilgani uchun zonalarining egilishi ro'y beradi. UBFS yordamida bu egilish kattaligini ham aniqlash mumkin.

IV bo'lim. Yuzalarni tekshirishda ionlardan foydalanish

Ionlar bilan ta'sir qilganda ham yuzadan to'rt xil zarralar ajralib chiqqanligi uchun yuqorida ko'rib o'tilgan usullarni bu yerda ham qo'llash mumkin. Ammo ionlarni hosil qilish va boshqarish elektronlarga nisbatan ancha murakkabdir va bunday qurilmalarni yaratish juda ko'p qiyinchiliklar bilan aloqador bo'ladi. Shuning uchun yuzalarni tahlil qilishda ionlar eng kerakli, yuqori aniqlikdagi ma'lumotlarni olishdagina qo'llaniladi. Eng ko'p qo'llaniladigan usullar 4.1 – rasmda ko'rsatilgan. Bular ichida eng ahamiyatlilari *ikkilamchi ionlarning mass-spektrometriyasi* (IIMS) va sochilgan (qaytgan) ionlarning spektroskopiyasidir (SIS). Bu usullar jismining tarkibini va atomlar konsentratsiyasini yuqori darajada aniqlash imkonini beradi.



4.1 – rasm. Ionlar bilan nurlantirishga asoslangan usullar: INS – ion - neytrallanish spektroskopiyasi; IIMS – ikkilamchi ionlar mass-spektrometriyasi; SIS – sochilgan ionlar spektroskopiyasi; IRS – ion zondli rentgen nurlari spektroskopiyasi.

Ionlar ta'sirida ajralib chiqqan neytral zarralarni ham tahlil qilish mumkin. Ammo, ilgari aytib o'tganimizdek, ularni qayd qilish qiyin bo'lganligi uchun bunday usullar deyarli qo'llanmaydi.

Ionlar ta'sirida ajralib chiqqan elektronlarni tahlil qilishga asoslangan har xil usullarni joriy qilish mumkin. Bunda ikki xil emissiya ro'y berishi mumkin: potensial va kinetik emissiya. Ion-elektron emissiyaga asoslangan usullar elektron-elektron emissiya usullariga nisbatan murakkab bo'lsa ham aniqligi yuqori bo'lganligi uchun yuzalarni tahlil qilishda ancha keng qo'llaniladi.

Ion-foton emissiyaga asoslangan usullarda ko'pincha rentgen nurlari (energiya va burchak bo'yicha) tahlil qilinadi. Bunda ion zondli rentgen nurlari spektroskopiyasi (IRS) degan usul ahamiyatliroqdir. Ammo bu usul asosan yuzadan ancha pastroqda joylashgan qatlamlar to'g'risida ma'lumot beradi.

4.1. Ikkilamchi ionlarning mass-spektroskopiyasi (IIMS)

Ilgari ko'rib o'tganimizdek, qattiq jism yuzasiga ionlar kelib urilganda undan to'rt xil turdagi zarralar uchib chiqishi mumkin. Shulardan ionlar va neytral atom (molekula) larning uchib chiqishi yuzaning emirilishiga olib keladi. Bu zararlarni massa bo'yicha tahlil qilish jismning yuza tarkibi haqida to'g'ridan-to'g'ri ma'lumot beradi. Ikkilamchi ionlarni tahlil qilish nisbatan oson bo'lgani uchun hozirgi paytda IIMS usuli juda ko'p qo'llaniladi. Bu usulning sezgirliigi juda yuqori bo'lib, ko'pgina elementlar uchun $10^{-4}\%$ ni tashkil qiladi. OES dan farqli ravishda bu usul yordamida H va He ni ham aniqlash mumkin. Ammo uchib chiqayotgan ionlarning miqdori juda ko'p kattaliklarga bog'liq bo'lganligi uchun bu usul yordamida miqdoriy tahlil ko'p qiyinchiliklarga olib keladi. Bundan tashqari agar jism yuzasining tarkibi juda ham murakkab bo'lib unda har xil birikmalar mavjud bo'lsa, ularni massa bo'yicha ajratish (ayniqsa katta massalarda) qiyinlashadi. Lekin maxsus usullar qo'llash orqali tahlilni katta aniqlikda olib borish mumkin.

Yuzaning edirilish kattaligi unga tushayotgan birlamchi ionlarning energiyasiga, massasiga va tushish burchagiga bog'liq bo'ladi. IIMS usulida ko'pincha O_2^+ va Ar^+ ionlari ishlatiladi. Bunda ularning energiyasi $\sim 1 - 20$ keV atrofida bo'ladi.

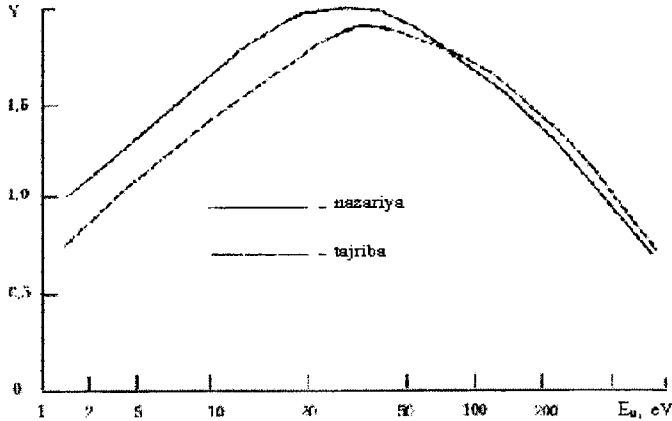
Yuzalarni tahlil qilishda tushayotgan ionlarning intensivligini kichik, tushish burchagini (normalga nisbatan) esa kattaroq ($80 - 85^\circ$) qilib olishga harakat qilinadi. Bunda yuzaning edirilishi ancha kamayadi. Hajmiy tahlil qilish uchun esa yuzaning edirilish tezligi oshiriladi. Umuman edirilish tezligini juda katta: 10^{-5} dan 10^3 Å/s gacha oraliqda o'zgartirish mumkin. Qattiq jism yuzalari ionlar bilan to'pga tutilganda u emiriladi. Emirilish tezligi birinchi galda yuzadagi moddalarning uchib chiqish kattaligi Y ga bog'liq bo'ladi.

$$Y = \frac{\text{Uchib chiqayotgan atomlarning o'rtacha miqdori}}{\text{Tushayotgan atomlar miqdori}}$$

Moddalarning uchib chiqish kattaligi materialning tuzilishi va tarkibiga hamda ionlar dastasining parametriga bog'liq bo'ladi. Y ning qiymati juda katta diapazonda o'zgarishi mumkin. Ammo chuqurlik bo'yicha atomlarning taqsimlanishini aniqlashda asosan energiyasi bir necha kiloelektronvolt bo'lgan o'rtacha massali ionlar ishlatiladi. Bunday hol uchun Y ning qiymati 0,5 dan 20 gacha bo'ladi.

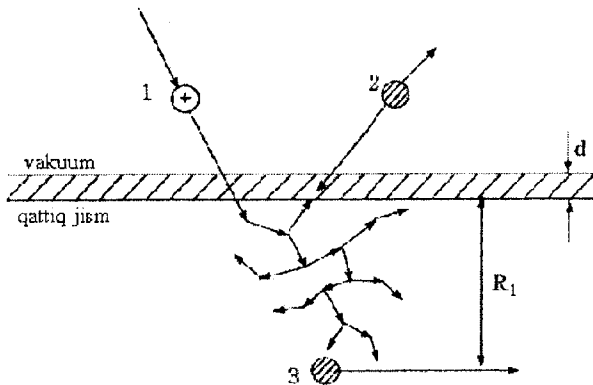
4.2 – rasmda kremniyni argon bilan to'pga tutilgan hol uchun $Y(E_i)$ bog'lanish

egri chizig'i keltirilgan.



4.2 – rasm. Kremniy atomlari uchib chiqish kattaligining Ar^+ ionlarining energiyasiga bog'liqligi.

Bunda nazariy va tajribaviy natijalar bir-biriga yaxshi mos keladi. Nazariy hisoblarda ionlar energiyasini yadroviiy to'qnashuvlarda yo'qotadi va bu yo'qotish juda ko'p atomlar ishtirok etadigan kaskadli to'qnashuvlar uchun sarf bo'ladi deb faraz qilingan (4.3 – rasm).



4.3 – rasm. Ionlarning qattiq jism bilan to'qnashishining shakliy tasviri: 1 – birlamchi ion, 2 – uchib chiqayotgan zarra (ion yoki neytral atom), 3 – implantatsiya qilingan atom (jismda joylashib qolgan ion), R_1 – birlamchi ionlarning kirish chuqurligi, d – jism moddalarining uchib chiqish chuqurligi.

Hozirgi paytda juda ko'p ion va qattiq jism kombinatsiyalari uchun Y ning

qiymati aniqlangan. To'qnashuv jarayonida jism atomlari yuzaning eng yuqori qatlamlaridan uchib chiqadi. Yuzaga kelib urilgan ion o'z energiyasini jism atomlariga beradi. Bu atomlar o'z navbatida boshqa atomlar bilan to'qnashib ularga o'z energiyasini beradi. Natijada yuzaga yaqin joylashgan atomlar yetarli darajada energiyaga ega bo'lsa, undan ajralib chiqadi. Tushayotgan ion to'qnashuvlar jarayonida energiyasining bir qismini yo'qotib vakuumga qaytib chiqishi yoki qattiq jism ichida qolib ketishi mumkin. Birlamchi ionlar (atomlar) ning jism ichida joylashib qolishi **legirlanish** yoki **implantatsiya** deyiladi.

Edirilish kattaligi joyidan qo'zg'atilgan va uchib chiqayotgan atomlarning soniga proporsional bo'ladi. Chiziqli kaskad uchun qo'zg'atilgan va uchib chiqayotgan atomlar miqdori birlik qatlamdagi yadroviy energiya yo'qotishga proporsional bo'ladi. U holda ionlarning tik tushayotgan holi uchun moddalarning uchib chiqishi:

$$Y = \Lambda F_0(E_0) \quad (4.1)$$

bo'ladi. Bu yerda Λ – moddaning hamma xususiyatlarini, shu jumladan sirtiy bog'lanish energiyasini ham ifoda etadi, $F_0(E_0)$ – energiyaning yuzada yutilish zichligi. U ionning turi, energiyasi va tushish burchagiga, nishonning parametrlariga (elementlarning tartib nomeri, massasi va konsentratsiyasiga) bog'liq bo'ladi. Uni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F_0(E_0) = \gamma NS_n(E_0) \quad (4.2)$$

bunda N – nishon atomlarining konsentratsiyasi, $S_n(E_0)$ – yadroviy tormozlanishning ko'ndalang kesimi, γ – tushish burchagiga bog'liq bo'lgan ko'paytma, $NS_n(E) = (dE/dx)_n$ – yadroviy yo'qotish energiyasi. Uni quyidagi formuladan topish mumkin:

$$NS_n(E) = \frac{dE}{dX} \Big|_n = N \frac{\pi^2}{2} Z_1 Z_2 e^2 a \frac{M_1}{M_1 + M_2} \quad (4.3)$$

bu yerda Z_1 va Z_2 – ion (tushayotgan atom) va nishon atomlarining tartib nomeri, M_1 va M_2 – ularning massalari, a – Tomas-Fermining ekranlash (himoya) radiusi.

(4.1) – formuladagi Λ ning kattaligini eng sodda holda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\Lambda = \frac{0,042}{NU_0} \{ \text{\AA}/\text{eV} \} \quad (4.4)$$

Bu yerda N – jism atomlarining $\text{\AA}^{-3}$ da ifodalangan konsentratsiyasi, U_0 – sirtning bog'lanish energiyasi (eV). U_0 ni sublimatsiya temperaturasi (taxminan bug'lanish energiyasiga teng) orqali aniqlash mumkin. Umuman U_0 ning qiymati 2 dan 4 eV

gacha bo'ladi.

Bularni hisobga olib (4.1) formula yordamida Y ni aniqlash mumkin. Bunda γ ning qiymati M_2/M_1 nisbatga va tushish burchagiga bog'liq ekanligini va u 0,2 dan 0,4 gacha o'zgarishini hisobga olish kerak. Jism yuzasiga tik tushayotgan o'rtacha massali ionlar uchun γ ning o'rtacha qiymati $\sim 0,25$.

Misni Ar^+ ionlari bilan to'pga tutilayotgan hol uchun Y ni hisoblaymiz. (4.3) formuladan foydalanib NS_n ni topamiz:

$NS_n = 124 \text{ eV/\AA}$, Cu uchun: $U_0 = 3 \text{ eV}$, atomlar zichligi $N = 8,5 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}^{-3}$, u holda,

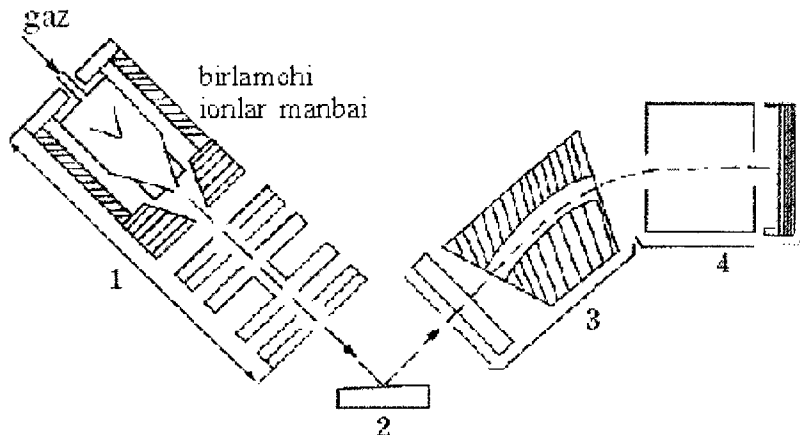
$$Y = \frac{0,042 \cdot 0,25 \cdot 1,24}{8,45 \cdot 10^{-3}} = 5,1$$

Bu natija tajribada olingan qiymatga juda yaqin. Tajribada $Y=6$.

Jism ionlar bilan to'pga tutilganda undan neytral atomlar, bir va bir necha marta ionlashgan musbat va manfiy ionlar hamda har xil klasterlar uchib chiqishi mumkin. Yuzaning holatiga qarab bitta jismning o'zi uchun uchib chiqayotgan ionlarning soni neytral atomlarga nisbatan o'nlab, yuzlab marta o'zgarishi mumkin.

Jism tarkibini undan birlamchi ionlar ta'sirida uchib chiqayotgan ikkilamchi ionlarning massasani tahlil qilish yo'li bilan o'rganish **ikkilamchi ionlarning mass-spektroskopiyasi** deyiladi. IIMS qurilmasi o'ta yuqori vakuumli ($P \leq 10^{-6} \text{ Pa}$) asbob ichiga joylashtirilgan to'rtta asosiy qismlardan iborat bo'ladi (4.4 – rasm):

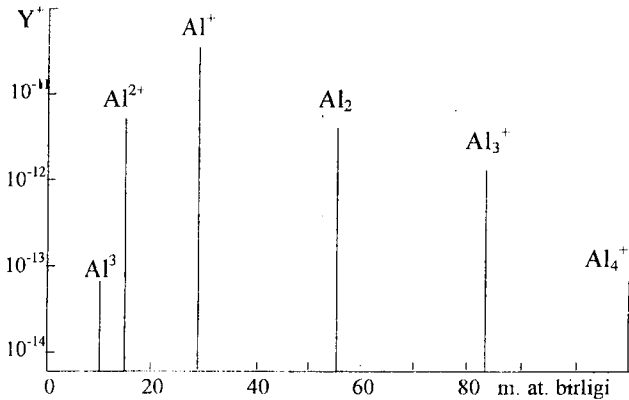
1. birlamchi ionlar to'pi. Bu to'p ionlar manbai va fokuslovchi qurilmadan iborat bo'ladi;



4.4 – rasm. Ikkilamchi ionlar mass-spektrometrining chizmasi: 1 – birlamchi ionlarning to'pi, 2 – nishon, 3 – elektrostatik analizator. 4 – mass-analizator.

2. maxsus o`rnatilgan nishon;
3. ikkilamchi ionlarni tortuvchi diafragmalar va elektrostatik linzalar va analizator;
4. ionlarni massa bo`yicha (m/e) tahlil qiluvchi qurilma.

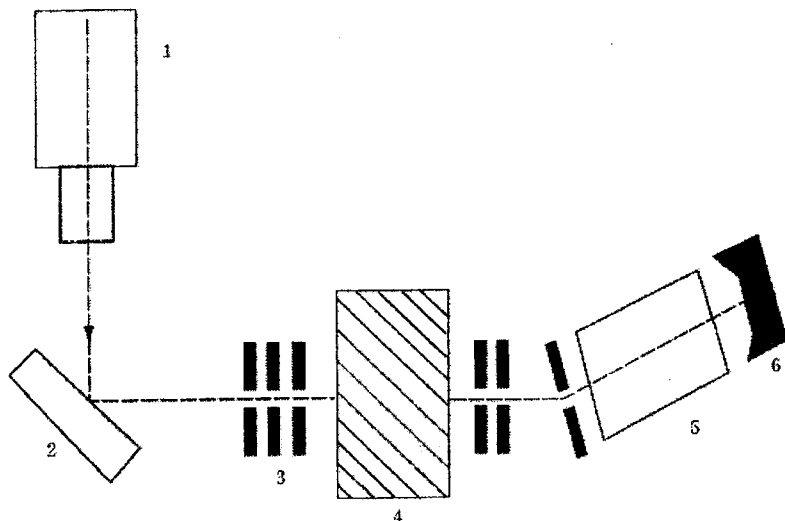
Ikkilamchi zarralar ichidan musbat yoki manfiy ionlar tortib olinadi. Bu ionlar elektrostatik linzalar orqali mass-analizatorlarga kelib tushadi. Kraterning qirralaridan chiqqan ionlar qayd qilinmasligi uchun asosan ion tushayotgan yuzaning o`rta qismidan chiqqan ikkilamchi ionlarga qabul qilib olinadi. Manfiy ionlarning ham, musbat ionlarning ham spektri juda murakkab tuzilishga ega bo`ladi. Hattoki o`ta toza materialning spektrida ham juda ko`p chiziqlar (cho`qqilar) mavjud bo`ladi. 4.5-rasmda Al ni Ar^+ ionlari bilan to`pga tutish natijasida olingan ionlarning mass - spektri keltirilgan. Spektr bir, ikki va uch marta ionlashgan Al atomlari hamda ikki, uch va to`rt atomdan tuzilgan klasterlardan iboratdir. Ammo deyarli hamma vaqt bir marta ionlashgan atomlarning chiqishi eng katta bo`ladi.



4.5 – rasm. Al plastinkasining ikkilamchi ion mass-spektri.

4.2. Ion-neýtral zarralarning mass-spektroskopiyasi (INZMS)

Uchib chiqayotgan ikkilamchi ionlarning konsentratsiyasi yuza holatiga bog`liq ravishda, aynan bir jism uchun 100, hatto 1000 martagacha o`zgarib turishi mumkin. Shuning uchun IIMS usuli yordamida konsentratsiyalarni to`g`ri aniqlash mumkin emas. Matritsa yuzasining toza emasligiga bog`liq bo`lgan effektlardan qutilish uchun ikkilamchi ionlar o`rniga uchib chiqayotgan neýtral zarralarni qayd qilish maqsadga muvofiqdir. Bu usulda neýtral atomlar avvaliga musbat va manfiy ionlardan ajratib olinadi, keyin esa ular ionlashtiriladi. INZMS qurilmasining chizmasi 4.6 – rasmda keltirilgan.



4.6 – rasm. Ion-neytral zarralarning mass-spektrometri: 1 – ion to'pi, 2 – nishon, 3 – to'rlar, 4 – ionlash kamerasi, 5 – mass-analizator, 6 – detektor.

Bu qurilmaning IIMS dan asosiy farqi shundaki, unda mass-analizatorning oldiga ionlash kamerasi o'rnatilgan bo'ladi. Nishon va ionlash kamerasi orasiga quyilgan to'rlarga shunday potentsiallar beriladiki, ular musbat hamda manfiy ionlarning nishondan kamera, kameradan esa nishonga o'tishiga yo'l qo'ymaydi. Neytral atomlarni ionlash uchun siklotronlarda tezlashtirilgan elektronlar bilan o'yg'otilgan plazma qo'llaniladi. Ayrim hollarda plazmaning o'rniga kuchli lazerlardan foydalanish mumkin.

Tekshirilayotgan qandaydir neytral zarralarni A deb belgilasak, uni ionlashdan keyin hosil bo'lgan signalni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$I_A^0 = i_b Y_A J_A r_A \quad (4.5)$$

bunda i_b – birlamchi ionlarning toki, Y – A zarralarning to'la chiqish kattaligi, J_A – uchib chiqqan neytral zarralarning ionlashish darajasi, r_A – asbob doimiysi.

Asl metallar (Au, Pt, Pd) uchun J_A ning qiymati 10^{-1} , qiyin eriydigan metallar uchun esa 10^{-2} gacha bo'lishi mumkin. INZMS usulning sezgirliigi IIMS nikiga yaqin bo'lib, 10^{-3} ni tashkil qiladi. Yuza holatiga qarab uchib chiqayotgan neytral zarralarning soni sezilarli o'zgarmasligi uchun INZMS usulini miqdoriy tahlil uchun ham qo'llash mumkin.

V bo'lim. Nanokristallarni o'rganishning zamonaviy usullari

Nanoindustriya, nanotexnologiya hozirgi zamonning eng yangi, eng dolzarb va eng keng ko'lamli ilmiy va texnikaviy yo'nalishidir. U fizika, kimyo, radiotexnika, elektronika, hisoblash texnikasi va ko'p bosqichli matematik modellash, kosmosni o'zlashtirish va boshqa yo'nalishlarning keskin rivojlanishiga asos bo'ladi.

Dunyoning rivojlangan mamlakatlari AQSh, Germaniya, Yaponiya kabi davlatlarda juda katta mablag'lar bilan ta'minlangan nanotexnologiya markazlari tashkil etilgan va maxsus xalqaro konferentsiyalar faoliyat ko'rsatmoqda. Hozirgi paytda Rossiyada, Xitoyda va boshqa davlatlarda yangi «Nanotexnologiya» markazlari tashkil etilmoqda.

Nanotexnologiya markazlari ishlarni asosan uchta yo'nalish bo'yicha olib bormoqdalar:

1. Shu sohada e'lon qilinayotgan ilmiy ishlarning tahlili.
2. Nazariy ilmiy tadqiqotlar va jarayonlarni kompyuterlarda modellash.
3. Eksperimental tadqiqotlar.

Nanoindustriyaning qaror topishi va rivojlanishi nanoelektronikaning rivojlanishi bilan aniqlanadi. Nanoelektronikaning rivojlanishi esa birinchi navbatda noyob xususiyatli yangi nanopolyonkalar, nanotizimlar hosil qilish va ularni o'rganish bilan uzviy bog'liqdir. Hozirgi paytda nanob'ektlarni o'rganish uchun o'ta noyob qurilmalar tayyorlangan: **skanlovchi - tunnel mikroskop** va **atom kuchlanishli mikroskop**. Bu qurilmalarning aniqlik darajasi 0,1 Å ga teng. Atom - kuchlanishli mikroskop alohida-alohida atomlar va molekulalarni yuzaning istalgan nuqtasiga olib borish va ularni kerakli tartibda joylashtirib nanobloklar olish imkonini beradi.

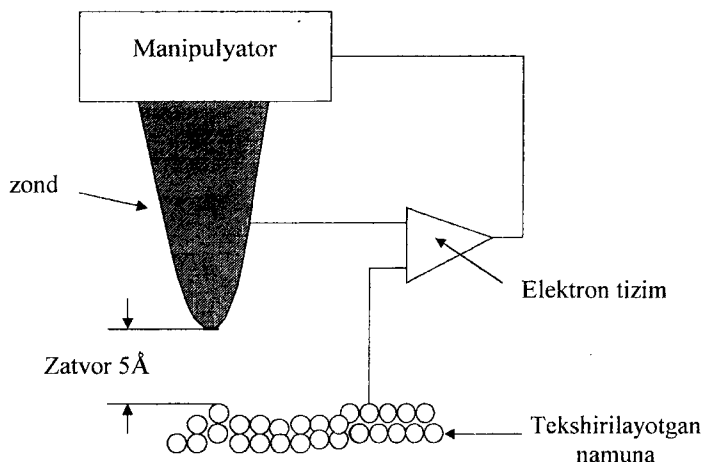
Quyida shu mikroskoplarning tuzilishi va ishlash prinsiplari bilan qisqacha tanishib o'tamiz. Bu ma'lumotlarning asosiy qismi A.G.Aleksenkoning [23] ma'ruzasidan olingan.

5.1. Skanlovchi - tunnel mikroskop (STM)

STM ning birinchi nusxasi 1981 yilda IBM firmasining Shveysariya bo'limi xodimlari Binning va Rorerlar (ular keyinchalik Nobel mukofotiga sazovor bo'lganlar) tomonidan yaratilgan.

STM ning ishlash prinsipi elektronlarning vakuum to'siq (bar'er) orqali tunnel (sizib) o'tishi hodisasiga asoslangan. Tunnel effektining nazariyasi 1928 yilda G.A.Gamov tomonidan yaratilgan. Tunnel effekti quyidagicha tushuntiriladi. Zarracha

(masalan elektron) ning energiyasi ma'lum bir kengligi chegaralangan to'siqning balandligidan kichik bo'lsa, u to'siqdan sakrab o'tmasdan uning ichkarisi orqali sizib o'tishi mumkin. Zond (o'tkir uchli nina) va namuna (taglik) orasidagi masofa STM da to'siq vazifasini bajaradi (5.1 – rasm).



5.1 – rasm. STM dagi “nina-taglik-tokni boshqarish tizimi” ning ko'rinishi.

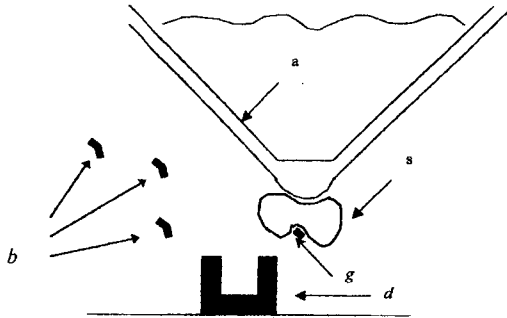
Masofa kattaligi elektronning to'lqin uzunligiga yaqin bo'lishi kerak. Shuning uchun STM larda bu masofa (to'siq) kattaligi ko'pincha $L = 5 \text{ Å}$ ga, ya'ni taxminan 2 ta atom diametriga teng qilib olinadi. Zond va namuna (taglik) orasidagi masofa tunnel toki kattaligiga keskin ta'sir qiladi (masofaning 1 Å ga o'zgarishi tok qiymatini 10 marta o'zgartiradi). Bu hodisa tunnel masofasini, ya'ni tunnel tokini o'zgartirmay (doimiy bir xil) ushlab turishga asoslangan “kuzatuvchi tizim” ni yaratishga imkon beradi.

Zamonaviy pëzomanipulyatorlar texnik jihatdan o'lchash aniqligini $0,1 \text{ Å}$ gacha kamaytirishni ta'minlaydi. Bu aniqlik analogli va raqamli o'zgartirgichlarda 20-razryadli o'ta katta integral sxemalarni qo'llash orqali ta'minlanadi. O'ta mukammal o'zgartirgichlardan foydalanib asbobning aniqligini yanada oshirish mumkin. Tunnel toki doimiy qiymatdan chetga chiqsa bu o'zgarish toki kuchaytirgichga beriladi. Kuchaytirilgan tunnel tokining kattaligi (xatolik signali) zond tagidagi tekshirilayotgan jism yuzasining relefiga (notekisligiga) to'g'ridan-to'g'ri bog'liq bo'ladi. Skanlashning tanlab olingan masshtabiga bog'liq ravishda kompyuter ekranida yuzaning tekshirilayotgan qismining tasviri (skani) hosil bo'ladi. Tekshirilayotgan

yuza qismining o'rni tayanch (reper) nuqtaga nisbatan $0,1 \text{ \AA}$ aniqlikda topiladi. Shuning uchun ham bu usul nanoo'lchamli ob'ektlarni, hattoki yuzadagi alohida-alohida atomlarni va molekullarni juda katta aniqlikda ko'ra olish imkonini beradi, ya'ni STM "atomar" ajrata olish qobiliyatiga ega.

5.2. Atom kuchlanishli mikroskop (AKM)

1986 yilda skanlovchi atom-kuchlanishli mikroskop (Atomic Force Microscope, AFM) paydo bo'ldi. Bu mikroskopda STM dan farqli ravishda harakatlanuvchi zond yuzaga doimo tegib turadi, ya'ni u bilan kontaktda bo'ladi va zondning yuza notekisliklarida tushib-chiqishi o'lchab boriladi. Harakatlanuvchi zond kantilever deb nomlanadi. AKM ga asoslangan molekulyar manipulyator (boshqargich) ning ko'rinishi 5.2 – rasmda keltirilgan.



5.2 – rasm. AKM asosidagi molekulyar manipulyator: a) AKM zondi (kantilever) ning uchi; b) eritmadagi reagent (ligand) molekullari; s) zond uchidagi oqsilning katta molekulasi; g) oqsil tutib olgan molekula; d) ligandaning taglik bilan to'qnashuvi jarayonida ro'y beradigan kimyoviy reaksiya natijasida vujudga kelgan tuzilma.

Ushbu manipulyator yordamida reagentdan alohida-alohida molekullarni olib yuzaning istalgan nuqtasiga olib borish va lokal kimyoviy reaksiyani amalga oshirish mumkin. Zondning uchiga joylashtirilgan oqsilning katta molekulasi o'ziga yaqin joylashtirilgan eritma tarkibidagi kichik molekullar (ligandalar) ni birin-ketin bog'lay boshlaydi. Keyin zond bu molekullarni taglik yuzasining kerakli nuqtasiga joylashtiradi. Taglik bilan, har bir molekula bilan, molekullarning bir-biri bilan kimyoviy reaksiyalari natijasida liganda molekullaridan tashkil topgan yangi nanotizim hosil bo'ladi (5.2, d – rasm). Bu tizim - yangi tuzilishga va xususiyatlarga ega bo'ladi. Shunday qilib, AKM yordamida nanoob'ektlarni faqatgina o'rganish emas uni hosil qilish ham mumkin ekan.

Adabiyotlar

1. Малышева И.А. - "Технология производства интегральных микросхем" - М., Радио и связь, 1991.
2. Тарун Я. - "Основы технологии СБИС" - М., Радио и связь, 1985.
3. Parmanqulov I.P., Umirzaqov B.E. va boshqalar. - "Elektron asboblari va qurilmalar ishlab chiqarish texnologiyasi". O'quv qo'llanma. Toshkent, TDTU, 2002.
4. Технология тонких плёнок. Ред. ред. Л.Майсела, Р. Гленгл. I и II т. Сов. Радио. 1977 г.
5. Физика тонких плёнок. Ред. ред. Г.Хасса. IV и V. М., Мир. 1972 г.
6. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры. Ред. ред. Л.Ченга. К.Ролса. М., Мир. 1989 г., 582 с.
7. Точицкий Е.И. Кристаллизация и термообработка тонких плёнок. Минск. "Наука и техника". 1976.
8. Кремков М.В., Беседина Е.А., Шевелев С.В. Диагностика поверхности материалов. Ташкент. "Фан". 1997 г.
9. Umirzaqov B.E. Qattiq jism yuzalari va chegaraviy qatlamlarning tuzilishini o'rganish usullari». O'quv qo'llanma. TDTU. 1997 y.
10. Данильцев В.М., Гусев С.А. и др. «Осаждение плёнок аммония на GaAs в процессе металло-органической газофазной эпитаксии». Поверхность. 1996 г. №1. с36-41.
11. Умирзаков Б.Е. и др. «Влияние послеростового на состав и структуру плёнок Si/CoSi₂». Известия. РАН. Москва. 1998 г. №7
12. Нормуратов М.Т., Умирзаков Б.Е. «Энергетические спектры поверхности твёрдых тел, имплантированных ионами низких энергий». Ташкент. «Фан». 1989 г. 158 с.
13. Шульман А.Р., Фридрихов С.А. "Вторично-эмиссионные методы исследования твёрдого тела". - М. Наука.
14. Palmberg P.W. - The Structure and Chemistry of Solid Surface ed. G.A. Somorjai, New York, 1969, p. 29.
15. Кремков М.В. Корпускулярная низкоэнергетическая диагностика поверхности твёрдого тела. - Ташкент: Фан, 1989, -163 с.
16. Крипнер И. Применение электронной спектроскопии для анализа поверхности. Под ред. Х. Ибаха. - Рига: Зинатке, 1980. - 318 с.

17. Бажанова Н.П., Кораблев В.В., Кудинов Ю.А. Актуальные вопросы вторично-эмиссионной спектроскопии. -Л.: ЛПГ: им. М.И. Калинина, 1985, -85с.
18. Lourence E.D., McDonald N.C., Palmberg W.P. at all. Handbook of Auger electron spectroscopy. - Mlaresolg Phys. Electron. Indust. 1976, p. 252
19. Normuradov M.T., Umirzakov B.E., Rajabbaev R.R. Qattiq jism sirlarining ikkilanchi elektron spektroskopiyasi. O`quv qo`llanma. Toshkent: Konstruktor, 1993. - 85 s.
20. Комолов С.А. Интегральная вторично-электронная спектроскопия. Л: Изв. ЛГУ. 1986. 178 с.
21. Применение электронной спектроскопии для анализа поверхности. Под ред. Ибаха Х. Рига: Знатце. 1980.
22. Umirzakov B.E. Qattiq jism yuzalarini tekshirish usullari. Toshkent. ToshDTU. 1997. 62 b.
23. А.Г.Алексенко. Нанотехнология и подготовка инженерных кадров по приоритетным направлениям науки и техники. Тез. докладов научно - практической конференции «Высшее техническое образование в XXI веке». Ташкент. 2002. 23 с.
24. <http://www.computerra.ru/xterra/homo/28705/>
25. <http://www.pravda.ru/abroad/2002/08/29/46365.html>
26. <http://www.zimtec.ru/11.htm>
27. Домашевская Э.П. Синхротронные исследования особенностей электронно-энергетического спектра в кремниевых наноструктурах. www.ioffe.rssi.ru/journals/ftt/2004/02/.
28. Фоминский В.Ю., Екименко А.Н., Саморуков И.И. Оптико-акустические исследования процессов наносекундного лазерного легирования при использовании слабо отражающих и прозрачных слоев. [http://danko.mephi.ru/conference\](http://danko.mephi.ru/conference/)
29. Фуллерены и нанотрубки. <http://perst.isssph.kiae.ru/inform/perst/perst.htm>

Босишга рухсат этилди 24.12.2004 й. Бичими 60x84 1/16.
Шартли босма табағи 4. Нусхаси 100 дона. Буюртма № 54.
ТДТУ босмахонасида чоп этилди. Тошкент ш, Талабалар кўчаси 54.